ПРЕЗИДИУМ РАН ОТДЕЛЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК РАН ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. П.Н.ЛЕБЕДЕВА РАН РОССИЙСКИЙ ФОНД ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ФОНД «ДИНАСТИЯ» УЧЕБНО-НАУЧНЫЙ КОМПЛЕКС ФИАН

> XIV Школа молодых ученых «Актуальные проблемы физики»

СБОРНИК ТРУДОВ

11 - 15 ноября 2012 года

ФИАН 2012

В сборнике трудов представлены материалы молодежных устных и стендовых докладов, относящихся к фундаментальным исследованиям в различных областях физики.

СОДЕРЖАНИЕ

Устные доклады

Андреев Ю.М., Ионин А.А., Киняевский И.О., Климачёв Ю.М., Козлов А.Ю., Котков А.А., Ланский Г.В., Солуянов А.В., Шайдуко А.В. ОБОГАЩЕНИЕ СПЕКТРА 13 ИЗЛУЧЕНИЯ СО-ЛАЗЕРНЫХ СИСТЕМ ЗА СЧЁТ ГЕНЕРАЦИИ СУММАРНЫХ И РАЗНОСТНЫХ ЧАСТОТ В КРИСТАЛЛЕ ZnGeP2 Кочиев М.В., Цветков В.А., Сибельдин Н.Н. ДИНАМИКА ЭКСИТОНОВ И ТРИОНОВ В МЕЛКИХ КВАНТОВЫХ ЯМАХ GaAs/AlGaAs ПРИ НАЛИЧИИ 15 ИЗБЫТОЧНЫХ ОДНОИМЕННЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА Литовченко И.Д. МАЗЕРНОЕ И ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ МОЛЕКУЛ В 17 ОКРЕСТНОСТЯХ ПРОТОЗВЕЗД НА РАННИХ ЭТАПАХ ЭВОЛЮЦИИ Рева А.А. ИССЛЕДОВАНИЕ ГОРЯЧИХ РЕНТГЕНОВСКИХ ТОЧЕК С 19 ПОМОЩЬЮ СПЕКТРОГЕЛИОГРАФА МС XII Цвентух М. М. УСТОЙЧИВОСТЬ ПЛАЗМЫ В СИЛЬНОНЕОДНОРОДНОМ 21 МАГНИТНОМ ПОЛЕ Чернышов Д.О. ВЛИЯНИЕ СВЕРХМАССИВНОЙ ЧЕРНОЙ ДЫРЫ 23 НА ИЗЛУЧЕНИЕ ИЗ ЦЕНТРАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ ГАЛАКТИКИ Андреев С.Н. МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕРМОЯДЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ СВЕРХ-ИНТЕНСИВНОМ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ 25 МИШЕНИ Азаревич А.Н., Богач А.В., Глушков В.В., Демишев С.В., Случанко Н.Е., Шицевалова Н.Ю., Филипов В.Б., Левченко А.В., Габани С., Флахбарт К., Ванакен Й., Мощалков В.В. ПОВЕДЕНИЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ 27 НАМАГНИЧЕННОСТИ В ПОСТОЯННОМ И ИМПУЛЬСНОМ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ ПРИ ПЕРЕХОДЕ МЕТАЛЛ-ИЗОЛЯТОВ В ТМ1- $_{\rm X}{\rm YB}_{\rm X}{\rm B}_{12}$ Кузьмичёв С.А., Кузьмичёва Т.Е., Рослова М.В.SNS-АНДРЕЕВСКАЯ 29 СПЕКТРОСКОПИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО LIFEAS Морозов М.Ю., Морозов Ю.А., Красникова И.В. ВНУТРИРЕЗОНАТОРНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ СРЕДНЕГО (ДАЛЬНЕГО) ИНФРАКРАСНОГО 31 ДИАПАЗОНА В ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ ДВУХЧАСТОТНОМ ЛАЗЕРЕ С ВЕРТИКАЛЬНЫМ ВНЕШНИМ РЕЗОНАТОРОМ Елисеева С.В., Остаточников В.А., Семенцов Д.И. УПРАВЛЕНИЕ СПЕКТРОМ ОДНОМЕРНОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА МАГНИТНЫМ 33 ПОЛЕМ В ОБЛАСТИ ФМР

Потёмкин Ф.В., Михеев П.М., Подшивалов А.А., Гордиенко В.М.	
МНОГОФУНКЦИОНАЛЬНЫЙ ФЕМТОСЕКУНДНЫЙ CR:FORSTERITE	
ЛАЗЕРНЫЙ КОМПЛЕКС С ON-LINE СИСТЕМОЙ МОНИТОРИНГА	35
ПАРАМЕТРОВ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И МИКРОКЛИМАТА НА БАЗЕ	
ПЛАТФОРМЫ NI РХІ	
Сергеев А.А., Вознесенский С.С., Кульчин Ю.Н., Мироненко А.Ю., Братская	
С.Ю. ОПТИЧЕСКИЕ И СЕНСОРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МНОГОСЛОЙНЫХ	~-
БИОПОЛИМЕРНЫХ ПОКРЫТИЙ С ИММОБИЛИЗОВАННЫМ рН	37
ИНДИКАТОРОМ	
<u>Стародубов А.В.</u> ТУРБУЛЕНТНЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ ПУЧКИ: МЕТОДЫ	
ФОРМИРОВАНИЯ, ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ, ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДЛЯ	39
ШИРОКОПОЛОСНОЙ ГЕНЕРАЦИИ В СВЧ ДИАПАЗОНЕ	
Cmaudoou a downadu	
<u>Адиятуллин А.Ф.,</u> кривовок Б.С., шевцов С.Б. СБОИСТБА ЭКСИТОННОИ ПОЛИСИСТЕМИ В КЛИЧТОРИ ИХ ЯМАХ ZNSE/ZNMCSSE С ВАЗМИТИ ИМИ	4.1
ΠΟДСИСТЕМЫ Β ΚΒΑΠΤΟΒЫΑ ΜΊΑΑ ΖΝΞΕ/ΖΝΙΜΟΞΞΕ Ο ΡΑΞΜΗΤΗΜΗ ΓΕΤΕΡΟΙΑΙΤΕΡΦΕЙ CAMIA	41
Азаревич А.Н., Богач А.В., І лушков В.В., Демишев С.В., Левченко А.В., Фи-	
липов В.Б., Шицевалова Н.Ю., Случанко Н.Е. МАТ НИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ	43
ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ ЗАМЕЩЕНИЯ $IM_{1-X}YB_XB_{12}$	
Карпеев С.В., Хонина С.Н., <u>Алферов С.В.</u> ИССЛЕДОВАНИЕ ОСТРОИ	
ФОКУСИРОВКИ ПОЛЯРИЗАЦИОННО-НЕОДНОРОДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ	45
ПУЧКОВ ВЫСОКОГО ПОРЯДКА МЕТОДАМИ БЛИЖНЕПОЛЬНОЙ	
МИКРОСКОПИИ	
Анисимов М.А., Глушков В.В., Богач А.В., Демишев С.В., Самарин Н.А., Гаврил-	
кин С.Ю., Мицен К.В., Филипов В.Б., Шицевалова Н.Ю., Левченко А.В., Габани	47
С., Флахбарт К., Случанко Н.Е. ТЕПЛОЕМКОСТЬ СЕ _х LA _{1-х} B ₆ В ПРЕДЕЛЕ	.,
МАЛОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ЦЕРИЯ Х≤0.03	
Антипин А.М., Алексеева О.А., Верин И.А., Сорокина Н.И., Харитонова Е.П., Во-	
ронкова В.И. РЕНТГЕНДИФРАКЦИОННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ	10
КИСЛОРОДПРОВОДЯЩИХ СОЕДИНЕНИЙ В СИСТЕМАХ LN ₂ O ₃ – MOO ₃ –	47
V ₂ O ₅ , ГДЕ LN=LA, ND	
<u>Арифуллин М.Р.,</u> Бердинский В.Л. СПИНОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ В	51
МНОГОФЕРМИОННОЙ СИСТЕМЕ	51
Байбаков Р.Ф., Демишев С.В., Случанко Н.Е., Левченко А.В., Духненко А.В.,	
Филипов В.Б., Глушков В.В. КОЭФФИЦИЕНТ ТЕРМОЭДС В	53
ОКРЕСТНОСТИ ПЕРЕХОДА МЕТАЛЛ–ДИЭЛЕКТРИК В СА _{1-Х} ЕU _Х В ₆	

Кудряшов В.В., <u>Баран А.В.</u> РЕШЕНИЕ РАДИАЛЬНОГО УРАВНЕНИЯ	
ШРЁДИНГЕРА ДЛЯ ПОТЕНЦИАЛА МОРСА В ОБЪЕДИНЕННОМ	55
ВАРИАЦИОННО-КВАЗИКЛАССИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ	
<u>Бейлин Н.Д.</u> , Гижа С.С. ИССЛЕДОВАНИЕ КРАЕВЫХ ЗОН СЛОИСТЫХ	
НАНОСТРУКТУР МЕТОДАМИ РЕНТГЕНОВСКОЙ РЕФРАКТОМЕТРИИ	57
<u>Бурханов И.С.,</u> Чайков Л.Л. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА	
ВОЗМОЖНОСТИ ОБНАРУЖЕНИЯ ВЫНУЖДЕННОГО	59
"ДИФФУЗИОННОГО" РАССЕЯНИЯ НА ЧАСТИЦАХ В ЖИДКОСТИ	
<u>Бутвина А.Л.</u> , Бутвина Л.Н., Бирюков А.С., Дианов Е.М. ЛАЗЕРНЫЙ	
НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫЙ ВОЛОКОННЫЙ СКАЛЬПЕЛЬ ДЛЯ	61
СРЕДНЕГО ИК-ДИАПАЗОНА	
Бушмелева А.Н., Вохник О.М. ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ	
ИНТЕНСИВНОСТИ ДИСПЕРГИРОВАННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ С	63
РАЗЛИЧНОЙ ШИРИНОЙ СПЕКТРА	
Лепешкин А.Р., <u>Ваганов П.А.</u> ИССЛЕДОВАНИЕ	
ТЕМПЕРАТУРОПРОВОДНОСТИ МЕТАЛЛОВ С УЧЕТОМ ИНЕРЦИИ	<i></i>
ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛЕ ДЕЙСТВИЯ ЦЕНТРОБЕЖНЫХ УСКОРЕНИЙ И	65
СИЛ	
Акимов А.В., Вишнякова Г.А., Колачевский Н.Н., Сорокин В.Н., Тайченачев	
А.В., Юдин В.И. ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАДЕРЖКИ ПРОБНОГО ПОЛЯ В	
УСЛОВИЯХ РЕЗОНАНСА КОГЕРЕНТНОГО ПЛЕНЕНИЯ	67
НАСЕЛЕННОСТИ В Л – И N – СИСТЕМАХ УРОВНЕЙ ⁸⁷ Rb	
<u>Воеводина Е.В.,</u> Халиуллин М. Х., Улин С. Е. НАУЧНЫЙ ПРИБОР	
«СИГНАЛ» НА БОРТУ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА	69
«ИНТЕРГЕЛИОЗОНД»	
Воеводина Е.В., Архангельская И.В., Зенин А.А. СПЕКТРАЛЬНЫЙ	71
КРИТЕРИЙ ЖЕСТКОСТИ ДЛЯ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ	71
Вьюхина И.В., Иванов М.Г., Пузырев И.С., Ятлук Ю.Г. РАЗРАБОТКА	
МЕТОДА, ПОВЫШАЮЩЕГО ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПРИМЕНЕНИЯ	73
НАНОЧАСТИЦ ND: Y ₂ O ₃ , ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОГО СИНТЕЗА	
<u>Гаврилкин С.Ю.</u> , Иваненко О.М., Мицен К.В., Цветков А.Ю.	
«НЕЛИНЕЙНАЯ» МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ КРИТИЧЕСКИХ	75
ПАРАМЕТРОВ СВЕРХПРОВОДНИКОВ	
<u>Гижа С.С.,</u> Бейлин Н.Д. РЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ НАНОРАЗМЕРНЫХ	
ОКИСНЫХ СЛОЕВ МЕТОДОМ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ РЕНТГЕНОВСКОЙ	77
РЕФЛЕКТОМЕТРИИ.	
Акимов А.В., Вишнякова Г.А., Головизин А.А., Колачевский Н.Н., Снигирев	
С.А., Сорокин В.Н. ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА STIRAP В ИССЛЕДОВАНИИ	79
5D УРОВНЯ АТОМА РУБИДИЯ	

<u>Гришина О.В.</u> , Менушенков А.П., Шеляков А.В., Ярославцев А.А., Ситни- ков.Н.Н., Зубавичус Я.В., Велигжанин А.А., Черников Р.В. ЛОКАЛЬНАЯ И КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА СПЛАВА С ЭФФЕКТОМ ПАМЯТИ ФОРМЫ TI ₅₀ NI ₂₅ CU ₂₅	81
<u>Грудцын Я.В.</u> , Михеев Л.Д., Поливин А.В., Степанов С.Г. НЕЛИНЕЙНАЯ САМОКОМПРЕССИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНО-ЧИРПИРОВАННЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ОПТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ	83
<u>Душкин Л.И.</u> , Богданов А.Г., Ковыляева Е.А., Кокоулин Р.П., Петрухин А.А., Хохлов С.С. ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ ГРУПП МЮОНОВ В ЧЕРЕНКОВСКОМ ВОДНОМ КАЛОРИМЕТРЕ	85
<u>Заболотных А.А.</u> , Волков В.А. ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ДВУМЕРНЫХ МАГНИТОПЛАЗМОНОВ	87
<u>Залужный И.А.</u> ИССЛЕДОВАНИЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ МАГНИТНОГО ИНТЕРМЕТАЛЛИДА LU ₂ FE _{17-X} MN _X МЕТОДОМ ПОРОШКОВОЙ РЕНТГЕНОВСКОЙ ДИФРАКЦИИ	89
<u>Зенин А. А.</u> , Архангельская И. В., Кирин Д. Ю., Воеводина Е. В. СОБЫТИЯ С ДОПОЛНИТЕЛЬНЫМ МАКСИМУМОМ НА ВРЕМЕННЫХ ПРОФИЛЯХ В ДИАПАЗОНЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ: НОВЫЙ ПОДКЛАСС ДЛИННЫХ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ	91
<u>Ибавов Н.В.</u> , Мирская В.А., Назаревич Д.А. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОМПЛЕКСА ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЖИДКОСТЕЙ И СМЕСЕЙ, АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ НА ОСНОВЕ ЦИФРОВЫХ ДАТЧИКОВ И ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА LABVIEW	93
Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., <u>Изюмов Н.А.</u> , Ионин А.А., Кудряшов С.И., Селезнев Л.В., Синицын Д.В., Сунчугашева Е.С. САМОФОКУСИРОВКА ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ АМПЛИТУДНОЙ МОДУЛЯЦИИ ИХ ПОПЕРЕЧНОГО ПРОФИЛЯ	95
<u>Казиев А. В.</u> , Ходаченко Г. В. ОПТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА ИМПУЛЬСНЫХ ФОРМ МАГНЕТРОННОГО РАЗРЯДА	97
<u>Калганова Е.С</u> , Сукачев Д.Д., Колачевский Н.Н., Акимов А.В., Сорокин В.Н. КОМПАКТНАЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВАЯ ЛАЗЕРНАЯ СИСТЕМА НА ЛЛИНУ ВОЛНЫ 410.6 НМ	99
Витухновский А.Г., <u>Кацаба А.В.</u> , Амброзевич С.А., Лобанов А.Н., Федянин В.В., Васильев Р.Б., Саматов И.Г. ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ СХЕМА УРОВНЕЙ ПОВЕРХНОСТНЫХ СОСТОЯНИЙ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК СУЛЬФИДА КАДМИЯ	101

Менушенков А.П., <u>Кашурникова О.В.</u> , Ярославцев А.А., Панова Г.Х., Шиков А.А., Клементьев К.В., Черников Р.В. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ	
ПРОЕКЦИОННОЙ МОДЕЛИ КВАЗИКРИСТАЛЛОВ НА ОСНОВЕ	103
ЦИРКОНИЯ ИЗ XAFS-СПЕКТРОСКОПИИ	
Менушенков А.П., Кашурникова О.В., Попов В.В., Петрунин В.Ф., Коровин	
С.А., Черников Р.В., Ярославцев А.А., Зубавичус Я.В., Велигжанин А.А.	
БАЙЕСОВ АНАЛИЗ XAFS И ДИФРАКЦИИ: ИЗМЕНЕНИЯ СТРУКТУРЫ	105
ПРИ ПЕРЕХОДЕ ФЛЮОРИТ-ПИРОХЛОР В НАНОПОРОШКАХ Ln ₂ O ₃ -MeO ₂	
(Ln=Dy, Gd; Me=Hf, Zr)	
Волостников В.Г., Кишкин С.А., Котова С.П. РАСПОЗНАВАНИЕ	
КОНТУРНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ ПРИ ПОМОЩИ СВЕТОВЫХ ПОЛЕЙ	107
СПЕЦИАЛЬНОГО ВИДА	
<u>Клименко О.А.</u> , Митягин Ю.А., Мурзин В.Н., Кнап В. ИССЛЕДОВАНИЕ	
ПРОЦЕССОВ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В	100
КОРОТКОКАНАЛЬНЫХ InAlAs/InGaAs/InP и GaAs/GaAlAs HEMT	109
ТРАНЗИСТОРНЫХ СТРУКТУРАХ	
Пашкин Ю.А., Князев Д.А., Пекола Ю.П., Ли Т.Ф., Астафьев О., Цай Дж.Ш.	111
НАНОМЕХАНИКА ОДНОЭЛЕКТРОННОГО ТРАНЗИСТОРА	111
<u>Козырев Д.С.</u> , Бурбаев Т.М. ДВУХЭЛЕКТРОННАЯ ИЗЛУЧАТЕЛЬНАЯ	
РЕКОМБИНАЦИЯ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ЖИДКОСТИ В	113
КВАЗИДВУМЕРНЫХ СЛОЯХ SiGe ГЕТЕРОСТРУКТУТ Si/SiGe/Si	
Кондратьев О.А., Марченков Н.В., Благов А.Е., Просеков П.А., Писаревский	
Ю.В. ИЗУЧЕНИЕ ДЕФОРМАЦИЙ КРИСТАЛЛА ЛАНТАН-ГАЛЛИЕВОГО	115
ТАНТАЛАТА В УСЛОВИЯХ ВНЕШНИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ МЕТОДОМ	115
КВАЗИМНОГОВОЛНОВОЙ РЕНТГЕНОВСКОЙ ДИФРАКЦИИ	
Козлов Ф.А. <u>, Коновалов М.А. ОЦ</u> ЕНКА ВЫХОДА ЦЕЗИЯ ЧЕРЕЗ СТАЛЬНЫЕ	117
ОБОЛОЧКИ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОМ НАТРИЕВОМ ТЕПЛОНОСИТЕЛЕ	11/
Зыбин К.П., <u>Копьев А.В.</u> ПОПЫТКА ТЕОРЕТИЧЕСКОГО ОБЪЯСНЕНИЯ	110
PIROUETTE ЭΦΦΕΚΤΑ	119
Ангелуц А.А., Безотосный В.В., Горбунков М.В., Евдокимов М.Г., Китае-	
ва Г.Х., Коромыслов А.Л., Кривонос М.С., Саркисов С.Ю., Тункин В.Г., Чешев	
Е.А., Шкуринов А.П. ГЕНЕРАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ 1,63 ТГц ПРИ	121
ИСПОЛЬЗОВАНИИ Nd:YLF ДВУХЧАСТОТНОГО ЛАЗЕРА С ДИОДНОЙ	
НАКАЧКОЙ	
Корчуганова О.А., Алеев А.А., Рогожкин С.В. АТОМНО-МАСШТАБНОЕ	
ИЗУЧЕНИЕ ФАЗОВОГО РАСПАДА ТВЕРДОГО РАСТВОРА СПЛАВА FE-	123
22% CR ПРИ ТЕРМИЧЕСКОМ СТАРЕНИИ	

Костюченко Н.В., Попов А.И., Звездин А.К. КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ	
МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В МУЛЬТИФЕРРОИКАХ -	125
ФЕРРОБОРАТАХ	
<u>Краснова Г.М</u> . ОСОБЕННОСТИ ДЛИТЕЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ	
ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ С	
БЕГУЩИМИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ ВОЛНАМИ (ВЛИЯНИЕ	127
ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА, УПРАВЛЕНИЕ ЭМИССИЕЙ)	
Безотосный В.В., Горбунков М.В., Кострюков П.В., Кривонос М.С., Попов	
Ю.М., Тункин В.Г., Чешев Е.А. ПОРОГОВЫЕ ЗАВИСИМОСТИ И	
ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СТРУКТУРА ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ СИНХРОНИЗАЦИИ	129
ПОПЕРЕЧНЫХМ МОД В ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРАХ С ПРОДОЛЬНОЙ	
НАКАЧКОЙ	
<u>Кузьмичёва Т.Е.</u> , Кузьмичёв С.А., Садаков А.В., Усольцев А.С.	
ДВУХЩЕЛЕВАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ В GDO(F)FEAS: SNS-	131
АНДРЕЕВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ	
<u>Лепихов С.А.</u> , Минеев А.Б. МОДИФИКАЦИЯ НУЛЬМЕРНОГО КОДА	
SCENPLINT ДЛЯ СЦЕНАРИЯ ОМИЧЕСКОГО РАЗРЯДА ТОКАМАКА	133
ГЛОБУС-М	
Менушенков А.П., Попов В.В., Ярославцев А.А., Черников Р.В., Лещев Д.С.,	
Зубавичус Я.В., Велигжанин А.А., Петрунин В.Ф., Коровин С.А., Bednarcik J.	105
СИНХРОТРОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОСОБЕННОСТЕЙ СТРУКТУРЫ	135
СЛОЖНОГО ОКСИДА DY2O3:HFO2=1:1	
<u>Лобанова И.И.</u> МАГНИТНАЯ ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА MNSI В ОБЛАСТИ	107
ВЫСОКИХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ	137
<u>Макарова Е.К.</u> , Баум О.И., Соболь Э.Н. ИССЛЕДОВАНИЕ	
ТЕРМОНАПРЯЖЕНИЙ В ХРЯЩЕВОЙ ТКАНИ, ВОЗНИКАЮЩИХ ПОД	139
ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ 1,56 МКМ	
Ионин А.А, Кудряшов С.В., Климачёв Ю.М., Козлов А.Ю., Макаров С.В., Се-	
лезнёв Л.В., Синицын Д.В., Хмельницкий Р.А., Руденко А.А. ЗАПИСЬ	1 4 1
ПОВЕРХНОСТНЫХ НАНО- И МИКРОСТРУКТУР ПРИ ПОМОЩИ	141
ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ	
Кашурников В.А., Максимова А.Н., Руднев И.А. ВЛИЯНИЕ	
ФЕРРОМАГНЕТИЗМА НА ПРОЦЕССЫ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ В	143
ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОМ СВЕРХПРОВОДНИКЕ	
Маренков Е.Д., Смирнов Р.Д., Крашенинников С.И., Писарев А.А. О	145
РЕАКЦИИ ПЕРВОЙ СТЕНКИ ТОКАМАКОВ НА ЭЛМ	145
Медведев А.С., Воробьев В.В., Кондорский А.Д., Лебедев В.С. ОПТИЧЕСКИЕ	
СВОЙСТВА ТРЕХСЛОЙНЫХ МЕТАЛЛООРГАНИЧЕСКИХ НАНОЧАСТИЦ	147
СФЕРИЧЕСКОЙ ФОРМЫ	

<u>Милютина Е.В.</u> , Зимин М.Д., Мартынович Е.Ф. ИССЛЕДОВАНИЕ БЕТА- КАРОТИНА В РАСТИТЕЛЬНЫХ ПРОЛУКТАХ ПИТАНИЯ)
Минеев Н А Рулнев И А ИЗУЧЕНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ВТСП	
КОМПОЗИТОВ 151	Ĺ
Миннекаев М.Н., Зенкевич А.В., Матвеев Ю.А., Лебединский Ю.Ю., Булах	
К.В., Чуприк А.А., Батурин А.С., Тисс С., Друбэ В.	
СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ТУННЕЛЬНЫЕ ПЕРЕХОДЫ НА ОСНОВЕ 153	3
СR/ВАТІО ₃ /РТ: СТРУКТУРНЫЕ, ЭЛЕКТРОННЫЕ И ТРАНСПОРТНЫЕ	
СВОЙСТВА	
Мирончук Е.С., Нариц А.А., Кондорский А.Д., Лебедев В.С.	
СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЕ ТУШЕНИЕ РИДБЕРГОВСКИХ СОСТОЯНИЙ 155	5
АТОМОВ АТОМАМИ ЩЕЛОЧНОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ	
Мокроусова Д.В., Додулад О.И., Клосс Ю.Ю. КОМПЬЮТЕРНОЕ	
МОДЕЛИРОВАНИЕ И АНАЛИЗ РАЗДЕЛЕНИЯ СМЕСЕЙ ГАЗОВ В 157	7
НАСОСЕ КНУДСЕНА	
Морозкин М.В. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ	
ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПОВЫШЕНИЯ КПД ГИРОПРИБОРОВ	
ЗА СЧЕТ РЕКУПЕРАЦИИ ОСТАТОЧНОЙ ЭНЕРГЕЕ ЭЛЕКТРОННОГО)
ПУЧКА	
Фатеев Д.В., Морозов М.Ю. ВОЗМОЖНОСТЬ ПЛАЗМОННОГО УСИЛЕНИЯ	
ТЕРАГЕРЦЕВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ТРАНЗИСТОРНОЙ СТРУКТУРЕ С	
ДВОЙНЫМ РЕШЕТОЧНЫМ ЗАТВОРОМ, ДВУМЕРНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ¹⁶¹	L
КАНАЛОМ И АСИММЕТРИЧНОЙ ЭЛЕМЕНТАРНОЙ ЯЧЕЙКОЙ	
Ю.А.Алешенко, А.В.Муратов, В.М.Пудалов ИНФРАКРАСНАЯ	
СПЕКТРОСКОПИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПНИКТИДОВ ЖЕЛЕЗА-122	3
Муслимов А.Э., Каневский В.М. НАНОСТРУКТУРИРОВАННАЯ	
КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ ПЛАТФОРМА ДЛЯ ЭПИТАКСИИ	
ПОЛУПРОВОЛНИКОВЫХ СОЕЛИНЕНИЙ И ФОРМИРОВАНИЯ	5
АНСАМБЛЕЙ НАНОЧАСТИЦ	
Нефелов Л.В., Серлобиниев А.А., Маркин А.В. ВОЗЛЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО	
ИЗЛУЧЕНИЯ МАЛОЙ МОШНОСТИ НА ТОНКИЕ ПЛЕНКИ АМОРФНОГО 167	7
КРЕМНИЯ	,
Новиков А.С., Улин С.Е., Лмитренко В.В., Грачев В.М., Утешев З.М., Власик	
К.Ф., Шустов А.Е. ГАММА-ЛЕТЕКТОР НА ОСНОВЕ СЖАТОГО КСЕНОНА 169)
С ВЫСОКИМ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИ РАЗРЕШЕНИЕМ	
Осипов М.А., Рулнев И.А. ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ПРОЦЕССОВ	
ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ В ВТСП КОМПОЗИТАХ	l
Остроухова Е.И. ГЕНЕРАЦИЯ ТРЕТЬЕЙ ГАРМОНИКИ В ОТРИЦАТЕЛЬНО-	
ПОЛОЖИТЕЛЬНО ПРЕЛОМЛЯЮЩЕЙ СРЕДЕ	3

ΠΟΠЯ ΠΠΑΗΔΡΗΣΙΧ ΜΕΤΑΜΑΤΕΡΙΔΑΠΟΒ	175
Павлов Н.С. Некрасов И.А. Саловский М.В. СОГЛАСОВАННЫЙ	
<u>Павлов П.С.</u> , Пекрасов П.А., Садовский М.В. СОГЛАСОВАННЫМ I $DA'_{+}DMET$ ПОЛХОЛ ЛЛЯ СИЛЬНО-КОРРЕЛИРОВАННЫХ СИСТЕМ	177
	179
<u>паска О.и.</u> , Сухоруков А.П. ГАСПГОСТОГАНЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЕСОВ В АЦИЗОТВОЛНОЙ НЕЛИЦЕЙНОЙ СВЕЛЕ С	101
писперсией	181
<u>пастухов Б. М.</u> , Бладимирова Ю. Б., Задков Б. п. БЛИЛПИЕ МЕТА ПНИНЕСКОЙ СФЕРИНЕСКОЙ НАНОАНТЕНИИ НА СПЕКТР	
	183
Витухновскии А.І., <u>Переверзев А.Ю.</u> , Федянин В.В. КОРРЕЛЯЦИЯ	
МЕЖФОТОННЫХ ИНТЕРВАЛОВ МЕРЦАЮЩЕИ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ	185
НАНОКРИСТАЛЛОВ CdSe КАК КРИТЕРИИ ЕДИНСТВЕННОСТИ	
НАНОКРИСТАЛА	
Амиров Р.Х., Коростылев Е.В., <u>Пестовский Н.В.</u> , Петров А.А.,	
Савинов С.Ю., Самойлов И.С. РЕЦИКЛИНГ ПРОДУКТОВ ЭРОЗИИ	187
КАТОДА В ОТРИЦАТЕЛЬНОМ КОРОННОМ РАЗРЯДЕ	
<u>Петров В.И.</u> , Марков А.Б. ФОРМИРОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО СПЛАВА	
НА ОСНОВЕ УГЛЕРОДИСТОЙ СТАЛИ С ПОМОЩЬЮ	189
НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СИЛЬНОТОЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА	
<u>Петряков А.</u> , Акишев Ю., Апонин Г., Балакирев А., Грушин М.,.Каральник В,	
Трушкин Н. ТРИ СТАДИИ В РАЗВИТИИ ПОВЕРХНОСТНОГО	101
БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА, ВОЗБУЖДАЕМОГО ИМПУЛЬСОМ УМЕРЕННОЙ	171
ДЛИТЕЛЬНОСТИ	
<u>Плохов Д.И.</u> , Попов А.И., Звездин А.К., Костюченко Н.В. КВАНТОВАЯ	
ТЕОРИЯ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ	193
ФЕРРОБОРАТОВ	
Мельник Н.Н., <u>Пляшечник О.С.</u> , Переведенцева Е.В. ИССЛЕДОВАНИЕ	
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ БИОЛОГИЧЕСКИХ МОЛЕКУЛ С	195
АЛМАЗОПОДОБНЫМИ СТРУКТУРАМИ	
<u>Подольская Н.И.</u> ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУРНЫХ И	
ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ	197
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СОЕДИНЕНИЙ АЗВ5	
Пыряева А.П., Гольдорт В.Г., Кочубей С.А., Бакланов А.В.	
СТОЛКНОВИТЕЛЬНЫЕ КОМПЛЕКСЫ КИСЛОРОДА Х-О2 КАК НОВЫЙ	199
ИСТОЧНИК ОБРАЗОВАНИЯ СИНГЛЕТНОГО КИСЛОРОДА О $_2(A^1\Delta_{ m G})$	

<u>Радченко Г.С.</u> РЕЗОНАНСНЫЕ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА	
МАГНИТОСТРИКЦИОННЫХ ПЬЕЗОТРАНСФОРМАТОРОВ И	201
УСИЛИТЕЛИ НАПРЯЖЕНИЯ НА ИХ ОСНОВЕ	
Горина Ю.И., Калюжная Г.А., Голубков М.В., Родин В.В., <u>Романова Т.А.,</u>	
Сентюрина Н.Н., Черноок С.Г. РОСТ, МОРФОЛОГИЯ И СТРУКТУРНЫЕ	203
СВОЙСТВА СВЕРХПРОВОДЯЩИХ КРИСТАЛЛОВ FeSe	
<u>Рыков М.А.,</u> Скиданов Р.В. ПРИМЕНЕНИЕ СФОРМИРОВАННЫХ ДОЭ	
ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ - «ПОЛУМЕСЯЦЕВ» ДЛЯ ЗАДАЧ ОПТИЧЕСКОГО	205
МАНИПУЛИРОВАНИЯ БИОЛОГИЧЕСКИМИ ОБЪЕКТАМИ	
Горбацевич А.А., Бурбаев Т.М.,.Казаков И.П, Мартовицкий В.П., Мельник	
Н.Н., Мурзин В.Н., Савинов С.А., Шмелев С.С. ИССЛЕДОВАНИЕ	
СТРУКТУРНЫХ И ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ LT-GAAS	207
СТРУКТУР ДЛЯ МОНОЛИТНО-ИНТЕГРИРОВАННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ	
КРЕМНИЕВЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ	
<u>Санников И.И.</u> О ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ РЕЛАКСАЦИИ	• • • •
МАГНИТНОГО МОМЕНТА СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЁНОК	209
<u>Свистунова О.И.</u> , Иванов А.А., Руднев И.А. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ	
ИССЛЕДОВАНИЕ ЛАЗЕРНОГО УДАРНО-ВОЛНОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ	211
НА СВЕРХПРОВОДНИК Ві-2223	
Завольский Н.А., Петелин М.И., <u>Седов А.С</u> ., Фильченков С.Е. СЕЛЕКЦИЯ	
МОД В ГИРОТРОНЕ СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА С	213
ГОФРИРОВАННОЙ СТЕНКОЙ РЕЗОНАТОРА	
Ионин А.А., Кудряшов С.И., Селезнев Л.В., Синицын Д.В., Сунчугашева Е.С.	
ОСОБЕННОСТИ ФИЛАМЕНТАЦИИ ОСТРОФОКУСИРОВАННОГО	215
ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	
<u>Таль А.А</u> , Хмельницкий Р.А., Дравин В.А., Латушко М.И., Хомич А.А., Хо-	
мич А.В., Трушин А.С., Алексеев А.А., Терентьев С.А. ВСПУХАНИЕ И	217
АМОРФИЗАЦИЯ АЛМАЗА ПРИ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ	
<u>Тарасов Е.А.</u> , Синицын Н.И., Абаньшин Н.П., Горфинкель Б.И. ПЛАНАРНЫЕ	
МАТРИЧНЫЕ АВТОЭМИССИОННЫЕ ИСТОЧНИКИ ЭЛЕКТРОНОВ НА	010
ОСНОВЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК С НИЗКОВОЛЬТНЫМ	219
УПРАВЛЕНИЕМ ДЛЯ ЭЛЕКТРОВАКУУМНЫХ ПРИБОРОВ	
<u>Теплухина А.А.</u> ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ БЫСТРЫХ ИОНОВ С ИОННО-	221
ЦИКЛОТРОННЫМИ ВОЛНАМИ В ТОКАМАКЕ	221
<u>Толкачева Н.В.</u> ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВОДОРОДА В	222
МОДЕЛИ ЗАЩИТНОЙ ОБОЛОЧКИ АЭС ПРИ ПОМОЩИ КОДА АНГАР	223
<u>Хохлова М.А.</u> , Стрелков В.В. ГЕНЕРАЦИЯ ГАРМОНИК ВЫСОКОГО	225
ПОРЯДКА В ЭЛЛИПТИЧЕСКИ-ПОЛЯРИЗОВАННОМ ЛАЗЕРНОМ ПОЛЕ	223

ОБОГАЩЕНИЕ СПЕКТРА ИЗЛУЧЕНИЯ СО-ЛАЗЕРНЫХ СИСТЕМ ЗА СЧЁТ ГЕНЕРАЦИИ СУММАРНЫХ И РАЗНОСТНЫХ ЧАСТОТ В КРИСТАЛЛЕ ZnGeP₂

Андреев Ю.М.*, Ионин А.А., <u>Киняевский И.О</u>., Климачёв Ю.М., Козлов А.Ю., Котков А.А., Ланский Г.В.*, Солуянов А.В., Шайдуко А.В.* Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН

119991, г.Москва, Ленинский проспект, д.53, postmaster@lebedev.ru

*Институт мониторинга климатических и экологических систем СО РАН,

634055, г.Томск, Академический пр.,д.10/3, post@imces.ru

Лазер на окиси углерода (СО-лазер) является одним из наиболее эффективных источников когерентного излучения в среднем ИК диапазоне и имеет широкий спектр генерации, насчитывающий около тысячи колебательно-вращательных линий в основной (4.7-8.2) мкм и обертонной (2.5-4.2) мкм полосах [1]. Спектральный интервал от 4.2 до 4.7 мкм, который расположен между полосами генерации излучения СО-лазера, представляет особый интерес с точки зрения различных применений, в частности из-за наличия в нём окна прозрачности атмосферы. В данной работе за счёт одновременной генерации суммарных и разностных частот излучения СО-лазера в одном нелинейном кристалле была получена генерация на ~200 спектральных линиях когерентного излучения в интервале длин волн 2.5 - 4.9 мкм.

Благодаря хорошим оптическим и нелинейно-оптическим свойствам в среднем ИК диапазоне кристалл ZnGeP₂, является весьма привлекательным для преобразования частоты излучения CO-лазера [2]. Кроме того оказалось, что в нем возможно совпадение условия фазового синхронизма для генерации излучения второй гармоники с длиной волны 2.5 мкм по I типу с условием фазового синхронизма для генерации излучения на разностной частоте с длиной волны 4.5 мкм за счёт смешения излучения с длинами волн 2.5 мкм и 5.6 мкм [3]. То есть, при накачке кристалла излучением, содержацим линии 5.0 и 5.6 мкм возможна одновременная каскадная генерация суммарной частоты 2.5 мкм (первый каскад преобразования) и разностной частоты 4.5 мкм (второй каскад преобразования). Рассчитанный внутренний угол фазового синхронизма каскадного преобразования составил 48 градусов.

В работе использовался импульсно-периодический СО-лазер низкого давления с накачкой разрядом постоянного тока работающий в режиме модуляции добротности резонатора. Этот режим обеспечивался вращающимся зеркалом, длительность одного импульса ~1 мкс, частота следования импульсов ~100 Гц. Излучение лазера содержало более 80 спектральных линий в интервале длин волн 4.9-6.3 мкм при общей пиковой

мощности ~4 кВт. Для преобразования частоты излучения СО-лазера использовался нелинейный кристалл ZnGeP₂ высокого оптического качества и длиной 17мм.

В первом каскаде преобразования за счёт генерация второй гармоники и суммирования частот излучения СО-лазера в кристалле ZnGeP₂ перекрыт интервал длин волн 2.45 - 2.85 мкм, в котором было зарегистрировано ~110 спектральных линий (Рис.1). Максимальная внутренняя эффективность преобразования составляла ~6.5%

В этих условиях в том же кристалле ZnGeP₂ происходила генерация излучения на разностной частоте между второй гармоникой и основной частотой CO-лазера (второй каскад преобразования). Зарегистрировано более 80 линий в интервале 4.3 - 4.9 мкм (Рис.1). Внутренняя эффективность генерации разностной частоты составила ~0.5%.





Отсутствие излучения РЧ на длинах волн менее 4.3 мкм может быть связано с поглощением излучения атмосферным углекислым газом в диапазоне длин волн 4.2 -4.3 мкм (рис.1).

Таким образом, в данной работе за счёт одновременной каскадной генерации суммарных и разностных частот излучения СО-лазера в одном нелинейном кристалле была получена генерация когерентного излучения на ~200 спектральных линиях в интервале длин волн 2.5 - 4.9 мкм.

- Ионин А.А. Лазеры на окиси углерода с накачкой электрическим разрядом // В кн. Энциклопедия низкотемпературной плазмы Сер. Б, Том XI-4, под ред. Яковленко С.И., М., Физматлит, с.740, 2005.
- 2. A.A.Ionin, J.Guo, L.-M.Zhang, Laser Phys. Lett. V. 8, No. 10, p. 723, (2011)
- 3. A.A.Ionin, I.O.Kinyaevskiy, Yu.M.Klimachev, OPTICS LETTERS, V.37, No.14, p.2838, (2012)

ДИНАМИКА ЭКСИТОНОВ И ТРИОНОВ В МЕЛКИХ КВАНТОВЫХ ЯМАХ GAAS/ALGAAS ПРИ НАЛИЧИИ ИЗБЫТОЧНЫХ ОДНОИМЕННЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА

Кочиев М.В., Цветков В.А., Сибельдин Н.Н. Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН, 119991, г.Москва, Ленинский проспект, д.53 kochievmv@mail.ru

Исследована кинетика низкотемпературной (T=5 К) люминесценции в номинально нелегированной структуре GaAs/Al_xGa_{1-x}As (x=0,05) с мелкими квантовыми ямами (КЯ), возбуждаемой непрерывной последовательностью периодически повторяющихся лазерных импульсов (длительностью 2,5 пс с различными частотами следования *f*). Изучены зависимости кинетики и спектров люминесценции из КЯ от способа возбуждения и мощности УФ импульсной подсветки. Структура содержала две туннельно изолированные КЯ шириной 3 и 4 нм, разделенные барьером толщиной 60 нм. Для регистрации кинетических зависимостей и разрешенных по времени спектров люминесценции использовалась стрик-камера, сопряженная со спектрометром.

При различных *f* и *T*=5 K были выполнены три серии экспериментов, отличавшихся характеристиками возбуждающих структуру импульсов излучения: внутриямное возбуждение ($h\nu \approx 1.595$ эВ) излучением Ti-сапфирового лазера с синхронизацией мод (ПГ); надбарьерное возбуждение излучением на второй оптической гармонике (ВГ) лазерных импульсов, генерируемого нелинейным; и «двухцветное» возбуждение импульсами излучения ПГ и ВГ, смещенными во времени друг относительно друга. Результаты, полученные для узкой и широкой ям, оказались качественно похожи. Численные значения различных величин, приведенные ниже, относятся к широкой КЯ.

При внутриямном возбуждении в спектрах люминесценции обеих ям присутствовала лишь линия излучения свободных экситонов. Время затухания экситонной люминесценции составляло $\approx 1,2$ нс. При возбуждении структуры импульсами ВГ в спектрах излучения наблюдались линии как экситонов, так и трионов. Времена затухания экситонной и трионной люминесценции составляли, соответственно, 260 и 350 пс при частоте следования импульсов *f*=4,8 МГц и средней мощности ВГ 0,2 мВт. Дополнительная подсветка импульсами ВГ («двухцветное» возбуждение) приводила к сильнейшему изменению спектра люминесценции, возбуждаемой импульсами ПГ, и ее кинетики: интенсивность экситонных линий возрастала в несколько раз, а время ее затухания примерно во столько же раз уменьшалось; в спектре излучения возникала линия трионов [1]. Причем, при f=4,8 МГц и достаточно большой мощности ВГ результаты практически не зависели от задержки между импульсами первой и второй гармоник, и даже от того, в какой последовательности они возбуждали структуру.

Времена затухания экситонной ФЛ возрастали с уменьшением мощности ВГ, достигая значений, наблюдаемых при возбуждении структуры лазерным излучением без подсветки ВГ (рис.1). В то же время, при уменьшении средней мощности ВГ падала интенсивность трионной линии излучения.



Рис.1. Времена затухания люминесценции экситонов в широкой (квадраты) и узкой (треугольники) КЯ после импульса излучения ПГ ($P_{FH}=22$ мкВт) при «двухцветном» возбуждении структуры в зависимости от уровня подсветки излучением ВГ. Значения времен затухания люминесценции экситона в КЯ без подсветки ВГ отмечены прямыми линиями (сплошная – в широкой яме и пунктирная – в узкой). Частота повторения импульсов *f*=4,8 МГц и *T*=5 К.

Совокупность полученных данных можно объяснить накоплением при надбарьерном фотовозбуждении в квантовых ямах структуры избытка долгоживущих одноименных носителей заряда (в данном случае, дырок), наличие которых приводит к образованию трионов и уменьшению времени жизни экситонов [1]. Плотность этих зарядов при высокой частоте следования импульсов (f=4,8 МГц) возрастает при увеличении средней мощности надбарьерного возбуждения. Долгоживущие (~ 10 мкс) избыточные носители заряда находятся в тепловом равновесии с кристаллической решеткой и, в результате рассеяния на них горячих экситонов, созданных текущим импульсом накачки ускоряется их релаксация, в излучательные состояния вблизи дна экситонной зоны.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (11-02-01310, 12-02-31382), Программы Президиума РАН № 24, и УНК ФИАН.

Литература

1. Кочиев М.В., Цветков В.А, Сибельдин Н.Н. Письма в ЖЭТФ 95, 544 (2012).

МАЗЕРНОЕ И ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ МОЛЕКУЛ В ОКРЕСТНОСТЯХ ПРОТОЗВЕЗД НА РАННИХ ЭТАПАХ ЭВОЛЮЦИИ

Литовченко И.Д.

Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН, АКЦ 117997, г.Москва, ул.Профсоюзная, д.84/32

grosh@asc.rssi.ru

Работа посвящена поиску новых критериев для обнаружения и исследования объектов межзвездной среды, находящихся на ранней стадии эволюции и проявляющих себя пекулярным свойством наличия молекулярного мазерного излучения. Новизна подхода заключается в целенаправленном поиске новых критериев для обнаружения объектов межзвездной среды, находящихся на ранней стадии эволюции, и в использовании новых технических возможностей – в частности, возможностей наземно-космической системы РСДБ, которая не имеет аналогов в мире и осваивается впервые в рамках работы миссии Радиоастрон. Расширение критериев выбора объектов для поиска и исследований – очень важная задача, которая позволяет более целенаправленно и осмысленно проводить наблюдения, более продуктивно использовать дорогостоящее антенное время, быстрее набирать необходимые сведения о физических характеристиках мазерных конденсаций и проводить статистические оценки.

Основными целями и задачами работы были:

• Проверка правильности предположения о возможной связи между метанольными мазерными областями I класса и остатками сверхновых.

• Поиск новых метанольных мазеров I класса в направлении разных типов объектов в областях звездообразования с более широким спектром характеристик по сравнению с традиционным.

• Проверка правильности предположения относительно общности столкновительного механизма накачки метанольных мазеров I класса и мазерного излучения OH(1720) в областях звездообразования, не ассоциирующихся с остатками сверхновых.

• Разработка методики обработки наземных интерферометрических данных по наблюдениям мазерных источников при наличии в системе радиотелескопов космического плеча в рамках предполетной подготовки миссии Радиоастрон.

В процессе выполнения работы были проведены три цикла наблюдений на 20-м радиотелескопе космической обсерватории в Онсале (Швеция) и на 70-м антенне Национального центра управления и испытаний космических средств в

Евпатории (Украина) и один цикл наблюдений на российском интерферометре с имитацией космического плеча.

Основные результаты:

1) предсказан и обнаружен яркий метанольный мазер I класса на частоте 44 ГГц в области интерференции двух остатков сверхновых, который представляет собой новый интересный объект для дальнейшего исследования на других частотах;

2) открыто 9 новых метанольных мазеров I класса в областях образования с низкими радиопотоками в сантиметровом диапазоне длин волн, что указывает на очень раннюю стадию их эволюции и может служить новым критерием отбора областей для поиска метанольного излучения I класса;

3) показано, что излучение мазеров ОН на частоте 1720 МГц в направлении остатков сверхновых не является достаточным основанием для возникновения в тех же конденсациях метанольных мазеров I класса, несмотря на то, что фронт ударной волны должен обеспечивать совместную столкновительную накачку этих мазеров;

4) с успехом решена обратная задача – открыто множество мазеров ОН на частоте 1720 МГц в направлении метанольных мазеров I класса, совместную столкновительную накачку которых могут обеспечивать не остатки сверхновых, а биполярные потоки;

5) большую практическую ценность представляют собой результаты проведения предполетного эксперимента и обработки данных на российском наземном космическом интерферометре "КВАЗАР" с использованием трех 32-м антенн в сильно разнесенных географических пунктах Бадары (Алтайский край), Зеленчукская (Карачаево-Черкесская АО), Светлое (Ленинградская область) и 22-м радиотелескопа в Пущино (Московская область), имитирующего космическое плечо. Отработана методика корреляционной обработки выходных данных с наземных интерферометров с помощью Программного цифрового коррелятора Астрокосмического Центра и ее совмещения с посткорреляционной обработкой радиоспектроскопических данных путем анализа частоты интерференции в рутинном общепринятом международном пакете AIPS.

ИССЛЕДОВАНИЕ ГОРЯЧИХ РЕНТГЕНОВСКИХ ТОЧЕК С ПОМОЩЬЮ СПЕКТРОГЕЛИОГРАФА MG XII

Рева А.А.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук 119991 ГСП-1 Москва, Ленинский проспект, д.53, ФИАН reva.antoine@gmail.com

Солнечная корона это внешняя часть атмосферы Солнца. Корона имеет высокую температуру (1 МК) и низкую концентрацию $(10^8 - 10^9 \text{ см}^{-3})$. Как корона греется до столь высоких температур неизвестно. До конца не ясны причины явлений солнечной активности. Все это делает корону Солнца интересным для изучения объектом. Исследования солнечной короны имеют фундаментальное значение, они важны для вопросов физики плазмы, атомной спектроскопии, астрофизики и имеют практическое значение для вопросов солнечно-земных связей.

Горячей в короне считается плазма с температурой более 5 МК. Плазма греется до таких температур из-за процессов интенсивного выделения энергии. Исследования горячей плазмы необходимы для понимания причин энерговыделения, измерения физических условий, при которых оно происходит, а также для создания полной картины явлений, происходящих в солнечной короне. Среди горячих явлений особо интересны компактные, т.к. для них место энерговыделения и горячей плазмы совпадают.



Рис.1. Изображения короны Солнца с помощью телескопов SXT/Yohkoh (справа) и спектрогелиографом Mg XII (слева). ГРТ обозначены

В 2001 году на орбиту Земли был запущен спутник КОРОНАС-Ф. На нем был комплекс приборов СПИРИТ, разработанный в ФИАН для исследования солнечной короны. В состав СПИРИТа входил спектрогелиограф Mg XII. Спектрогелиограф строил монохроматические изображения короны в линии иона Мд XII 8.42 Å, которая излучается при температурах более 5 МК. Спектрогелиограф обнаружил компактные (менее 5 тыс. км) высокотемпературные объекты с малым временем жизни (2 – 100 мин) – горячие рентгеновские точки (ГРТ, см. рис. 1). По изображениям спектрогелиографа мы измерили параметры 169 ГРТ: температуру (5 – 50 МК), меру эмиссии $(10^{45} - 10^{48} \text{ см}^{-3})$ и оценили концентрацию электронов 10¹⁰ см⁻³. Концентрация электронов в ГРТ выше концентрации в спокойной короне ($10^8 - 10^9$ см⁻³). Время охлаждения ГРТ за счет теплопроводности (15 с) значительно меньше времени жизни ГРТ (10 минут). Это возможно, если энергия в ГРТ выделяется на протяжении всего времени жизни. Мы оценили тепловую энергию ГРТ – 10²⁸ эрг, полную выделившуюся энергию – 10³⁰ эрг, и мощность нагрева 10²⁷ эрг/с. Мы показали, что ГРТ это явление микроактивности короны Солнца, которое не наблюдалось ранее другими приборами. ГРТ отличаются от других явлений микроактивности своими физическими характеристиками: временем жизни, температурой, размером, мерой эмиссии и концентрацией электронов.

УСТОЙЧИВОСТЬ ПЛАЗМЫ В СИЛЬНОНЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Цвентух М. М.

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН 11999, Москва, Ленинский проспект, д.53

Суть магнитного удержания плазмы в создании и поддержании по возможности наибольшего давления плазмы в центре магнитной ловушки и наименьшего на ее периферии. Чем больше этот перепад, тем эффективнее магнитная конфигурация. Однако плазма просачивается наружу, сглаживая этот градиент, при этом важно, избежать быстрого выплескивания плазмы из ловушки – крупномасштабной неустойчивости. Этого можно добиться, например, создавая магнитную конфигурацию типа «ямы», либо довольствуясь достаточно «плавным» спадом давления. Для последнего случая есть простая физическая аналогия – гора с песком, для которой есть предельный градиент –«угол наклона».

Простейшей ловушкой с ямой является антипробкотрон (или касп), – образованный двумя соосными токовыми витками с противоположным током. В нем силовые линии вогнуты к центру ловушки, - это «благоприятная» кривизна. Ловушка пробкотрон – два соосных витка с однонаправленными токами, имеет силовые линии выпуклые наружу. Кривизна «неблагоприятна», однако, чем сильнее силовые линии выпуклы, тем, резче может спадать давление плазмы без возникновения неустойчивости.

В [1] был обнаружен эффект пикирования предельных конвективноустойчивых профилей давления плазмы при комбинации выпуклых и вогнутых магнитных силовых линий (рис. 1). Требуемая магнитная конфигурация возникает в тандеме пробкотрон-антипробкотрон, а также в любых других магнитных ловушках имеющих силовые линии, обладающие высокой, знакопеременной кривизной.

Суть эффекта в том, что частицы на выпуклых и вогнутых участках силовой линии дрейфуют в противоположные стороны, из-за чего компенсируется наведенный неустойчивостью объемный заряд, таким образом, для инициирования неустойчивости требуется более высокий градиент давления плазмы. Этот дрейф (усредненное движение) в неоднородном магнитном поле и является инициатором неустойчивости, таким образом, даже частичная компенсация дрейфа на силовой линии делает эту область более устойчивой. Такая картина проявляется, если использовать более точный «кинетический» критерий устойчивости плазмы вместо более простого – магнитогидродинамического, в котором плазма описывается как жидкость. При этом кинетический критерий более подходит для горячей (высокотемпературной) плазмы, где столкновения между частицами редкие.



Рис. 1. Схематичная иллюстрация стабилизирующего эффекта [1]. Магнитные силовые линии в сечении (r-z) для исходном пробкотроне с дивертором (i), и для этого пробкотрона стабилизируемого комбинацией дивертор – обращающий виток (ii), допустимые поперечные профили давления плазмы (iii). Плазма занимает объем от оси (z) до магнитной сепаратрисы (4). Толщина стрелок у линий 1–3

иллюстрирует «интенсивность стабилизации» вне магнитной ямы minB

Сейчас актуальны различные термоядерные приложения, - не только в виде «чистой» термоядерной энергетики, но и в виде термоядерного источника быстрых нейтронов для гибридного реактора синтез-деление. Такой источник позволяет делить природный уран и торий, при этом не нужно ничего обогащать, а значит и бомба невозможна. Также с его помощью можно безопасно «дожигать» радиоактивные отходы, которые сейчас требуют длительного хранения. Несомненно, повышение эффективности удержания плазмы облегчит практическую реализацию этих устройств.

Литература

 M.M. Tsventoukh 2011 Nucl. Fusion 51 112002, Online at stacks.iop.org/NF/51/112002

ВЛИЯНИЕ СВЕРХМАССИВНОЙ ЧЕРНОЙ ДЫРЫ НА ИЗЛУЧЕНИЕ ИЗ ЦЕНТРАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ ГАЛАКТИКИ

Чернышов Д.О.

Физического Института им.П.Н.Лебедева РАН 119991, г.Москва, Ленинский проспект, д.53 chernyshov@td.lpi.ru

В данной работе мы исследуем возможное влияние активности центральной сверхмассивной черной дыры на наблюдаемое в настоящий момент излучение из центральной области нашей Галактики. За все время наблюдения черной дыры в рентгеновском диапазоне она проявила себя как чрезвычайно слабый источник по сравнению с известными нам активными ядрами галактик. Тем не менее, есть основания полагать, что в прошлом ее активность была существенно выше. Так, излучение в линии нейтрального железа, наблюдаемое из молекулярных облаков, свидетельствует о том, что яркость центральной черной дыры в рентгеновском диапазоне была на несколько порядков выше всего 100 лет назад.

Причиной подобной вспышки в рентгеновском диапазоне может быть приливное разрушение и последующая аккреция центральной черной дырой объекта небольшой массы, сравнимой с несколькими массами Земли. Гораздо более энергичное событие ожидается в результате приливного разрушения звезд. Энергия, высвобожденная в данном процессе в окружающее пространство, может почти на два порядка превосходить энергию взрыва сверхновой. Исходя из динамики звезд в окрестности черной дыры, можно заключить, что процессы захватов звезд центральной черной дырой должны происходить с периодичностью раз в 10 тысяч – 100 тысяч лет.

Подобные процессы неизбежно должны оказывать влияние на излучение из центра Галактики. В настоящей работе мы показываем, что приливные разрушения могут быть ответственны за целый комплекс явлений:

1. Аннигиляционная линия 511 кэВ. Несмотря на относительно долгую историю изучения этого объекта, вопрос о происхождении позитронов, формирующих данное излучение, остается открытым. По современным данным линия должна быть сформирована тепловыми позитронами с энергиями около 1 эВ.

2. Рентгеновское излучение из галактического центра. Есть все основания предполагать, что оно является следствием теплового излучения горячей плазмы. Если эта теория верна, то актуальным становится вопрос об источнике энергии, снабжающем эту плазму. Помимо этого, из той же самой области обнаружена нетепловая компонента, для описания которой возможно использование процессов излучения частиц с нетепловым спектром

3. «Пузыри Ферми» - протяженные структуры гамма-излучения, располагающиеся над и под плоскостью Галактики точно над ее центром, обладающие спектром излучения отличным от среднегалактического.

В настоящее время для каждого из вышеуказанных объектов построена как минимум одна модель, позволяющая объяснить наблюдаемую интенсивность излучения, а также его спектральные свойства. Каждая из моделей использует существенно разные предположения относительно источника энергии, необходимого для формирования излучения, а также механизма ускорения частиц до высокой энергии. В то же время расположение данных объектов вблизи центра Галактики позволяет предположить, что они так или иначе связаны со сверхмассивной центральной черной дырой Sgr A*.

Нами было показано, что при определенных требованиях к межзвездной среде, можно описать все вышеуказанные объекты в рамках единой модели. Научная новизна данной модели заключается в том, что помимо хорошего согласования с наблюдаемой интенсивностью и спектральными свойствами излучения, позволяет легко объяснить локализацию объектов в центре Галактики. Данная локализация возникает естественным образом, поскольку источником частиц высокой энергии является центральная черная дыра, расположенная в центре Галактики.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕРМОЯДЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ СВЕРХ-ИНТЕНСИВНОМ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ МИШЕНИ

Андреев С.Н.

Институт общей физики им.А.М.Прохорова РАН 119991, г.Москва, ул.Вавилова, д.38

Создание в последнее десятилетие лазерных установок петаваттного уровня привело к уникальным условиям и режимам взаимодействия лазерного излучения с веществом, при которых лазерное излучение достаточно эффективно трансформируется в потоки быстрых электронов и ионов, взаимодействие которых с веществом мишени приводит к генерации гамма-квантов тормозного излучения, различным ядерным и фотоядерным реакциям. В результате, формируемая пикосекундная релятивистская лазерная плазма является своеобразным «настольным микроускорителем» и «ядерным микрореактором», позволяющим в лабораторных условиях моделировать и исследовать экстремальные состояния вещества, характерные для задач неуправляемого и управляемого термоядерного синтеза. Помимо фундаментальных исследований, подобные лазерноплазменные источники частиц представляют большой интерес для различных приложений, таких как нейтронография, адронная терапия, утилизация ядерных отходов и др. Например, в работе [1] при помощи лазерной установки мультитераваттного уровня VULCAN экспериментально осуществлена фототрансмутация долгоживущего изотопа Йод - 129 с периодом полураспада 15.7 миллионов лет в изотоп Йод - 128 с периодом полураспада 25 минут.

Нейтронография, т.е. использование различных видов рассеяния нейтронов в конденсированных средах с целью изучения их строения, является мощнейшим инструментом изучения вещества в конденсированном состоянии. Для реализации нейтронографии с высоким временным разрешением требуются короткоимпульсные источники, среди которых уникальное положение занимают лазерноплазменные источники нейтронов. Например, при облучении сверхинтенсивными лазерными импульсами мишеней, содержащих дейтерий, длительность импульса нейтронов, возникающих в ходе реакции синтеза двух дейтронов (DD- реакции), может составлять несколько пикосекунд [2-3].

Использование реакции фоторасщепления дейтрона с выходом нейтрона и протона позволит сократить длительность нейтронного импульса не менее, чем на порядок. В отличие от DD- реакции, для эффективного протекания которой дейтроны должны иметь кинетическую энергию не менее 300 кэВ, реакция фоторасщепления дейтрона не требует сколь-нибудь значительной кинетической энергии дейтрона, необходимо лишь наличие гамма-квантов с энергией не менее 2.2 МэВ. Гамма-кванты с такой энергией могут возникать в релятивистской лазерной плазме в результате тормозного излучения ускоренных лазерным импульсом высокоэнергетичных электронов. Время существования высокоэнергетичных электронов по порядку величины совпадает с длительностью воздействующего на мишень фемтосекундного лазерного импульса. Только в этот период возможно рождение гамма-квантов с необходимой для фоторасщепления энергией. По этой причине источник нейтронов, связанный с протеканием фотоядерных реакций, будет иметь длительность сравнимую с длительностью лазерного импульса.

В настоящей работе исследованы физические механизмы, обуславливающие формирование нейтронных импульсов рекордно короткой длительности при воздействии сверх-интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов на мишени сложного состава, содержащие дейтерий, а также пути увеличения нейтронного выхода за счет оптимизации параметров лазерных импульсов и мишеней.

- 1. K.W.D. Ledingham et al., J. Phys. D: Appl. Phys. **36** L79–L82(2003)
- 2. С.Н. Андреев и др., Квантовая Электроника, Т. 41 (4), с. 377-381 (2011)
- 3. С.Н. Андреев и др., Квантовая Электроника, Т. 42(7), с. 600-604 (2012)

ПОВЕДЕНИЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ В ПОСТОЯННОМ И ИМПУЛЬСНОМ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ ПРИ ПЕРЕХОДЕ МЕТАЛЛ-ИЗОЛЯТОВ В ТМ_{1-х}YB_xB₁₂

<u>Богач А.В.</u>¹, Азаревич А.Н.^{1,2}, Глушков В.В.^{1,2}, Демишев С.В.^{1,2}, Случанко Н.Е.¹, Шицевалова Н.Ю.³, Филипов В.Б.³, Левченко А.В.³, Габани С.⁴, Флахбарт К.⁴, Ванакен Й.⁵, Мощалков В.В.⁵

¹Институт общей физики им.А.М.Прохорова РАН 119991, г.Москва, ул.Вавилова, д.38

alex@lt.gpi.ru

²Московский Физико-технический Институт

141170, Московская область, г.Долгопрудный, Институтский пер., д.9

³Институт проблем материаловедения им. ФранцевичаНАНУ

Украина, 03680, г.Киев-142, ул.Кржижановского, д.3

⁴Институт Экспериментальной физики САН

Словакия, 04001, Кошице, ул.Ватсонова, д.47, САН

⁵Институт Физики и Химии Наномасштаба Католического университета Лёвена Belgium, Bus 5005 3000, Leuven, Oude Markt, 13

Редкоземельные додекабориды RB₁₂ со структурой каркасного стекла [1] привлекают внимание исследователей благодаря уникальной комбинации физических свойств (высокая температура плавления, микротвердость и др.), а также их химической стабильности. При сохранении общего характера зоны проводимости в ряду RB₁₂ с заполнением 4f-оболочки редкоземельного иона наблюдается уменьшение температуры Нееля от TbB₁₂ ($T_N \approx 22K$) к TmB₁₂ ($T_N \approx 3.2K$) [2-3]. Особый интерес представляют твердые растворы замещения Tm_{1-x}Yb_xB₁₂, в которых с ростом концентрации Yb реализуются два перехода – металл (TmB₁₂) - изолятор (YbB₁₂) и антиферромагнетик – парамагнетик [3]. Недавние исследования Tm_{1-x}Yb_xB₁₂ обнаружили сложное активационное поведение коэффициента Холла R_H~exp(E_{a1,2}/k_BT) [4]. В работе [4] была определена величина щели E_g/k_B~200К и энергия связи многочастичных состояний в щели E_a/k_B=55-75К. В связи с этим, представляет интерес исследовать поведение магнитных характеристик соединений ряда Tm_{1-x}Yb_xB₁₂ в широкой окрестности антиферромагнитной квантовой критической точки и при переходе металл-изолятор в постоянном и импульсном магнитных полях.

В работе исследованы полевые и температурные зависимости намагниченности твердых растворов замещения Tm_{1-x}Yb_xB₁₂ в широкой окрестности квантовой критической точки x_c~0.3 (0≤x≤0.81) в магнитном поле до 50 Т. Измерения выполнены на высококачественных монокристаллических образцах твердых растворов замещения редкоземельных додекаборидов, выращенных методом вертикального бестигельного индукционного зонного плавления в гелиевой атмосфере [5]. Измерения намагниченности $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$ в малом поле проводились в широком диапазоне температур 1.9-300К на SQUID-магнитометре Quantum Design MPMS-XL5. Полевые зависимости намагниченности были полученны в диапазоне температур 1.8-40К в постоянном (до 11Т, вибрационный магнитометр) и в импульсном (до 50Т, длительность импульса ~20-100 мс, установка Католического университета г.Лёвена, Бельгия) магнитных полях.

Детальный анализ полученных данных позволил выделить три вклада в намагниченность в парамагнитной фазе $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$: два паулиевских зонных вклада, отвечающих отклику тяжелофермионных и ферронных многочастичных состояний, возникающих в окрестности уровня Ферми, с плотностью состояний $N_{EF}=1\div 4\cdot 10^{22}$ cm⁻³meV⁻¹ и $3\div 4\cdot 10^{21}$ cm⁻³meV⁻¹, соответственно, и вклад от локализованных магнитных моментов редкоземельных ионов (~0.8-3.7 µ_B на элементарную ячейку), выходящий на насыщение при гелиевых температурах в сильных магнитных полях. Кроме того, с использованием найденной в [4] энергии связи E_a , выполнена оценка приведенной концентрации многочастичных состояний в резонансе на уровне Ферми: $n_e^{Res} \approx N(E_F)*E_a$. Обнаружено, что приведенная концентрация состояний в многочастичном резонансе на уровне Ферми растет с увеличением доли Yb от $n_e^{Res}/n_{4f}=1.56$ для x=0.54 до $n_e^{Res}/n_{4f}\approx 2$ для x=0.81.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы ОФН РАН «Сильнокоррелированные электроны в металлах, полупроводниках и магнитных материалах» и проекта РФФИ № 10-02-00998-а.

- 1. Н.Е.Случанко и др. ЖЭТФ **140**, 536 (2011).
- 2. A.Czopnik et al., J. Sol. State Chem., **177**, 507 (2004).
- 3. Н.Е.Случанко и др. Письма в ЖЭТФ, **89**, 298 (2009).
- 4. N.E.Sluchanko et al., ЖЭΤΦ, **142** (2012).
- 5. Yu.Paderno et al., AIP Conference Proc. 230, Albuquerque, 460 (1991).

SNS-АНДРЕЕВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО LIFEAS

<u>Кузьмичёв С.А.</u>¹, Кузьмичёва Т.Е.^{2,1}, Рослова М.В.¹ ¹ Московский государственный университет им.М.В.Ломоносова *119991. г.Москва, ул.Ленинские горы, д.1* ² Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН *119991, г.Москва,Ленинский проспект, д.53* vasil@mig.phys.msu.ru, pudalov@sci.lebedev.ru

Система LiFeAs с критической температурой $T_C = 17$ K относится к классу сверхпроводящих ферропниктидов [1], открытых в 2008 г. Все соединения этого типа имеют квазидвумерную структуру, а поверхности Ферми состоят из электронных и дырочных цилиндров, на которых при T < T_C могут образовываться [2] несколько сверхпроводящих конденсатов.

Синтез монокристаллов LiFeAs методом «self-flux» был детально изложен в работе [3]. Полученные пластинки с размерами ~ $12 \times 12 \times 0.2$ мм³ были охарактеризованы различными методами. Для исследования сверхпроводящих свойств использовалась андреевская спектроскопия; симметричные микроконтакты типа "сверхпроводник – нормальный металл – сверхпроводник" (SnS) в образцах LiFeAs создавались с помощью техники «break-junction» (контакт на микротрещине) [4]. Образцы LiFeAs в форме тонких пластинок $3 \times 1.5 \times 0.2$ мм³ закреплялись на измерительном столике жидким In-Ga припоем по четырёхконтактному методу; при T = 4.2 К в образце создавалась микротрещина. Техника «break-junction» позволяет исследовать свойства различных точек на криогенно-чистом сколе образца.

SnS- и джозефсоновский контакты можно легко различить по виду вольтамперных характеристик (BAX): для SnS-контактов наблюдается избыточный ток (по сравнению с омической зависимостью в нормальном состоянии). На производных BAX SnSконтактов возникает субгармоническая щелевая структура (СГС) – серия минимумов динамической проводимости на смещениях $V_n = 2\Box/ne$, n = 1,2,... [5], связанная с эффектом многократных андреевских отражений. Формула позволяет определить величину сверхпроводящей щели \Box и справедлива вплоть до T_C .

Полученные нами данные свидетельствуют в пользу существования двухщелевой сверхпроводимости в соединении Li_{1-δ}FeAs: на dI(V)/dV-характеристиках SnSконтактов наблюдались две независимые СГС, соответствующие двум сверхпроводящим щелям $\Box_L = 2.5 \div 3.4$ мэВ и $\Box_S = 0.9 \div 1$ мэВ (T = 4.2 K, локальные $T_C^{local} = 11.5 \div 14.5$ K). Оцененное значение характеристического отношения БКШ для большой щели $2\Box_L/k_BT_C = (4.6 \div 5.6)$ превосходит БКШ-предел 3.52. Напротив, для малой щели $2\Box_{\rm S}/k_{\rm B}T_{\rm C} \ll 3.52$, что является следствием наведённой сверхпроводимости при $T \rightarrow T_{\rm C}$ в этих зонах (эффект близости в **k**-пространстве).

На рис.1 приведена динамическая проводимость SnS-контакта, исследованная в интервале 4.2 К \leq T \leq 12.5 К. Для удобства рассмотрения характеристики расположены со смещением по вертикали. На верхней кривой (при T = 4.2 K) отмечены положения андреевских рефлексов от щели $\Box_L \approx 2.5$ мэВ. Видно, что с увеличением T положения минимумов смещаются в область малых напряжений (щель закрывается). СГС наблюдается вплоть до T_C, пока производная не становится горизонтальной, что позволяет по данным этого графика определить локальную T_C^{local} \approx 12.5 К.

Из рис.2 видно, что сверхпроводящие щели $\Box_{L,S}$ имеют разный температурный ход: на $\Box_L(T)$ заметен прогиб относительно БКШ-образной зависимости, а $\Box_S(T)$ начинает падать при $T_C/2$, но не обращается в ноль, а медленно тянется к общей $T_C^{local} \approx 14$ К. Таким образом, эти величины описывают свойства различных конденсатов, а двухщелевое состояние является внутренним свойством Li_{1-δ}FeAs [6].







Рис.2. Температурные зависимости сверхпроводящих щелей в LiFeAs для контакта №5 на образце №3 (тёмные кружки) и контакта №С на образце №5 (светлые квадраты). Линии – зависимости по БКШ.

Авторы благодарят Морозова И.В., Болталина А.И., Wurmehl S., Büchner B., Васильева А.Н. и руководителя лаборатории проф. Пономарева Я.Г. Исследования были поддержаны грантами МОН № МК-3264.2012.2 и № 11.519.11.6012.

- 1. X.C.Wang, et al., Sol. St. Comm., 2008, **148**, 538; J.H. Tapp, et al., Phys. Rev. B, 2008, **78** 060505(R); Y. Kamihara, et al., J. Am. Chem. Soc., 2008, **130**, 3296.
- 2. М.В.Садовский, УФН, 2008, **178**, 1243.
- 3. I.Morozov et al., Crystal Growth & Design, 2010, 10, 4428.
- 4. J.Moreland, and J.W.Ekin, J. Appl. Phys., 1985, 58, 3888.
- 5. R.Kümmel, et al., Phys. Rev. B, 1990, 42, 3992.
- 6. S.A.Kuzmichev, et al., Pisma v ZhETF, 2012, 95, 604.

ВНУТРИРЕЗОНАТОРНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ СРЕДНЕГО (ДАЛЬНЕГО) ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНА В ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ ДВУХЧАСТОТНОМ ЛАЗЕРЕ С ВЕРТИКАЛЬНЫМ ВНЕШНИМ РЕЗОНАТОРОМ

<u>Морозов М.Ю</u>., Морозов Ю.А., Красникова И.В. Саратовский филиал ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, *410019, г.Саратов, ул.Зеленая, д.38* <u>mikkym@mail.ru</u>

В настоящее время актуальна задача создания источника когерентного излучения в длинноволновой части среднего инфракрасного (ИК) диапазона частот с целью применения в медицине, например, при создании компактного датчика для неинвазивного мониторинга концентрации глюкозы в крови [1], а также в радиоастрономических и спектроскопических исследованиях [2]. Одним из перспективных приборов для получения лазерного излучения в указанном диапазоне является, по нашему мнению, полупроводниковый двухчастотный лазер с вертикальным внешним резонатором (двухчастотный ЛВВР). Лазер такого типа, впервые предложенный в работе [3], генерирует два гауссовых пучка на основной поперечной моде, полностью перекрывающихся в пространстве и во времени, на двух длинах волн, лежащих вблизи 1 мкм, со спектральным разделением от 10 до 100 нм. В таком двухчастотном ЛВВР возможно осуществить внутрирезонаторное нелинейнооптическое смешение пучков на указанных длинах волн (существенно более эффективное, чем смешение волн вне резонатора) в нелинейном кристалле, с генерацией на разностной частоте, лежащей в диапазоне длин волн от 10 до 100 мкм [4].

В работе проведено численное изучение основных характеристик излучения среднего ИК диапазона (длина волны ~ 17 мкм), полученного при внутрирезонаторном нелинейно-оптическом взаимодействии в полупроводниковом двухчастотном ЛВВР, при изменении мощности накачки и длины нелинейного кристалла.

Математическая модель лазера предполагает самосогласованное решение системы уравнений для динамики лазера [5] и уравнений, описывающих трехволновое нелинейно-оптическое взаимодействие [6].

На рис.1 представлена зависимость мощности излучения от мощности накачки при типичных значениях параметров лазера [4]. Видно, что мощность коротковолнового излучения (кривая 1) увеличивается медленнее по сравнению с линейным нарастанием в отсутствие нелинейно-оптического взаимодействия в лазере (кривая 1') в результате передачи энергии длинноволновому излучению и излучению на разностной частоте, мощность которых возрастает (кривые 2,3).



Рис.1 Зависимость мощности коротковолнового и длинноволнового излучения (кривые 1 и 2, соответственно – в условиях нелинейно-оптического взаимодействия; 1' и 2' – в отсутствие взаимодействия) и генерации в среднем ИК диапазоне (кривая 3) от мощности накачки.



Рис.2 Зависимость мощности излучения лазера от длины нелинейного кристалла

На рис.2 показана зависимость генерируемой лазером мощности от длины нелинейного кристалла при мощности накачки 3 Вт. Мощность коротковолнового излучения (кривая 1) убывает в результате возрастания эффективности нелинейнооптического преобразования. Первоначально мощность длинноволнового излучения (кривая 2) увеличивается за счет передачи энергии от коротковолнового излучения. При некоторой длине кристалла эта мощность начинает спадать, из-за уменьшения числа фотонов коротковолнового излучения, порождающих длинноволновые. Так же объясняется характер зависимости мощности излучения в среднем ИК диапазоне (кривая 3). Мощность такого генератора в среднем (дальнем) ИК диапазоне по оценкам составит десятки мВт в непрерывном режиме при комнатной температуре.

- 1. R.Shaw, H.Mantsch // Encyclopedia of Analytical Chemistry.
- F.Tittel, D.Richter, A.Fried // in book Solid-State Mid-Infrared Laser Sources. Topics Appl. Phys. – 2003. – Vol. 89. – P. 445.
- T.Leinonen, Yu.A.Morozov, A.Harkonen, M.Pessa // IEEE Phot. Techn. Lett. 2005. Vol. 17. – P. 2508.
- 4. Ю.А.Морозов, М.Ю.Морозов, И.В.Красникова // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. Вып. 23. С. 53-60.
- 5. М.Ю.Морозов, Ю.А.Морозов, И.В.Красникова // Радиотехника и электроника. 2010.– Т.55.– Вып.10.– С.1243-1249.
- 6. X.Liu, H.Zhang, M.Zhang. // Opt. Express. 2002. Vol. 10. P.83.

УПРАВЛЕНИЕ СПЕКТРОМ ОДНОМЕРНОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ В ОБЛАСТИ ФМР

Елисеева С.В., <u>Остаточников В.А.</u>, Семенцов Д.И. Ульяновский государственный университет *432017, г. Ульяновск, ул.Л.Толстого, д.42* ost.vld@yandex.ru

Одномерные фотонно-кристаллические структуры (ФКС), представляющие собой слоисто-периодические структуры, созданные на основе различных материалов, в последние годы обращают на себя пристальное внимание исследователей. Симметричная ФКС предполагает включение между двумя боковыми диэлектрическими ФК-зеркалами, слоя однородно намагниченного магнетика толщиной L_m. Каждое из боковых ФК-зеркал состоит из одинакового и конечного числа периодов структуры. В свою очередь, период состоит из двух непоглощающих диэлектрических слоев со скалярными и вещественными диэлектрическими проницаемостями $\mathcal{E}_{1,2}$, магнитными проницаемостями $\mu_{1,2}$ и толщинами L_{1.2}. Слой магнетика в высокочастотном диапазоне характеризуется скалярной диэлектрической и тензорной магнитной проницаемостями - ε_m и $\hat{\mu}_m$, толщиной L_m . Компоненты тензора $\hat{\mu}_m$ имеют характерную частотную зависимость [1]. Волны в структуре распространяются вдоль оси ее периодичности, а поле H_0 ориентировано перпендикулярно этой оси. Энергетические коэффициенты отражения и прохождения для исследуемой ФКС определяются выражениями

$$R = \left|G_{11} + G_{12} - G_{21} - G_{22}/G_{11} + G_{12} + G_{21} + G_{22}\right|^2, T = 4/\left|G_{11} + G_{12} + G_{21} + G_{22}\right|^2$$
(1)

и удовлетворяют закону сохранения энергии R + T + A = 1, где A коэффициент поглощения. Здесь $G_{\alpha\beta}$ - матричные элементы передаточных матриц исследуемых структур $\hat{G} = (\hat{M})^n \hat{N}_m (\hat{\bar{M}})^n$, $\hat{G} = (\hat{\bar{M}})^n \hat{N}_m (\hat{M})^n$. Матрицы $(\hat{M})^n$, $(\hat{\bar{M}})^n$ осуществляют связь волновых полей в плоскостях, отстоящих друг от друга на целое число периодов, \hat{N}_m - передаточная матрица магнитного слоя; $\hat{M} = \hat{N}_1 \hat{N}_2$ и $\hat{\bar{M}} = \hat{N}_2 \cdot \hat{N}_1$ - передаточные матрицы нормального и инвертированного периодов, их матричные элементы связаны соотношением $(\hat{\bar{M}})_{\alpha\beta} = (\hat{M})_{3-\beta,3-\alpha}, \quad \alpha, \beta = 1, 2$. Передаточные матрицы каждого из слоев имеют вид:

$$\hat{N}_{j} = \begin{pmatrix} \cos k_{j}L_{j} & -(k_{0}\mu_{j}/ik_{j})\sin k_{j}L_{j} \\ (ik_{j}/k_{0}\mu_{j})\sin k_{j}L_{j} & \cos k_{j}L_{j} \end{pmatrix}, \qquad (2)$$

где $k_j = k_0 \sqrt{\varepsilon_j \mu_j}$, для магнитного слоя $\mu_j = \mu_{\perp} = \mu - \mu_a^2 / \mu$. На основе приведенных соотношений проведен анализ спектров отражения и

пропускания рассматриваемой ФКС и исследована их модификация под влиянием внешнего магнитного поля. Для моделирования высокочастотных свойств ФКС использовались следующие значения материальных параметров: $\varepsilon_1 = 25$, $\varepsilon_2 = 10$ и $\varepsilon_m = 15.1$ (легированный иттриевый феррит-гранат), оптические толщины слоев ФК - зеркал $L_1\sqrt{\varepsilon_1} = L_2\sqrt{\varepsilon_2} = L_0$.



На рисунке приведены спектры пропускания и отраждения (а и b) структурами $(\hat{M})^5 \hat{N}_m (\hat{\overline{M}})^5$ и $(\hat{\overline{M}})^5 \hat{N}_m (\hat{M})^5$ (сплошная и пунктирная линии) ТЕ волны полученные для значения поля $H_0 = 2.5 \Im$ ($\omega_r = 5.75 \cdot 10^{10} \text{ c}^{-1}$). Запрещенная зона совпадает с областью прозрачности, для которой значения μ'_{\perp} положительны, а μ''_{\perp} мало (но не равно 0). В этом случае в запрещенной зоне наблюдается узкие области, в которых коэффициент отражения не равен единице. В докладе будут представлены результаты исследования спектров отражения и прохождения одномерной ФКС с магнитным дефектом и показана возможность подавления дефектной моды в области магнитного резонанса дефекта.

- 1. А.Г.Гуревич. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. Наука: М, 1973.
- 2. С.В.Елисеева, Д.И.Семенцов. ЖЭТФ 139, 235 (2011).

МНОГОФУНКЦИОНАЛЬНЫЙ ФЕМТОСЕКУНДНЫЙ CR:FORSTERITE ЛАЗЕРНЫЙ КОМПЛЕКС С ON-LINE СИСТЕМОЙ МОНИТОРИНГА ПАРАМЕТРОВ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И МИКРОКЛИМАТА НА БАЗЕ ПЛАТФОРМЫ NI PXI

Потёмкин Ф.В., Михеев П.М., Подшивалов А.А., Гордиенко В.М.

Московский государственный университет им.М.В.Ломоносова 119991. г.Москва, ул.Ленинские горы, д.1/62 potemkin@physics.msu.ru

На аппаратном и программном уровнях на базе промышленной платфор-мы NI PXI создана оригинальная система управления и контроля параметрами лазерного излучения (пространственное качество лазерного пучка, спектр, контраст, длительность и энергия фемтосекундного светового импульса) многофункционального фемтосекундного лазерного комплекса на хром-форстерите и мониторинга микроклимата внутри конструктивных блоков комплекса.

Создан многофункциональный фемтосекундный Cr:Forsterite лазерный комплекс (Cr:F-MФЛК), который состоит из осциллятора (1), стретчера и компрессора (2), регенератиного и многопроходового усилителей, собранных в одном конструктивном блоке (3), параметрических генераторов света в диапазон 1,4 мкм и 10 мкм (4) и встроенной системы диагностики на базе промышленной платформы NI PXI (5) (см.рис.).



Рис.Внешний вид многофункциональной фемтосекундной Cr:Forsterite лазерной системы:

 фемтосекундный мастер-осциллятор, 2 - стретчер и компрессор, 3 - регенеративный и многопроходовый усилители, 4 - параметрический генератор света в 1,4 мкм и 10 мкм, 5 – встроенная система диагностики на базе NI PXI.

Сr:F-МФЛК обладает целым рядом преимуществ по сравнению с существующи-

ми фемтосекундными лазерными комплексами средней мощности.

Во-первых, это мобильный лазерный комплекс, что обеспечивается монтированием всех составляющих комплекса на единой сотовой платформе (1,5 х 2 м). Вовторых, наряду с такими выходными параметрами как энергия 1 мДж, длительность импульса ≤100 фс, частота повторения импульсов 10-50 Гц на длине волны 1.24 мкм, важной особенностью комплекса является наличие параметрических генераторов в 1,4 мкм с эффективностью преобразования ~ 20% при энергии 20 мкДж и 10 мкм диапазон с рекордной эффективностью преобразования ~ 1 % при энергии 1 мкДж. В-третьих, конструктивные особенности фемтосекундного лазерного комплекса предусматривают несколько портов для вывода лазерного излучения: порт вывода излучения фемтосекундного осциллятора, работающего в квазинепрерывном режиме с частотой ~ 100 МГц, длительностью одиночного импульса ~ 80 фс и средней энергией в импульсе ~2 нДж; порт вывода усиленного после каскадов регенеративного и многопроходового усиления излучения с частотой повторения 10-50 Гц и средней энергией в импульсе ~1 мДж. Последний обеспечивает канал силового воздействия на мишени разной природы (твердотельные, в жидкой фазе, газовые струи), тогда как первый полезен при решении задач оптической диагностики с накоплением, что часто используется при решении задач медицинской направленности.

Нашим know-how является разработанная встроенная диагностика, позволяющая в режиме реального времени проводить перманентный мониторинг основных параметров (пространственное качество лазерного пучка, спектр, контраст, длительность и энергия фемтосекундного светового импульса) и микроклимата (влажности и температуры) в контрольных точках комплекса. Получаемая информация используется в качестве канала обратной связи для оперативной коррекции текущих параметров с возможностью построения распределения температуры и влажности внутри отсеков, в которых располагаются конструктивные блоки комплекса. Разработанный программноаппаратный диагностический комплекс создан на промышленной платформе PXI компании National Instruments и, насколько нам известно, не имеет отечественных аналогов. С программной точки зрения диагностический модуль написан на языке LabVIEW и позволяет: визуализировать пространственную структуру лазерного пучка в различных узлах лазерной системы, получать и обрабатывать данные о длительности (по автокорреляцинной функции интенсивности), спектре импульса лазерной системы на хромфорстерите и параметрических генераторов, а по измерению корреляционной функции третьего порядка имеется возможность определения контраста импульса генерируемого фемтосекундной лазерной системой. С помощью встроенного SCXI модуля происходит получение информации с 8-ми датчиков температуры (термопара J-типа) и 8-ми датчиков влажности (HIH-4000), которая в дальнейшем используется для построения распределения температуры и влажности в лазерной системе.

Работа поддержана проектами РФФИ 11-02-12197, 11-02-01323а, Программой развития МГУ (ПНР-10).
ОПТИЧЕСКИЕ И СЕНСОРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МНОГОСЛОЙНЫХ БИОПОЛИМЕРНЫХ ПОКРЫТИЙ С ИММОБИЛИЗОВАННЫМ рН ИНДИКАТОРОМ

<u>Сергеев А.А.</u>¹, Вознесенский С.С.¹, Кульчин Ю.Н.¹, Мироненко А.Ю.², Братская С.Ю.²

¹Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН 690041, г Владивосток, ул.Радио, д.5 ²Институт химии ДВО РАН 690022, г.Владивосток, просп.100-летия Владивостока, д.159 <u>AleksandrSergeev@inbox.ru</u>

Исследованы оптические и сенсорные характеристики многослойных биополимерных пленок хитозан/каррагинан с внедренным pH индикатором. Данные покрытия могут быть использованы для создания чувствительных элементов оптических волноводных сенсоров.

Одним из перспективных направлений развития оптических сенсорных систем являются волноводные сенсоры [1], аналитический сигнал которых формируется за счет изменения условий распространения излучения в оптическом волноводе. Для обеспечения необходимой чувствительности, селективности и уменьшения размеров сенсорного элемента производится модификация волноводного слоя дополнительным чувствительным слоем, содержащим химические индикаторы – соединения, изменяющие свои оптические характеристики (показатель преломления, поглощение и др.) в присутствии молекул определяемого вещества (аналита) [2,3].

К настоящему времени синтезировано большое количество различных индикаторов, однако существует проблема выбора матрицы, позволяющей контролировать количество иммобилизованного индикатора и обеспечивающей сохранение его параметров при многократном взаимодействии с аналитом. В данной работе для создания сенсорного слоя предлагается использовать наноструктурированную многослойную биополимерную матрицу [4] с внедренным pH индикатором бромтимоловый синий. Принципиальная возможность использования данной структуры в интегрально-оптических хемосенсорных системах продемонстрирована на примере аммиака.

В качестве примера нами были получены и исследованы оптические сенсоры для детектирования паров аммиака путем нанесения многослойных покрытий с различным числом бислоев на эффузионные волноводы. Исследования сенсорного отклика проводились в герметичной камере, в которую помещался волновод с сформированным сенсорным слоем. Требуемая концентрация аналита создавалась путем смешения воздушного потока содержащего 300 ppm (частей на миллион) аммиака с воздухом. Исследования проводились при температуре 21^оС и уровне относительной влажности 30%.

Сенсорный оптический отклик такой системы проявляется в изменении спектральных характеристик сенсорного слоя в присутствии паров аналита, приводящего к ослаблению распространяющегося в волноводе излучения (рис.1а). Чувствительность покрытий (рис.1б) определялась по формуле $\Delta S(C_{NH_3}) = (I_0 - I_s)/I_0$, где C_{NH_3} – концентрация подаваемого аналита, I_0 – значение выходной мощности до воздействия аммиака, I_s – минимальное значение выходной мощности при воздействии.



Рис.1 Сенсорный отклик многослойных полимерных покрытий: а) оптический отклик 12 бислойного полимерного покрытия б) чувствительность: 1 – 12 бислоев, 2 – 8 бислоев.

Полученные данные показали, что восстановление многослойного биополимерного покрытия происходит значительно быстрее, чем у существующих полимерных аналогов [5,6], а предел определения аммиака, рассчитанный по 3σ критерию [6] составляет менее 0.06 ppm при относительной погрешности 3%, что свидетельствует о перспективности проводимых исследований.

Литература

- 1. Corres J.M., Arregui F.J., Matias I.R. Sens. and Act. B, 122, 442–449, (2007).
- 2. Соборовер Э.И., Зубков И.Л. Датчики и системы, 4, 2-8, (2003).
- 3. Gauglitz G. Anal Bioanal Chem., 381, 141-155, (2005).
- 4. Bratskaya S., Marinin D., Simon F. Synytska A., Zschoche S., Busscher H. J., Ja-

ger D., van der Mei H. C. Biomacromol., 8, N.9., 2960-2968, (2007).

- 5. Courbat J., Briand D., Damon-Lacoste J., Wöllenstein J., de Rooij N.F. Sens and Act B 143, 62–70, (2009).
- 6. Cao W., Duan Y. Sens. and Act. B, 110, 252-259, (2005).

ТУРБУЛЕНТНЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ ПУЧКИ: МЕТОДЫ ФОРМИРОВАНИЯ, ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ, ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДЛЯ ШИРОКОПОЛОСНОЙ ГЕНЕРАЦИИ В СВЧ ДИАПАЗОНЕ

Стародубов А.В.

Саратовский государственный университет им.Н.Г.Чернышевского 410012, г.Саратов, ул.Астраханская, д.83 StarodubovAV@gmail.com

Вакуумная и твердотельная электроника в равной степени являются основой современных информационных и телекоммуникационных систем, а также систем вооружений. Однако акценты в их развитии существенно различаются. Стало складываться мнение, что вакуумная электроника, сформировавшаяся много десятилетий назад, устаревает. Однако в ряде областей применения вакуумные источники микроволнового излучения являются основными, базовыми элементами мощных систем радиолокации, связи и телекоммуникаций [1]. Не смотря на бурное развитие систем твердотельной электроники, интерес в мире к вакуумным источникам микроволнового излучения не ослабевает. Можно отметить такие программы развития вакуумной электроники как «HIFIVE» в США и «OPTHER» в Евросоюзе. В настоящей работе сделана попытка с единых позиций проанализировать вакуумные источники микроволнового излучения, в которых создаются условия для формирования внутренней электронной обратной связи (в том числе и вакуумные генераторы на виртуальном катоде – низковольтные виркаторы). Общим для таких систем вакуумной электроники является наличие одного или многих сгустков пространственного заряда, которые образуются в многоскоростных электронных пучках. Плотность образующихся сгустков пространственного заряда влияет на амплитуду генерируемых колебаний, а их количество влияет на ширину полосы генерации. Таким образом, турбулентные многоскоростные электронные пучки представляются перспективными источниками электромагнитного (в том числе широкополосного шумоподобного) излучения [2].

В данной работе рассмотрены различные способы формирования разброса электронов по скоростям в интенсивных электронных пучках. Показано, что для формирования турбулентных электронных пучков важным фактором является наличие начального разброса электронов по скоростям. Приведен обзор ряда механизмов формирования начального разброса электронов по скоростям. Рассмотрены результаты предварительного численного моделирования и экспериментальных исследований по анализу структуры турбулентных электронных пучков. Показано влияние таких управляющих параметров как начальный разброс электронов по скоростям, амплитуда неоднородного магнитного поля, коэффициент торможения электронного пучка на параметры сгустков пространственного заряда в формируемых турбулентных электронных пучках. Проведено исследование выходных характеристик СВЧ генерации лабораторного макета генератора, в работу которого положен принцип использования физических эффектов в турбулентных электронных пучках.

Таким образом, такое фундаментальное физическое явление как турбулентность в интенсивных электронных пучках, наблюдаемое в приборах и устройствах вакуумной электроники, может быть рассмотрено с новых позиций, путем его использования для генерации микроволнового излучения (включая широкополосные шумоподобные колебания). Источники широкополосного шумоподобного излучения могут быть использованы в системах радиопротиводействия и радиоподавления, в перспективных системах шумовой радиолокации, в информационно-телекоммуникационных системах, а также в ряде отраслей промышленности [3-4].

Работа выполнена при поддержке проекта РФФИ № 11-02-00047-а, а также Президентской программы поддержки ведущих научных школ Российской Федерации (проект НШ-1430.2012.2).

- 1. Трубецков Д.И., Храмов А.Е. Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков. Т. 1,2. М.: ФИЗМАТЛИТ. 2003,2004.
- Kalinin Ju.A., Starodubov A.V. Physics of wave phenomena. 2012. Vol. 20, No 3, pp. 1-6.
- 3. Залогин Н.Н., Кислов В.В. Широкополосные хаотические сигналы в радиотехнических и информационных системах. М.: Радиотехника, 2006.
- 4. Дмитриев А.С., Панас А.И. Динамический хаос: новые носители информации для систем связи. М.: Физматлит, 2002.

СВОЙСТВА ЭКСИТОННОЙ ПОДСИСТЕМЫ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ ZNSE/ZNMGSSE С РАЗМЫТЫМИ ГЕТЕРОИНТЕРФЕЙСАМИ

Адиятуллин А.Ф., Кривобок В.С., Шевцов С.В.

Московский физико-технический институт

141700, Московская обл., г.Долгопрудный, Институтский пер., д.9. Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН 119991, г.Москва, Ленинский просп., д.53.

bert-dqap@yandex.ru

В отличие от модельного интерфейса, рассматриваемого в большинстве теоретических работ, реальный интерфейс часто характеризуется диффузионным размытием гетерограницы, в значительной степени определяющим такие параметры, как скорость рекомбинации неравновесных носителей и силы осциллятора оптических переходов. Механизмы влияния интерфейсов на свойства электроннодырочной системы представляют особый интерес в случае наноструктур на основе соединений со значительной долей полярной связи. Таковы, в частности, соединения на основе ZnSe, представляющие интерес для создания излучателей в синей и зеленой областях спектра.

В работе исследовались структуры с квантовыми ямами (КЯ) Zn(Cd)Se/ZnMgSSe, выращенные на подложках GaAs методом парофазной эпитаксии из металлоорганических соединений в атмосфере водорода при низком давлении (75 Topp) и температуре 450–460 °C [1]. Ниже приведены результаты для одной из наиболее качественных структур, состоящей из двух КЯ с одинаковой номинальной ростовой толщиной (12 нм), но разной степенью размытия гетерограниц (нижняя КЯ размыта сильнее верхней, т.к. она дольше находилась при высокой температуре роста).

В спектрах стационарной фотолюминесценции при надбарьерном возбуждении для каждой из КЯ наблюдались линии излучения свободных и связанных экситонов. Анализ температурной зависимости однородного уширения линии излучения свободных экситонов [2] продемонстрировал усиление экситон-фононного взаимодействия по мере размытия гетерограниц. Мы ассоциируем этот эффект с разной степенью локализации электронов и дырок в КЯ с нерезкими границами, что способствует увеличению экситон-фононной связи за счет фрелиховского механизма.

Зависимость интенсивности люминесценции от интенсивности возбуждения является квадратичной при малых интенсивностях возбуждения (до ~0.2 Bt/cm²) и линейной при больших (рис.1). Для объяснения такого поведения предлагается мо-

дель взаимодействия экситонов с дефектами донорного типа, для которых существуют нейтральное и заряженное (ионизованное) состояния.

Экситон при взаимодействии заряженным донором разрушается и нейтрализует его. Нейтральный донор образует мелкую потенциальную яму для экситонов, формируя энергетические уровни ниже дна экситонной зоны. В рамках такой модели появление в КЯ неравновесных носителей (как И при включении надбарьерной подсветки) должно привести к увеличению в спектрах отражения резонансов, относящихся к связанному экситонному состоянию, что подтверждается экспериментом (рис.2).

Изменение энергетического расстояния между экситонными линиями в КЯ с разной степенью размытия гетерограниц связано с изменением затухания волновой функции локализованных и нелокализованных экситонных состояний вблизи интерфейсов.

Характерной особенностью спектральновременной динамики излучения являлся

биэкспоненциальный характер спадов люминесценции свободного и связанного экситонов с временами ~40 пс и ~400 пс. В



Рис.1. Зависимость интенсивности люминесценции от интенсивности возбуждения.



Рис.2. Спектры отражения света структурой с надбарьерной подсветкой и без нее.

рамках предложенной выше модели короткое время ~ 40 пс определяется захватом свободных или слаболокализованных экситонов заряженными дефектами. Время ~ 400 пс соответствует излучательной рекомбинации свободных и связанных на дефектах экситонов. Во всем диапазоне температур 5–300 К люминесценция из верхней КЯ затухает медленнее, чем из нижней, что может объясняется увеличением концентрации заряженных дефектов вблизи КЯ с нерезким интерфейсом.

- 1. V.I.Kozlovsky, V.P.Martovitsky, Physica B **404** (23–24), 5009 (2009).
- 2. J.Puls, M.Rabe, A.Siarkos et al., Phys. Rev. B 57, 14749 (1998).

МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ ЗАМЕЩЕНИЯ ТМ₁. _XYB_xB₁₂

Азаревич А.Н.^{1,2}, Богач А.В.¹, Глушков В.В.^{1,2}, Демишев С.В.^{1,2}, Левченко А.В.³, Филипов В.Б.³, Шицевалова Н.Ю.³, Случанко Н.Е.¹ ¹Институт общей физики им.А.М.Прохорова РАН *119991, г.Москва, ул.Вавилова, д.38* ² Московский Физико-технический Институт *141170, Московская область, г.Долгопрудный, Институттироблем материаловедения им.И.Н.Францевича НАНУ*

Украина, 03142, г.Киев, ул.Кржижановского, д.3

azarevich@lt.gpi.ru

Свойства редкоземельных додекаборидов семейства RB_{12} вызывают значительный интерес исследователей, поскольку при сохранении общего характера зоны проводимости в этих проводниках со структурой каркасного стекла [1] изменение заполнения внутренней 4f-оболочки при движении вдоль редкоземельного ряда от TbB_{12} к Lu B_{12} приводит к подавлению антиферромагнетизма (A Φ) с уменьшением температуры Нееля от $T_N(TmB_{12})\approx 22K$ до $T_N(Tm_{0.7}Yb_{0.3}B_{12})=0,8K$ [2-3], к переходу от A Φ -металла к парамагнитному изолятору YbB₁₂ с сильными электронными корреляциями [3-4] и, далее, - к сверхпроводимости с $T_C\approx 0.4K$ в Lu B_{12} [5].

Для ответа на вопрос о природе перехода металл-изолятор (ПМИ) в ряду соединений RB_{12} представляет интерес исследовать твердые растворы замещения $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$ и, в частности, изучить характер изменения удельного сопротивления и магнитосопротивления при ПМИ.

Поведение магнитосопротивления $\Delta \rho / \rho$ в твердых растворах Tm₁₋ _xYb_xB₁₂ (0 \leq x \leq 0.72) исследовалось нами в интервале температур 2-300 К в магнитном поле до 80 кЭ. Для примера на рис.1 показаны полевые зависимости $\Delta \rho / \rho = f(H, T_0)$, полученные (а) для состава с x=0.05 в AФ, парамагнитной фазах и при фазовых переходах в магнитном поле и (b) для парамагнетика Tm_{0.4}Yb_{0.6}B₁₂.



Особенности на зависимостях $\Delta \rho / \rho = f(H, T_0)$ (см.рис.¹а, указаны стрелками для кривой $T_0=2.1$ К) далее использовались для построения *H*-*T* магнитной фазовой диа-

граммы исследуемых антиферромагнетиков. Как видно из данных рис.1в, парамагнитной фазе основным эффектом является отрицательное магнитосопротивление (OMC).

Анализ ОМС вклада проводился нами в рамках соотношения Иосиды - $\Delta \rho / \rho - M_{loc}^2 - \chi_{loc}^2 H^2$ [6] для локальных намагниченности и восприимчивости $M_{loc}(T,H)$ и $\chi_{loc}(T,H)$, которое успешно применялось ранее при исследовании ОМС в TmB₁₂ [7]. При этом в работе показано, что для составов с $x \ge 0.3$ при гелиевых температурах в сильных магнитных полях H \ge 20 кЭ основной вклад в ОМС Tm_{1-x}Yb_xB₁₂ выходит на насыщение и доминирующей становится вторая квадратичная компонента ОМС. Поведение найденной из анализа ОМС составляющей $M_{loc}(T,H)$ с насыщением с хорошей точностью описывается соотношением Ланжевена

$$M = N\mu_{eff} \left(cth(\mu_{eff}H/k_BT) - k_BT/\mu_{eff}H \right)$$



Рис.2. Аппроксимация полевой зависимости вклада с насыщением в локальную намагниченность $M_{loc} = (-\Delta \rho / \rho)^{1/2} = f(H, T_0)$ для состава x=0.6 соотношениями Бриллюэна для локализованных магнитных моментов Tm³⁺ и Yb³⁺ и Ланжевена. На вставке показано изменение эффективного магнитного момента $\mu_{eff}(x_{Yb})$, полученное в результате аппроксимации соотношением (1).

(1)

- 1. Н.Е.Случанко, А.Н.Азаревич, А.В.Богач и др. ЖЭТФ **140**, 536 (2011).
- A.Czopnik, N.Shitsevalova, A.Krivchikov et al., J. Sol. State Chem., 177, 507 (2004).
- Н.Е.Случанко, А.Н.Азаревич, А.В.Богач и др. Письма в ЖЭТФ 89, 298 (2009).
- 4. B.Gorshunov, P.Haas, O.Ushakov, M.Dressel, F.Iga, Phys. Rev. B, **73**, 145207 (2006).
- 5. K.Flachbart, S.Gabani, K.Gloos et al., J. Low Temp. Phys., 140, 339 (2005).
- 6. K.Yosida, Phys. Rev., **107**, 396 (1957).
- 7. Н.Е.Случанко, А.В.Богач, В.В.Глушков и др. ЖЭТФ **135**, 766 (2009).

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСТРОЙ ФОКУСИРОВКИ ПОЛЯРИЗАЦИОННО-НЕОДНОРОДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ ВЫСОКОГО ПОРЯДКА МЕТОДАМИ БЛИЖНЕПОЛЬНОЙ МИКРОСКОПИИ

Карпеев С.В. ^{1,2}, Хонина С.Н. ^{1,2}, <u>Алфёров С.В.</u> ¹ ¹Самарский государственный аэрокосмический университет им.ак.С.П.Королёва, *443086, г.Самара, Московское шоссе, д.34* ²Институт систем обработки изображений РАН *443001, г.Самара, ул.Молодогвардейская, д.151,* <u>alferov_s@mail.ru</u>

Проведено исследование острой фокусировки пучков с радиальной и азимутальной поляризациями, сформированных оптической системой, основанной на сложении двух пучков с круговой поляризацией. Исследование проводилось методами ближнепольной микроскопии. Проведённые эксперименты показали различия распределений интенсивности в фокальной области для разных типов неоднородно-поляризованных пучков и в целом согласуются с результатами проведённого численного моделирования.

<u>Ключевые слова</u>: радиальная и азимутальная поляризации, ближнепольная микроскопия, поляризационно-неоднородные пучки, цилиндрические пучки высокого порядка.

В настоящее время большое внимание исследователей привлекают лазерные пучки с поляризационно-неоднородным распределением [1]. Такие пучки могут быть полезны в задачах острой фокусировки и сверхразрешения. Для более детального изучения возможностей таких приложений необходимо исследование распределений интенсивности в фокальной области высокоапертурной фокусирующей системы при различных типах неоднородной поляризации. Одним из методов исследования распределений с субволновой локализацией света является сканирующая ближнепольная микроскопия [2].

В нашей работе моделирование острой фокусировки цилиндрических пучков выполнялось в приближении Дебая [3] с использованием правила для дифракционных фокусирующих систем [4,5], для многокольцевых пучков, рассмотренных в [1] и имеющих радиальную и азимутальную поляризации.

Для исследования интенсивности поля (λ =632 нм) в фокальной плоскости применялась СБОМ измерительная головка, входящая в комплект зондовой нанолаборатории ИНТЕГРА Соларис. Оптоволоконный зондовый датчик представлял собой заостренное одномодовое волокно, на конец которого был напылен слой металла с таким расчетом, чтобы на острие остался чистый участок с апертурой диаметром 50-100 нм. Подобные зонды применялись и в работе [2]. Для подвода фокусируемого пучка с неоднородной поляризацией к фокусирующему микрообъективу было изготовлено новое основание для измерительной головки. Система позиционирования фокусирующего высокоапертурного микрообъектива позволяла предварительно совмещать плоскость сканирования ближнепольного микроокосном с фокальной плоскостью микрообъектива, а также оптическую ось микрообъектива с

осью фокусируемого пучка. Точность позиционирования позволяла в дальнейшем проводить сканирование пучка XYZ-сканером измерительной головки в пределах его диапазона перемещений. Для исследований были выбраны: 40× микрообъектив с числовой апертурой 0,6 и 60× микрообъектив с числовой апертурой 0,8.



Результаты измерений и моделирования приведены в табл.1. Для всех пучков наблюдается кольцо вокруг центрального пика. Общим является то, что, при азимутальной поляризации всегда имеется нулевое значение в центре фокальной плоскости, а при радиальной поляризации с увеличением числовой апертуры возникает и растёт центральный пик. Провал в центре бесселева пучка с радиальной поляризацией в эксперименте получился несколько больше, чем при моделировании, что объясняется, видимо некоторым различием в положении плоскостей моделирования и проведенных измерений. Однако для пучка Лагерра-Гаусса при числовой апертуре 0,8 происходит полное формирование центрального пика, как и предсказывалось моделированием. Полученные распределения качественно согласуются с результатами моделирования и подтверждают эффективность применения пучков высокого порядка с радиальной поляризацией в задаче острой фокусировки и сверхразрешения.

- Khonina S.N. S.V.Karpeev, S.N.Khonina, S.V.Alferov // Opt. Lett. 2012. Vol. 37, No. 12.
- 2. Descrovi E. // J. Opt. Soc. Am. A. 2005. Vol. 22, No. 7 P. 1432.
- 3. B.Richards and E.Wolf // Proc. Royal Soc. A. 1959. Vol. 253. P. 358-379.
- 4. Zhan Q. // Advances in Optics and Photonics. 2009. Vol. 1. P. 1-57.
- 5. Хонина С.**Н.** / С.Н.Хонина, С.Г.Волотовский // Электромагнитные волны и электронные системы. 2010. № 11. С. 6-25.

ТЕПЛОЕМКОСТЬ СЕ_хLA_{1-х}B₆ В ПРЕДЕЛЕ МАЛОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ЦЕРИЯ Х≤0.03

<u>Анисимов М.А.¹</u>, Глушков В.В.¹, Богач А.В.¹, Демишев С.В.¹, Самарин Н.А.¹, Гаврилкин С.Ю.², Мицен К.В.², Филипов В.Б.³, Шицевалова Н.Ю.³, Левченко А.В.³, Габани С.⁴, Флахбарт К.⁴, Случанко Н.Е.¹ ¹Институт общей физики им.А.М.Прохорова РАН *119991, г.Москва, ул.Вавилова, д.38* ²Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН *119991, г.Москва, ленинский проспект, д.53* ³³Институт проблем материаловедения им.И.Н.Францевича НАНУ *Украина, 03142, г.Киев, ул.Кржижановского, д.3* ⁴Институт экспериментальной физики САН, *Кошице 043053, Словакия* <u>anisimov.m.a@gmail.com</u>

Редкоземельные (P3) гексабориды (RB₆) с простой ОЦК структурой типа CsCl (Pm3m-O_h¹) привлекают внимание исследователей в качестве удобных модельных объектов для изучения тепловых свойств [1-2]. Вследствие малой величины ионного радиуса R^{3+} по сравнению с размером полостей в федоровском кубооктаэдре B_{24} , P3 ионы оказываются слабосвязанными с жестким каркасом из атомов бора, и в результате колебания P3 иона носят квазинезависимый характер. В данной работе исследуется теплоемкость немагнитного гексаборида лантана (LaB₆) и системы с тяжелыми фермионами (TФ) Ce_xLa_{1-x}B₆.

Измерения теплоемкости осуществлялись на монокристаллах Ce_xLa_{1-x}B₆ ($0 \le x \le 0.03$) высокого качества в области температур 0.4-300К на установках PPMS-9. Для оценки влияния вакансий бора в работе изучались образцы LaB₆ с различным изотопическим составом, включая изотопически чистые (N=10, 11) и с естественным (81.1% ¹¹В и 18.9% ¹⁰В) содержанием бора.

Высокая точность полученных данных позволила выполнить процедуру разделения вкладов в теплоемкость. Для оценки электронного вклада $C_{el}=\gamma T$ с учетом наличия дефектной моды представляется более корректным использовать значение $\gamma \approx 2.4 \text{mJ/(mol} \cdot \text{K}^2)$, близкое к результатам работ [1-2]. Выполненная обработка экспериментальных данных позволила корректно разделить дебаевский вклад C_D от жесткого каркаса из атомов бора (рис.1а) и квазилокальную колебательную моду РЗ иона C_E (рис.1б). Найденные значения температур $\Theta_E \approx 152 \text{K}$ и $\Theta_D \approx 1160 \text{K}$ согласуются с результатами ранних исследований LaB₆ [1]. Остаточный член C_{res}/T^3 , полученный при вычитании суммы вкладов C_D/T^3 и C_E/T^3 , описывает в LaB₆ низкотемпературную дефектную моду, вызванную влиянием вакансий бора [3]. Для оценки характеристик двухуровневого



Рис.1(а-б) Разделение колебательного вклада $(C-\gamma T)/T^3$ в теплоемкость LaB₆ на (а) дебаевскую C_D/T^3 , (б) эйнштейновскую C_E/T^3 составляющие. (в-г) Анализ остаточного вклада для (в) La^{nat}B₆, (г) Ce_{0.01}La_{0.99}B₆ (см. текст).

потенциала на рис.1в-г выполнен анализ остаточного вклада соотношением Шоттки (см. [4]) для двух типов двухуровневых систем (TLS), состоящих из синглетных и триплетных состояний для LaB₆ и Ce_xLa_{1-x}B₆ (TLS2). Показано, что значение ΔE_2 (высота барьера, см. вставку на рис.1в) лежит в интервале 92-98К и определяется вакансиями бора с концентрацией $N_{vac} \approx 1.5-2.0\%$.

Напротив, низкотемпературный магнитный вклад (TLS_M), наблюдаемый в системах с магнитной примесью Ce, описывается только в схеме из двух дублетов с энергией $\Delta E_M \sim 1$ K (рис.1г). В рамках такого подхода в работе выполнена оценка перенормировки плотности электронных состояний $\gamma(T)$, рис.1г. Показано, что рост значений $\gamma(T)$ происходит ниже 8K. Заметим, что полученное для Ce_xLa_{1-x}B₆ квартетное магнитное состояние (TLS_M) отличается от обычного квартетного основного состояния в ${}^2F_{5/2}$ мультиплете Ce³⁺ иона. В работе предложен альтернативный (не кондовский) механизм формирования TФ в Ce_xLa_{1-x}B₆. По нашему мнению, появление TФ в Ce_xLa_{1-x}B₆ связано с формированием двухъямного потенциала с величиной энергетического барьера $\Delta E_M \sim 1$ K. При этом туннелирование между двумя дублетными состояния в двухъямном потенциале обуславливает быстрые спиновые флуктуации в ячейках с Ce³⁺ ионами.

- 1. D.Mandrus et al., Phys.Rev.B 64, 012302 (2001).
- 2. H.Grühl et al., Sol. State Commun. 57, 67 (1986).
- 3. M.M.Korsukova et al., J. Less-Common. Met. **117**, 73 (1986).
- 4. Н.Е.Случанко и др., ЖЭТФ, **140**, 1 (2011).

РЕНТГЕНДИФРАКЦИОННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КИСЛОРОДПРОВОДЯЩИХ СОЕДИНЕНИЙ В СИСТЕМАХ LN₂O₃ – MOO₃ – V₂O₅, ГДЕ LN=LA, ND <u>Антипин А.М.</u>¹, Алексеева О.А.¹, Верин И.А.¹, Сорокина Н.И.¹, Харитонова Е.П.², Воронкова В.И.² ¹ Институт кристаллографии им.А.В.Шубникова РАН *119333, г.Москва, Ленинский пр-т, д.59* ² Московский государственный университет им.М.В.Ломоносова *119991. г.Москва, ул.Ленинские горы, д.1/62* <u>antipin@physics.msu.ru</u>

Высокая кислородная проводимость (0.06 См/см при 800^{0} С) соединения с собственными кислородными вакансиями состава $La_{2}Mo_{2}O_{9}$ (LM) в системе $La_{2}O_{3} - MoO_{3}$ была открыта группой Lacorre [1]. В системе $Nd_{2}O_{3}$ - MoO₃ подобное соединение отсутствует, но имеется соединение с флюоритоподобной структурой состава $Nd_{5}Mo_{3}O_{16}$ [2,3].

Соединение La₂Mo₂O₉ имеет структурный фазовый переход первого рода при температуре близкой к 580°C и две фазы: низкотемпературную моноклинную α-фазу (P2₁) и высокотемпературную кубическую β-фазу (P2₁3) [1]. Многие из примесей при определенной концентрации подавляют переход $\alpha \rightarrow \beta$ и приводят к переходу при температуре порядка 450°C высокотемпературной кубической β-фазы с динамическим беспорядком атомов кислорода в кубическую β_{mc} -фазу со статическим беспорядком этих атомов [4-6]. При исследовании серии керамических образцов La₂Mo_{2-x}V_xO_y с различным содержанием ванадия было установлено, что при x \geq 0.06 стабилизируется кубическая и исчезает моноклинная фаза (подавляется основной переход $\alpha \rightarrow \beta$) при этом проводимость образцов увеличивается на два порядка [5].

Строение и физические свойства флюоритоподобного соединения $Nd_5Mo_3O_{16}$ изучены в [3,7]. Смещения атомов структуры и дефицит по кислороду, установленные в работе [7], согласуются с выводами [3], о том, что данное соединение обладает проводимостью по кислороду. Легирование $Nd_5Mo_3O_{16}$ ванадием увеличивает проводимость образцов.

Цель настоящей работы - уточнить кристаллическую структуру образцов состава $La_2Mo_{2-x}V_xO_9$ и Nd₅Mo_{3-x}V_xO₁₆, проведя исследование на монокристаллах.

Структуру кристаллов исследовали с использованием дифрактометра XCalibur S фирмы Oxford Diffraction с двумерным CCD детектором (T=110 и 295K). Поиск элементарных ячеек в исследуемых монокристаллах завершился выбором кубических ячеек с параметрами для соединения $La_2Mo_{1.75}V_{0.24}O_{8.5}$ (LM:12%V) *a*=7.1381(10) Å и

a=7.1498(15) Å при 110 и 295К соответственно; для соединения La₂Mo_{1.64}V_{0.36}O_{8.4} (LM:18%V) a=7.1271(13) Å и a=7.1437(3) Å при 110 и 295К соответственно и для соединения Nd₅Mo_{2.83}V_{0.17}O_{14.9} a=11.0137(10) Å при 295К. Как и ожидалось, при понижении температуры образца уменьшаются параметры ячейки. Уменьшение параметров ячейки наблюдается и с введением или увеличением концентрации ванадия в вышеуказанных соединениях, что связано с внедрением в структуру более мелкого катиона ($r(V^{5+})=0.54$ Å, $r(Mo^{6+})=0.59$ Å). В структуре Nd₅Mo_{2.83}V_{0.17}O_{14.9} атомы ванадия находятся в позициях атомов молибдена, а в структурах (LM:12%V) и (LM:18%V) они располагаются вблизи позиций атомов молибдена на осях третьего порядка и немного сдвинуты в направлении атома O1 - создается более симметричное расположение кислородных ионов вокруг атомов молибдена, аналогичное тому, которое происходит при повышении температуры. Полученные структурные данные согласуются с выводами авторов [5] о том, что при введении в соединение La₂Mo₂O₉ атомов ванадия происходит стабилизация высокотемпературной кубической фазы.

В структурах $La_2Mo_2O_9$ [6] и $Nd_5Mo_3O_{16}$ [7] выявлен дефицит по кислороду и установлено, что атомы структуры разупорядочены по нескольким позициям. В данной работе показано, что введение ванадия в вышеуказанные соединения сохраняет разупорядоченность атомов в структуре, увеличивает количество вакансий по кислороду и как следствие увеличивает их проводимость.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ грант №11-03-00243а, Программы фундаментальных исследований ОФН РАН и Ведущих научных школ (грант НШ-2883.2012.5).

Литература

- 1. Lacorre P., Goutenoire F., Bohnke O. et al. // Nature. 2000. V.404. P.856-858.
- 2. Мохосоев М.В., Гетьман Е.И. // Неорг. матер. 1969. Т.5. С.908.
- 3. Voronkova V.I., Kharitonova E.P., Belov D.A. // Solid State Ionics. (in press).
- 4. Voronkova V.I, Kharitonova E.P., Krasilnikova A.E. // Phys. Stat. Solid. A. 2009. No 11. P. 2564.
- 5. Воронкова В.И., Харитонова Е.П., Красильникова А.Е. // Кристаллография. 2010. Т.55. №2.С.306.
- 6. Алексеева О.А., Сорокина Н.И., Верин И.А., Воронкова В.И., Красильни- кова А.Е. // Кристаллография. 2009, Т. 54. №1. С.26-30.
- 7. Alekseeva O.A., Gagor A., Pietraszko A., Sorokina N.I., Bolotina N.B., Kharitonova

E.P., Voronkova V.I. // (in press)

СПИНОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ В МНОГОФЕРМИОННОЙ СИСТЕМЕ

<u>Арифуллин М.Р.,</u> Бердинский В.Л. Оренбургский государственный университет 460018, г.Оренбург, пр.Победы, д.13 arifullinm@mail.ru, bvl@unpk.osu.ru

Фундаментальные свойства электрона со спином S=1/2 очень перспективны для использования в качестве носителя информации в спинтронике, квантовых вычислений и квантовой криптографий [1]. Однако чтобы использовать спин электрона, они должны быть извлечены из ансамбля неразличимых частиц, и спиновые свойства таких ансамблей должны быть изучены. Другой важной проблемой является запутывание иерархии подсистем сложных объектов.

Есть два возможных источника запутанности в подсистемах многоспиновых фермионов. Первый обменное взаимодействие между спинами электронов в магнитно упорядоченных материалах. Однако если фермионы, расположенные в одной области пространства и их волновые функции перекрываются, доказано спиновая запутанность, который определен принципом Паули (антисимметричных волновых функций). В последнем случае спиновые состояния должны быть описаны только спиновой матрицей плотности. Свойства таких спиновых матриц плотности следуют из антисимметрии многоэлектронных волновых функций. Для определения спиновой матрицы плотности ρ^S нужно рассчитать след матрицы плотности по пространственным переменным. Например, для N - фермионных систем спиновая матрица плотности можно представить в виде суммы неортогональных проектор

$$\rho_{N} = 2^{N/2} (N!)^{-1} (N/2)! \sum_{P} P(\left| S_{ij} S_{rl} S_{mn} ... \right| \left| S_{ij} S_{rl} S_{mn} ... \right|$$

где *P* – оператор перестановки по всем парным индексам. $|S_{ij}\rangle = 2^{-\frac{1}{2}} |\alpha_i \beta_j - \beta_i \alpha_j\rangle$. Спиновое состояние нетривиальной 4-х фермионной системы [2]

$$\rho_4 = 3^{-1} \left(\left| S_{12} S_{34} \right\rangle \left\langle S_{12} S_{34} \right| + \left| S_{13} S_{24} \right\rangle \left\langle S_{13} S_{24} \right| + \left| S_{14} S_{23} \right\rangle \left\langle S_{14} S_{23} \right| \right)$$

Если выбрать ортогональный базис, то матрица плотности ρ пропорциональна единичной матрицы 2×2. В соответствии с критерием Переса-Городецкого были рассчитаны собственные значения для 4-спиновой матрицы плотности системы после частичной транспозиции. Некоторые из них оказались отрицательными, и этот факт доказывает, спиновую запутанность в 4-х спиновых системах. Аналогичные расчеты показывают, что 4-х и 3-х спиновые подсистемы запутаны тоже. Однако в этих многоспиновых системах несцепленные двухкубитные подсистемы. Это запутывание в многоспиновых системах определяется квантовой неразличимости фермионов. В критерий Переса-Городецкого было показано, что эквивалентно нарушение неотрицательности для частично-транспонированная матрица ρ^{T} . Таким образом, критерий Сильвестра для матрицы ρ^{T} может быть использован как простая качественная проверка запутанности критерия Переса-Городецкого. Наличие неотрицательности означает, что частичное транспонирование матрицы не может быть реализована как физический эксперимент.

Если фермионная система может быть охарактеризована полным спином S, то может быть использован еще один простой тест на запутанность. Если частичное транспонирование ρ сопровождается появлением новых состояний с Sz > S, то ρ^{T} будет иметь отрицательные собственные значения [3], и начальное состояние квантово запутано.

Важным случаем является подсистема из двух спинов. Взяв след по спиновым состояниям лишних фермионов получена матрица плотности

$$\rho_{2} = 4^{-1}(N+2)(N-1)^{-1} |S\rangle \langle S| + 4^{-1}(N-2)(N-1)^{-1} \{ T_{+} \rangle \langle T_{+}| + |T_{0}\rangle \langle T_{0}| + |T_{-}\rangle \langle T_{-}| \}$$

где $|T_{+}\rangle = |\uparrow_{i}\uparrow_{j}\rangle, |T_{0}\rangle = 2^{-1/2} |\uparrow_{i}\downarrow_{j} + \downarrow_{i}\uparrow_{j}\rangle,$ и $|T_{-}\rangle = |\downarrow_{i}\downarrow_{j}\rangle.$

Использование критерия Перес-Городецкого доказывает, что две спиновые подсистемы не запутаны, несмотря на то, что спиновое состояние какой-либо отдельной ферми подсистемы тесно связаны с остальной многофермионной системой. Этот результат указывает на нарушение транзитивности спиновой запутанности. Запутывание системы A и C не следует из того, что система тесно связаны с системой B, и система B тесно связаны с системой C [4]. Доказано нарушение неравенств Белла в случае, если начальная система разложена на две подсистемы, состоящие из одного электрона и остального ансамбля.

Литература

1 Nielsen M.A.; Chuang I..L. Quantum Computation and Quantum Information. – Cambridge: University Press, 2000

2 Arifullin M.R. Multispin entanglement in fermion systems // Book of abstract "In ternational Conference on Quantum Technologies", Moscow, Russia. – 2011

3 Arifullin M.R., Berdinskiy V.L. Multispin states in enzymatic and biological processes // Book of abstract "Spin Chemistry Meeting 2011", Noordwijk, Netherlands. – 2011

4 Arifullin M.R., Berdinskiy V.L Spin entanglement and nonlocality of multifer mion systems // Advanced research workshop "Meso–2012" Mesoscopic and strongly correlated electron systems – 2012. – P.38

КОЭФФИЦИЕНТ ТЕРМОЭДС В ОКРЕСТНОСТИ ПЕРЕХОДА МЕТАЛЛ–ДИЭЛЕКТРИК В CA_{1-х}EU_xB₆

<u>Байбаков Р.Ф.</u>^{1,2}, Демишев С.В.¹, Случанко Н.Е.¹, Левченко А.В.³, Духненко А.В.³, Филипов В.Б.³, Глушков В.В.¹

¹Институт общей физики им.А.М.Прохорова РАН 119991, г.Москва, ул.Вавилова, д.38

² Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» 115409, г.Москва, Каширское шоссе, д.31

bayruss@yandex.ru

³ Институт проблем материаловедения им. И.Н.Францевича НАНУ Украина, 03142, г.Киев, ул.Кржижановского, д.3

Природа перехода металл-диэлектрик (ПМД), реализующегося В ферромагнитной фазе твердых растворов замещения Ca_{1-x}Eu_xB₆ при концентрациях европия *x*_{MIT}>>*x*_c (*x*>*x*_c≈0,3 – область концентраций с дальним магнитным порядком [1]), до настоящего времени остается предметом активных дискуссий [1-7]. С одной стороны, подавление магнитной компоненты друдевского вклада в оптическую проводимость, обнаруженное при $x < x_{MIT} \sim 0.5$ по результатам магнитооптических измерений [2], подтверждает выводы модели двойного обмена [3]. С другой стороны, анализ транспортных свойств Ca_{1-x}Eu_xB₆ [4] показал, что ПМД, наблюдаемый при $x_{MIT} \approx 0.8$, приводит к смене знаков эффектов Холла и термоэдс с переходом от отрицательных (x>x_{MIT}) к положительным (x<x_{мит}) значениям, отвечающим дырочному типу проводимости. При этом

явное несоответствие результатов исследований оптических [5] И транспортных [4,6] свойств составов с концентрацией европия *х*~0,5–0,7 не позволяет идентифицировать природу аномальных свойств этой системы с сильными электронными корреляциями.

Для получения информации о параметрах электронной структуры Ca_{1-} _x Eu_xB_6 в работе выполнено исследование термоэлектрических свойств монокристаллических образцов с *x*>0,8 и реперного соединения CaB_6 в диапазоне тем-



ператур 1.8-300 К. Установлено, что коэффициент термоэдс CaB₆ описывается суммой диффузионной термоэдс ($S_d=AT$, A=-0.23 мкB/K²) и термоэдс фононного увлечения S_{ph} [7], отвечающего рассеянию носителей заряда на квазилокальных колебаниях ионов кальция в полостях подрешетки бора с частотой *k*_BΘ_E≈7.3 мэВ и амплитудой *В*≈–29 мкВ/К. Для твердых растворов замещения Ca_{1-x}Eu_xB₆ выполнена оценка амплитуды разности $\Delta S = S - S_{\text{ph}} c$ учетом частоты эйнштейновской моды в EuB₆ $k_B \Theta_E \approx 7.3$ мэВ. Показано, что с ростом концентрации кальция абсолютная величина ΔS достигает значений порядка 80 мкB/К (рис.1), причем максимальный рост амплитуды ΔS регистрируется в температурном интервале *T*<60 К, отвечающем аномальному усилению эффекта колоссального магнитосопротивления [5]. Обнаружено, что на металлической стороне ПМД (x>x_{MIT}) коэффициент А, характеризующий диффузионную термоэдс при Т>70 К (вставка на рис.1), растет от отрицательных A(x=1)=-0.23 мкB/K² к положительным значениям A(x=0,83)=+0.145 мкВ/К², меняя знак при $x^* \approx 0.88 > x_{MIT}$. Полученные данные указывают на плавную перестройку электронного спектра Ca_{1-x}Eu_xB₆, при которой изменение структуры зоны проводимости с ростом концентрации кальция приводит к установлению режима дырочной проводимости, ранее обнаруженного для составов с $x < x_{MIT} \sim 0.8$ [4].

Работа выполнена при поддержке проекта РФФИ 11-02-00623-а, программы ОФН РАН «Сильнокоррелированные электроны в полупроводниках, металлах, сверхпроводниках и магнитных материалах» и ФЦП «Научно-педагогические кадры инновационной России».

- 1. G.A.Wigger, et al., Phys. Rev. Lett. **93**, 147203 (2004).
- 2. G.Caimi, et al., Phys. Rev. Lett., **96**, 016403 (2006).
- 3. V.M.Pereira, et al., Phys. Rev. Lett., **93**, 147202 (2004).
- 4. В.В.Глушков и др., ЖЭТФ, **138**, 277 (2010).
- 5. V.V.Glushkov, et al., Solid State Phenomena, **152-153**, 307 (2009).
- 6. J.Kim et al., J. Phys.: Condens. Matter, **19**, 106203 (2007).
- 7. J.-S.Rhyee, B.K.Cho, H.-C. Ri, Phys. Rev. B, 67, 125105 (2003).

РЕШЕНИЕ РАДИАЛЬНОГО УРАВНЕНИЯ ШРЁДИНГЕРА ДЛЯ ПОТЕНЦИАЛА МОРСА В ОБЪЕДИНЕННОМ ВАРИАЦИОННО-КВАЗИКЛАССИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Кудряшов В.В., <u>Баран А.В.</u> Институт физики им.Б.И.Степанова НАН Беларуси Беларусь, 220072, г.Минск, пр.Независимости, д.68 <u>aug0784@gmail.com</u>, <u>a.baran@dragon.bas-net.by</u>

В настоящей работе рассматривается радиальное уравнение Шредингера, приведенное в безразмерных величинах x = r/R, $e = (2mR^2/h^2)E$ к виду $H\psi(x) = e\psi(x)$ с гамильтонианом $H = -d^2/dx^2 + V(x) + l(l+1)/x^2$ для хорошо известного [1] потенциала Морса $V(x) = \gamma^2 (\exp(-x) - 1)^2$, который может быть использован для адекватного моделирования сферической квантовой точки. Этот потенциал быстро стремится к константе и приводит к конечному числу связанных состояний. Уравнение Шредингера для потенциала Морса не имеет точного решения при $l \neq 0$, что делает необходимым применение приближенных методов. В данной работе используется объединение модифицированного квазиклассического метода [2,3] и усовершенствованного вариационного подхода [4]. Возможность такого объединения возникает, если решение уравнения Шредингера ищется с помощью варьируемой подстановки.

Применяется степенная подстановка $q(x) = x^{1/s}$, $\psi(x) = x^{(s-1)/2s}\Psi(q,s)$. Функция $\Psi(q,s)$ выражается через логарифмическую производную Y(q,s) следующим образом $\Psi(q,s) = \exp\left(\int Y(q,s) dq\right)$. ВКБ-ряды являются асимптотическими разложениями логарифмических производных. Обычное ВКБ-приближение содержит конечное число членов из полного разложения. Это приближение не пригодно в точках поворота. В [2,3] полные ВКБ-ряды аппроксимируются конечным числом парциальных ВКБ-рядов. Явное суммирование двух лидирующих парциальных рядов дает новую аналитическую приближенную логарифмическую производную $Y_a(q,s)$, которая выражается через функции Эйри. С помощью $Y_a(q,s)$ строится непрерывная приближенная радиальная волновая функция $\Psi_a(x,s)$.

Далее параметр *s* рассматривается как варьируемый, а функция $\Psi_a(x, s)$ выступает в роли пробной функции в вариационном подходе. В соответствии с [4] введем интегральную невязку $d(s) = \langle \Psi_a(s) | H^2 | \Psi_a(s) \rangle / \langle \Psi_a(s) | H | \Psi_a(s) \rangle^2 - 1$ для нормированной пробной функции. Величина d(s) характеризует качество приближения и равна нулю для точных решений. Определим оптимальное значение *s_o* вариационного параметра из

условия минимальности интегральной невязки. Заметим, что ищется абсолютный минимум функции d(s). Как результат применения предложенного метода представим приближенные значения энергии $e_a(s) = \langle \psi_a(s) | H | \psi_a(s) \rangle$, которые вычисляются в соответствии с вариационным подходом.

В таблице показаны величины $d = d(s_o)$ и $e_a = e_a(s_o)$ для $\gamma = 5$, когда реализуется десять связанных состояний. В случае ненулевого углового момента ($l \neq 0$)

можно сравнить полученные значения e_a с точными значениями энергии, которые для $\gamma = 5$ равны 10,1916; 18,4428; 23,0109; 24,8772, что демонстрирует достаточно высокую точность предложенного приближения.

Модифицированный квазиклассический метод при использовании достаточно широкого класса степенных подстановок дает удовлетворительное качественное описание радиальных волновых функций для потенциала Морса. Существенное улучшение количественных характеристик приближения достигается с помощью оптимального выбора подстановки. В этой связи

Таблица. Числовые характеристики предложенного приближения в случае $\gamma = 5$.

l	п	S _o	d	e _a
0	0	1	8,537 · 10 ⁻⁴	10,1930
	1	1	$1,426 \cdot 10^{-5}$	18.4429
	2	1	$2,070 \cdot 10^{-6}$	23,0109
	3	1	$5,305 \cdot 10^{-7}$	24,8773
1	0	1,838	8,228 \cdot 10^{-3}	15,3541
	1	2,686	$3,942 \cdot 10^{-5}$	21,3990
	2	4,043	5,436.10-6	24,4034
2	0	2,302	$2,907 \cdot 10^{-3}$	19,4795
	1	2,327	$1,133 \cdot 10^{-5}$	23,6531
3	0	3,379	1,039 · 10 ⁻³	22,6892

вполне обоснованным представляется интерес к применения других типов (не степенных) подстановок, что станет предметом дальнейших исследований.

Литература

- 1. Флюгге З. Задачи по квантовой механике. Т. 1. М., 1974.
- 2. Kudryashov V.V., Vanne Yu.V. // J. Appl. Math. 2002. Vol. 2. P. 265-275.

3. Kudryashov V.V. // Nonlinear Phenomena in Complex Systems. 2006. Vol. 9. P. 403-409.

 Kudryashov V.V., Reshetnyak V.I. // Nonlinear Phenomena in Complex Systems. 2008. Vol. 11. P. 385.

ИССЛЕДОВАНИЕ КРАЕВЫХ ЗОН СЛОИСТЫХ НАНОСТРУКТУР МЕТОДАМИ РЕНТГЕНОВСКОЙ РЕФРАКТОМЕТРИИ

<u>Бейлин Н.Д.,</u> Гижа С.С.

Московский Физико-Технический Институт 141700, Московская обл., г.Долгопрудный, Институтский пер., д.9. Beylin@phystech.edu

В связи с особенностями показателя преломления вещества в рентгеновском диапазоне, становится возможен метод определения атомарного состава и плотности исследуемого вещества на основе отклонения распространения рентгеновских лучей. Преимущество рентгеновского диапазона состоит в том, что показатель преломления веществ зависит только от атомарного состава и плотности, и при этом никак не зависит от внутреннего строения вещества (вида кристаллической решетки, внутренних полей и т.д.). Атомарные факторы рассеяния, используемые в расчетах затабулированы с точностью, заведомо превышающей точность эксперимента, что позволяет получать очень точные данные. Получаемые характеристики требуются в основном в электронике, где ведется работа с наноразмерными пленками: появляется возможность для неразрушающего контроля производства пленок, а также для исследования пленок, состав и плотность которых неизвестны.

В данной работе приводятся теоретические основы для принципиальной возможности использования отклонения рентгеновских лучей в веществе для получения требуемых данных. Производится анализ глубины проникновения лучей, из которого следует, что на полученные характеристики соответствуют именно краевым зонам, тогда как большинство методов (в т.ч.рентгеновская рефлектометрия) получают интегральные характеристики по всей площади пленки.

В работе рассматривается принципиальная схема измерения для данного режима исследования, а так же схема установки (рис.1). Был произведен анализ преимуществ применяемой схемы установки над другими схемами, используемыми в основном в рентгеновских дифрактометрах. Основное преимущество состоит в том, что работу можно проводить одновременно на двух длинах волн, что позволяет существенно уточнить экспериментальные данные. В ходе исследования были получены данные для образца C-Ni-Si и на основе их получены требуемые характеристики. Также для данного режима исследования была написана программа для обработки результатов.



Рис.1. Схема рентгеновской установки: XT – рентгеновский излучатель, S1,S2 - коллимационные щели, SP - образец, BS – подвижный коллимирующий экран, T - устройство перемещения экрана, *SM*, *M* - полупрозрачный и объемный монохроматоры, *D1*, *D2* - детекторы излучения, *O*- ось вращения, *RT*- поворотный стол, *RS*-поворотный кронштейн.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА ВОЗМОЖНОСТИ ОБНАРУЖЕНИЯ ВЫНУЖДЕННОГО "ДИФФУЗИОННОГО" РАССЕЯНИЯ НА ЧАСТИЦАХ В ЖИДКОСТИ

<u>Бурханов И.С.</u>, Чайков Л.Л. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН 119991, г.Москва, Ленинский проспект, д.53

Под молекулярным рассеянием света понимается обычно рассеяние света на флуктуациях плотности, температуры, анизотропии и концентрации примесей ¹.

Если пучок возбуждающего света имеет достаточно большую интенсивность, то взаимодействие интерферирующих рассеянного и возбуждающего света с веществом рассеивающей среды вызывает вынужденное рассеяние (ВР). При выполнении определенных условий каждый вид спонтанного рассеяния должен иметь свой вынужденный аналог.

Однако до сих пор не известно о наблюдениях вынужденного рассеяния на частицах, точнее, на вариациях концентрации частиц. Целью настоящей работы является попытка обнаружения вынужденного "диффузионного" рассеяния света на флуктуациях концентрации частиц в жидкости.

Отличительные признаки ВР – во-первых, появление экспоненциальной зависимости интенсивности рассеянного света от интенсивности возбуждающего. Первый член разложения этой экспоненты дает квадратичную зависимость. Вовторых, происходит изменение спектра рассеянного света.

Измерения проводились во взвесях частиц кремния в масле и алмаза в воде. Весовая концентрация кремния во взвеси составляла $C_m = 9.6 \times 10^{-6}$, объемная концентрация алмаза $C_V = 1.2 \times 10^{-5}$.

Измерения проводились методом корреляционной спектроскопии рассеянного назад света в оптической схеме, приведенной на Рис. 1.

Измерялись корреляционные функции рассеянного назад излучения при различных уровнях мощности возбуждающего пучка P от 2.8 до 36.8 мВт, $\lambda = 532$ нм, а также интенсивность рассеянного назад света в зависимости от мощности падающего пучка.

Блики на полупрозрачном зеркале S и линзе O играли роль гетеродинирующего света.

Было обнаружено, что при увеличении мощности возбуждающего пучка в корреляционной функции появляется косинусоида, соответствующая появлению

спектральной линии, сдвинутой относительно возбуждающей на частоту, равную полуширине линии спонтанного рассеяния на частицах.



Рис. 1 Оптическая схема для фиксации вынужденного рассеяния. Laser – Твердотельный постоянный лазер $\lambda = 532$ нм; P1 и P2 - поляризаторы; C – кювета; D_a – аппертурная диафрагма; PM - ФЭУ; Corr. – коррелятор; D_s – диафрагма перед ФЭУ (катодная); S - 50% проницаемое полупрозрачное зеркало; O₁ – объектив с фокусом, равным расстоянию до катодной диафрагмы; S – полупрозрачное 50% зеркало; O - линза.

С увеличением мощности лазера, имеет место увеличение отношения амплитуды косинусоидальной составляющей к амплитуде корреляционной функции света спонтанного рассеяния². Зависимость интенсивности рассеяния света от мощности лазера имеет квадратичную составляющую и величина этой составляющей порядка 36% при P = 36.8 мВт.

Эти результаты свидетельствуют о появлении в рассеянном свете нелинейной составляющей, причем спектральная линия этой составляющей сдвинута относительно частоты возбуждающего света на величину, примерно равную полуширине линии спонтанного рассеяния на частицах взвеси. Все изложенное приводит к выводу о том, что наблюдается вынужденное рассеяние на флуктуациях концентрации частиц. Однако наблюдается лишь начальная часть указанных кривых и необходимо проводить эксперименты с более мощными лазерами и с применением гомодинирующего или гетеродинирующего пучка.

- 1. И.Л. Фабелинский, Молекулярное рассеяние света, (1965).
- 2. И.С. Бурханов, Л.Л. Чайков, Краткие сообщения по физике ФИАН, №3, стр. 22-23, (2012).

ЛАЗЕРНЫЙ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫЙ ВОЛОКОННЫЙ СКАЛЬПЕЛЬ ДЛЯ СРЕДНЕГО ИК-ДИАПАЗОНА

<u>Бутвина А.Л.</u>, Бутвина Л.Н., Бирюков А.С., Дианов Е.М. Научный центр волоконной оптики РАН, *119991, г.Москва, улица Вавилова, д.38* butvina@mail.ru

Излучение среднего ИК-диапазона является чрезвычайно привлекательным для медицинских приложений (лазерной хирургии), ввиду того, что человеческие ткани состоят в основном из воды, которая сильно поглощает в среднем ИК (от 10⁴ см⁻¹ в диапазоне от 3 мкм до 10,6 мкм). Создание хорошо пропускающих волокон для среднего ИК позволит проводить прецизионные малотравматические операции через эндоскоп и лапароскоп. В настоящее время подобные операции проводятся с использованием излучения лазеров ближнего ИК диапазона (1-2 мкм), где имеются кварцевые световоды. Такое излучение слабо поглощается тканями, и потому имеет ограниченное применение.

Наиболее распространенным и доступным источником излучения для среднего ИК-диапазона является CO_2 -лазер. В мире для этого диапазона в настоящее время разрабатывается 3 типа световодов: полые металлические, полые брэгговские и сплошные твердотельные. Потери в металлических и брэгговских световодах сильно растут при уменьшении радиуса их изгиба и уменьшения диаметра. Твердотельные оболочечные световоды свободны от этого недостатка. На сегодняшний день доступны полые и брэгговские световоды с чередованием халькогенидного стекла и полимера для передачи излучения CO_2 лазера [1](компания OmniGuide,США). Потери в этих световодах составляют порядка 1дБ/м на 10 мкм.

Нами получены методом экструзии одномодовые и многогодовые оболочечные световоды из кристаллов галогенидов серебра с потерями до 0,05 дБ/м на длине излучения CO₂ лазера[2]. На сегодняшний день эти показатели являются лучшими в мире. Механические свойства этих световодов позволяют их многократное использование без потери пропускания. Более того, данные световоды позволяют дистанционно измерять температуру оперируемого участка, что создает возможность контролируемой сварки тканей [3]. Но низкая лазерная стойкость и фоточувствительность препятствуют их использованию в качестве лазерных скальпелей.

Кристаллы галогенидов щелочных металлов - KCl, KBr, NaCl обладают высокой лазерной стойкостью, но гигроскопичны. Использование негигроскопичных галогенидов серебра в качестве второй оболочки в многокомпонентном кристаллическом световоде позволило устранить этот дефект. Нами впервые в мире изготовлен многокомпонентный наноструктурированный кристаллический световод методом высоковакуумной экструзии. Световедущая сердцевина изготовлена из твердого раствора KCl-KBr, отражающая оболочка – из KCl, и общая оболочка – из твердого раствора галогенида серебра (рис.1). Изучены оптические и механические свойства новых световодов. Оптические потери в таком световоде составили 0,7 дБ/м на длине волны 10,6 мкм. Эти волокна стабильны по времени и пропускали лазерную мощность до 30Вт в непрерывном режиме. Спектр пропускания, измеренный на спектрометре Bruker Vector-22, представлен на рис.2.



Рис.1 Внешний вид (слева) и фотография торца (справа) композитного световода.



Рис.2 Спектр пропускания световода от длины волны.

- 1 B.Temelkuran, S.D.Hart, G.Benoit, J.D.Joannopoulos, Y.Fink, "Wavelength scal able hollow optical fibres with large photonic bandgaps for CO2 laser transmis sion", Nature 420, 650(2002)
- Butvina, Leonid N; Butvina, Alexey L; Okhrimchuk, Andrey; Lichkova, Ninel;
 Zagorodnev, Vladimir; Dianov, Evgeni, "Low loss micro and nano structured sin gle mode crystalline fibers for 5-15 μm". Advances in Optical Materials (AIOM) 2011 paper: AIThD4, OSA Technical Digest (CD)
 - 3 Ilan Gabay, Avraham Abergel, Tamar Vasilyev, Yaron Rabi, Dan M. Fliss, Abra ham Katzir, "Temperature-controlled two-wavelength laser soldering of tissues", Lasers in Surgery and Medicine, Volume 43, Issue 9 pages 907–913, 2011

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ДИСПЕРГИРОВАННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ С РАЗЛИЧНОЙ ШИРИНОЙ СПЕКТРА

Бушмелева А.Н., Вохник О.М.

Московский государственный университет им.М.В.Ломоносова 119991. г.Москва, ул.Ленинские горы, д.1 <u>anna.bushmeleva@gmail.com</u>

Реализация обращения волнового фронта (ОВФ) излучения широкополосных лазеров в схемах с пересекающимися пучками сталкивается с той проблемой, что поле такого излучения когерентно лишь в пределах тонкого слоя когерентности толщиной $l_c = \bar{\lambda}^2 / \Delta \lambda$, где $\bar{\lambda}$ - средняя длина волны спектра, $\Delta \lambda$ - его ширина. Непараллельность тонких слоев когерентности ограничивает область когерентного взаимодействия пучков и эффективность ОВФ. Это ограничение можно снять при использованы диспергированных световых пучков, в которых слои когерентности не перпендикулярны осям пучков [1]. Однако, для создания эффективных схем четырехволнового взаимодействия и когерентного обращения волнового фронта [2] необходимо знать, как влияет вносимая дисперсия на характеристики лазерных пучков. В настоящей работе численно исследуются пространственные распределения интенсивности диспергированных пучков и определяются их статистические характеристики.

Диспергированные пучки можно получить, например, пропусканием пространственно-неоднородного широкополосного излучения через тонкую дифракционную решетку, работающую в одном порядке дифракции. Дифракционная решетка преобразует плоскую волну E_0 с волновым вектором $\overset{1}{k}(\omega, \overset{r}{\alpha}_0)(\overset{r}{\alpha}_0$ - перпендикулярная к оси *z* составляющая волнового вектора $\overset{1}{k}(\omega, \overset{r}{\alpha}_0))$ в плоскую волну с волновым вектором $\overset{1}{k}(\omega, \overset{r}{\alpha})$, где $\overset{1}{\alpha} = \overset{1}{\alpha}_0 + \overset{1}{a}$, вектор $\overset{1}{a}$ перпендикулярен к оси *z* и направлению штрихов решетки. Поле диспергированного пучка *E*, как и исходное поле E_0 , поле имеет плоские слои когерентности, перпендикулярные к оси *z*. При этом нормаль к слоям когерентности оказывается наклонена к осевому направлению пучка на угол χ , равный углу отклонения решетки для средней частоты спектра пучка $\overline{\omega}$.

Численно рассчитывались реализации случайной интенсивности I(r) при различной ширине спектра $\Delta \omega$ и величине дисперсии светового пучка. Интегральная по частоте интенсивность определялась в предположении гауссовой формы частотного спектра. Рассчитывались одномерные траектории случайной интенсивности I(r), как функции одной из пространственных координат при постоянстве двух других, а также двумерные распределения интенсивности в плоскости дисперсии пучка. Величина $\overline{\lambda}$ бралась равной 10^4 см, ширина спектра $\Delta \omega$ принимала значения 500, 1000, 1500 см⁻¹. Угловая расходимость ис-

ходного пучка E_0 предполагалась равной $2\theta_0 = 4 \cdot 10^{-3}$ рад. Значения параметра $p = \sin \chi/\theta_0$, характеризующего степень дисперсии пучка, составляли p = 3, 10.

Для иллюстрации на рисунке представлены результаты расчета двумерного распределения |I(x,z)| при p = 10 и двух разных значениях $\Delta \omega$.



Рис.1. Двумерные распределения интенсивности для $\Delta \omega = 500 \text{ см}^{-1}$ (*a*) и $\Delta \omega = 1500 \text{ см}^{-1}$ (*б*).

Из рис.1*а* и 1*б* видно, что общие закономерности изменения интенсивности по мере распространения диспергированного пучка одинаковы. Спеклы интенсивности имеют характерный наклон к оси *z*, составляя с ней угол ~ χ . При удалении от начальной плоскости происходит уменьшение флуктуаций интенсивности, которое сопровождается возрастанием размеров спеклов в направлении дисперсии, а также вдоль оси пучка. Из сравнения рис.1а и 16 видно, что эти эффекты проявляются быстрее при увеличении ширины спектра.

Наблюдаемые закономерности объясняются тем, что совпадающие в начальной плоскости коррелированные спеклы различных спектральных компонент по мере распространения пучка расходятся по оси *z*. Расхождение происходит быстрее для излучения с большей шириной спектра [3].

С помощью численного анализа одномерных траекторий I(x), рассчитанных на разном удалении от начальной плоскости, были определены статистические характеристики случайной интенсивности: среднеквадратичное отклонение и среднее расстояние между максимумами. Их зависимость от *z* хорошо согласуется с теоретическими оценками, полученными на основе модели парциальных спеклов [3].

Литература

1. В.И.Одинцов, Е.Ю.Соколова, Квант.электроника, 21, №8, 778-784, (1994)

 Одулов С.Г., Соскин М.С., Хижняк А.И. Лазеры на динамических решетках.
 М.: Наука, 1990. 272 с.

3. О.М.Вохник, В.И.Одинцов, Опт. и спектр., 108, №1, 90-97, (2010)

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРОПРОВОДНОСТИ МЕТАЛЛОВ С УЧЕТОМ ИНЕРЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛЕ ДЕЙСТВИЯ ЦЕНТРОБЕЖНЫХ УСКОРЕНИЙ И СИЛ

Лепешкин А.Р., Ваганов П.А.

Центральный институт авиационного моторостроения им.П.И.Баранова *111116, г.Москва, ул.Авиамоторная, д.2* lepeshkin.ar@gmail.com

Данная работа посвящена столетию электронно-инерционных опытов Мандельштама Л.И. и Папалекси Н.Д., которые они провели в 1913 г.

Исследование температуропроводности материалов в поле действия центробежных ускорений и сил является новой и сложной проблемой, решение которой имеет актуальное значение для физики и авиакосмической техники [1].

работают при Лопатки турбин центробежных ускорениях более 50000...100000 м/с² и изменение температуропроводности металлов с учетом инерции электронов в этих условиях можно ожидать существенным. Вероятно, неучет этого обстоятельства приводит к дополнительному различию температурных полей лопаток турбин прогнозируемых расчетом и наблюдаемых в эксперименте. Кроме ускорений на роторные детали действует растягивающая центробежная сила. Влияние сжимающих сил на теплопроводность металлов ранее исследовалось в [2], но исследования температуропроводности материалов при растяжении ранее не проводились. В опытах Мандельштама Л.И. и Папалекси Н.Д. подтверждается, что ускорения оказывают влияние на перемещение свободных электронов в металлах, в частности, при торможении [3, 4].

В данной работе предложена методика определения теплофизических характеристик материалов в поле действия центробежных ускорений и сил [1]. Разработано устройство для определения указанных характеристик на разгонном стенде с использованием вакуумной камеры [1]. Методика [1] исследований предусматривала закрепление на полотне модельного диска радиального теплопроводника из тонкого провода (копелевого сплава) и небольшого электронагревателя, состоящего из нескольких витков провода. На концах теплопроводника и перед электронагревателем приваривались термопары. Теплопроводник и электронагреватель были теплоизолированы от диска. В соответствии с разработанной методикой [1] исследования проводились в вакуумной камере на разгонном стенде, оснащенного автоматической системой управления частотой вращения электропривода. Контроль за температурным состоянием теплопроводника, размещенного на вращающемся диске с электронагревателем, производился компьютерной системой. Провода питания нагревателя и термопары присоединялись к ртутному токосъемнику. На начальном этапе исследований после вакуумирования камеры без включения привода подавалось стабилизированное питание на нагреватель и записывались базовые показания термопар в течение работы нагревателя. Приведены результаты исследований нестационарного нагрева теплопроводника в поле действия центробежных ускорений и сил. По полученным результатам представлены оценки температуропроводности и теплопроводности теплопроводника.

Из анализа результатов экспериментальных исследований следует, что температуропроводность проводника на частотах вращения 2500 и 5000 об/мин возрастает в 2 и 3 раза соответственно. В исследуемом явлении температуропроводности присутствуют две составляющие: от действия центробежного ускорения и растягивающей центробежной нагрузки. На основе полученных экспериментальных данных о влиянии растяжения вторая составляющая составляет 10-20 %. Таким образом, указанный рост температуропроводности существенно связан с увеличением электронной проводимости в металле за счет перемещения теплоносителей (имеющих массу) - свободных электронов, парных электронов (с учетом их инерции) при воздействии центробежных ускорений.

Полученные результаты имеют важное практическое значение для физики и оценки теплового состояния вращающихся деталей авиационных двигателей и других турбомашин.

- Патент № 2235982 Р Ф. Способ и установка для определения теплофизических характеристик твердых материалов в поле действия центробежных сил / А.Р.Лепешкин, Н.Г.Бычков, опубл. 20.04.2011, Бюл. № 11.
- Эмиров С.Н. Влияние давления и температуры на теплопроводность моно- и поликристаллических образцов антимонида галлия / С.Н.Эмиров, Н. .Булаева, Э.Н.Рамазанова // Тезисы докладов XII Российской конференции по теплофизическим свойствам веществ. – М.: Наука. – 2008. – С. 306.
- 3. Гинзбург В.Л. Памяти А.А. Андронова. М.: Изд-во АН ССР. 1955. 622 с.
- Карякин Н.И. Краткий справочник по физике / Н.И.Карякин, К.Н.Быстров, П.С.Киреев.- 3-е изд. - М.: Высшая школа. - 1969. – С. 198-199.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАДЕРЖКИ ПРОБНОГО ПОЛЯ В УСЛОВИЯХ РЕЗОНАНСА КОГЕРЕНТНОГО ПЛЕНЕНИЯ НАСЕЛЕННОСТИ В Л – И N – СИСТЕМАХ УРОВНЕЙ ⁸⁷RB

Акимов А.В.^{1,2,3}, <u>Вишнякова Г.А.^{1,2}</u>, Колачевский Н.Н.^{1,2}, Сорокин В.Н.^{1,2}, Тайченачев А.В.^{4,5}, Юдин В.И.^{4,5,6} ¹ Московский физико-технический институт ² Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН ³ Российский квантовый центр ⁴_Институт лазерной физики СО РАН ⁵ Новосибирский государственный университет ⁶ Новосибирский государственный технический университет <u>gulnarav7@gmail.com</u>

Когерентная подготовка квантовых состояний атомов и молекул может привести к сильным изменениям оптических свойств системы. Причина этих изменений – вызы-ваемая световым полем когерентная суперпозиция атомных уровней, которая ведет к интерференции амплитуд вероятностей возбуждения атома и, следовательно, меняет оптический отклик среды. В частности, при наложении на трехуровневую систему атомных уровней бихроматического светового поля с разностью частот, в точности совпадающей с разностью энергий нижних уровней, система переходит в некое супер-позиционное состояние ("темное" состояние), которое перестает взаимодействовать с полем, и среда просветляется. Это явление было названо когерентным пленением насе-ленности (КПН) [1]. Оно проявляется в виде узкого провала в контуре поглощения.

Явление КПН находит широкое применение в магнитометрии, квантовой инфор-мации, создании лазеров без инверсии, стандартах частоты, лазерном охлаждении ниже предела отдачи. Интересным приложением КПН является «хранение» импульса в среде и его восстановление.

В работе [2] было теоретически показано, что формирование темных состояний возможно в более широком классе систем уровней, в том числе в А- и Nцепочках. Наибольший интерес представляет возникновение темного состояния в Nцепочке, так как для этого требуется выполнение специфического условия: в той волне, которой соответствует дополнительное плечо, должно быть строго определенное число фото-нов, равное числу звеньев N-цепочки. На основе этого явления высказывается идея [2] создания квантового фильтра, то есть устройства, которое преобразует входной клас-сический импульс с пуассоновской статистикой в nфотонный.

Помимо наведенного пропускания, КПН проявляет и другие интересные свойства, такие как большая нелинейная восприимчивость и большая дисперсия. Большая нормальная дисперсия в совокупности с отсутствием поглощения ведет к уменьшению групповой скорости света [3] и пространственному сжатию импульса. Особый интерес это представляет в условиях N-цепочки, так как для корректной работы квантового фильтра необходимо, чтобы импульс длительностью несколько мкс «умещался» в кювете длиной несколько см.



Рис.1. Характерный вид резонанса и дисперсии фазы

В данной работе исследуется задержка пробного поля в условиях резо-нанса КПН в Λ – и N – системах уровней ⁸⁷Rb в зависи-мости от мощ-ности световых полей и кон-центрации Rb. На рис.1 показаны характер-ный вид резонанса и дисперсии фазы. На рис.2 изображена зависимость задержки в Λ -системе от мощности накачивающего поля при трех разных темпера-



турах. Точки соот-ветствуют эксперименту, кривые – теории.

- 1 M.Fleischhauer et all. Electromagnetically Induced Transparency: Optics in coherent media. Reviews of Modern Physics, 77:633-673, 2005.
- 2 A.V.Taichenachev et all. Coherent population trapping in quantized light field. Europhys. Lett., 72(4):562-568, 2005.
- 3 Kash M.M. et all. Ultraslow Goup Velocity and Enhanced Nonlinear Optical Effects in a Coherently Driven Hot Atomic Gas. Phys. Rev. Lett., 82(26):5229-5232, 1999.

НАУЧНЫЙ ПРИБОР «СИГНАЛ» НА БОРТУ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА «ИНТЕРГЕЛИОЗОНД»

Воеводина Е.В., Халиуллин М. Х., Улин С. Е. Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» (НИЯУ МИФИ)

В настоящее время осуществляется подготовка космического аппарата (КА) «ИНТЕРГЕЛИОЗОНД», который будет приближаться к Солнцу по спиральной траектории. На борту КА аппарата будут установлены 20 научных приборов, предназначенных для изучения различных процессов, происходящих на Солнца, а также потоков плазмы и различных излучений в околосолнечном пространстве. В состав научной аппаратуры КА входит ксеноновый гаммаспектрометр «Сигнал», который разрабатывается в радиационной лаборатории кафедры «Экспериментальной ядерной физики и космофизики» НИЯУ МИФИ.

Основными задачами [1] научного прибора «Сигнал» являются:

• исследование линейчатого гамма-излучения в диапазоне энергий 0,05-5,00 МэВ, возникающего в атмосфере и на поверхности Солнца в результате ядерных реакций.

• Изучение гамма-всплесков от различных космических объектов.

• Анализ линейчатого гамма-излучения вблизи планет Земля и Венера.

• Изучение нестационарных потоков рентгеновского и гамма-излучения от различных космических объектов.

• Регистрация потоков заряженных частиц космического излучения вдоль траектории КА.

Научная аппаратура «Сигнал» состоит из одного блока. На рис. 1 приведена схема ксенонового гамма-детектора (КГД) прибора, в основе которого – цилиндрическая ионизационная камера, наполненная сжатым ксеноном и работающая в импульсном режиме [1, 2], и сцинтилляционный детектор (СД), со всех сторон окружающий КГД и обеспечивающий антисовпадательную защиту от заряженной компоненты космического излучения. В нижней части аппаратуры расположены блоки источников высоковольтного питания для КГД и СД. Снаружи КГД закрыт герметичным кожухом, имеющий форму параллелепипеда. Блок электроник (БЭ), расположенный также в нижней части блока, состоит из нескольких электронных плат, на которых установлены преобразователи и стабилизаторы рабочих напряжений, микропроцессоры, амплитудно-цифровые преобразователи, элементы цифровой электроники, осуществляющие накопление и обработку информации, поступающих с детекторов, а также обеспечивающих управление работой всей НА и ее связь с бортовой телеметрией. На торцевые стенки контейнера установлено четыре разъема для соединения со служебными системами КА.



Рис. 1. Общая схема ксенонового гамма-спектрометра.

1 - фотоэлектронный умножитель,

2 - цилиндрическая импульсная ионизационная камера,

3 - экранирующая сетка,

4 - антисовпадательная сцинтилляционная защита,

5 - блок электроники,

6 - зарядочувствительный усилитель, 7 - блок высоковольтного питания,

8 - предохранительный клапан,

9 – керамический гермоввод,

10 -. внешний корпус прибора.

В НА «Сигнал» предусмотрена собственная система контроля и стабилизации температуры, которая обеспечивает необходимый температурный режим. Она состоит из трех термодатчиков, нагревательного элемента и электронного блока управления. НА устанавливается на одной из боковых граней платформы КА и закрывается общим экраном от прямого воздействия солнечной радиации. При этом в поле зрения КГД (угол обзора составляет 180°) практически не попадают конструкционные элементы КА и другой научной аппаратуры. КГД обеспечивает энергетическое разрешение для гамма-линии 662 кэВ 1,7%±0,1.

В качестве исходной информации для создания штатной аппаратуры будут использоваться результаты исследований лабораторных прототипов ксеноновых гамма-спектрометров, которые были созданы в радиационной лаборатории Института космофизики НИЯУ МИФИ.

Литература

1. Под ред. В. Д. Кузнецова, «Проект ИНТЕРГЕЛИОЗОНД. Труды рабочего совещания. Таруса, 11-13 мая 2011 г.». Механика, управление и информатика, Москва, 2012 г., с. 88-89.

2. С.Е. Улин, В.В. Дмитренко, В.М. Грачев, З.М. Утешев, К.Ф. Власик, «Гамма-детекторы на основе сжатого ксенона: их разработка и применения», Физика детекторов жесткого рентгеновского и гамма-излучения, №6. 2004 г., с. 248-256.

СПЕКТРАЛЬНЫЙ КРИТЕРИЙ ЖЕСТКОСТИ ДЛЯ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ

Воеводина Е.В., Архангельская И.В., Зенин А.А. НИЯУ МИФИ, Москва, Россия

Гамма-всплески (GRB) были впервые открыты спутниками серии Vela в конце 1960-х годов. С этого момента началась эра научных экспериментов по исследованию всплесков, например: BATSE, Konyc, HETE, Swift, BeppoSAX, Fermi и другие. На основе полученных приборами экспериментальных данных были созданы каталоги гамма-всплесков, которые помогут пояснить их природу. Первый подробный каталог всплесков был получен при помощи эксперимента ВАТЅЕ (~3000 событий). Для анализа этих явлений используются различные спектральные модели такие, как СОМР, Band, PLAW и SBPL [1,2]. Большая часть GRB описывается спектральной моделью Band [2] со следующими параметрами: α, β (спектральные индексы в диапазонах низкой и высокой энергии) и Е_{реак} (энергия спектрального максимума). Кроме того, существует спектральный параметр жесткости Н₃₂ (отношение общего числа счета в диапазоне энергий 100-300 кэВ и 50-100 кэВ), который был использован для дополнительной классификации событий на жесткие и мягкие[1]. Но выделяются GRB с E_{peak}> 300 кэВ, для которых параметр Н₃₂ не применим, так как их энергия превышает область его определения. Таким образом, H₃₂ не полностью отражает все спектральные особенности данных гамма-всплесков.

В данной работе представлены результаты анализа событий, взятых из каталогов ВАТЅЕ и Fermi [3,4], по всем имеющимся моделям (рис. 1). Было проведено построение распределений количества гамма-всплесков в зависимости от основных спектральных параметров α , βE_{peak} и времени t_{90} (характерное время, за которое во время всплеска выделяется 90% энергии). Анализ данных показывает, что распределения могут являться критериями для выделения популяций коротких, промежуточных и длинных GRB. В представленной работе на основе модели Ваnd вводятся два интегральных спектральных критерия:

$$I_{1} = A \int_{E_{min}}^{E_{peak}} \left(\frac{E}{100 keV}\right)^{\alpha} \exp\left(\frac{-E(2+\alpha)}{E_{peak}}\right) dE = \frac{A}{100^{\alpha} keV} \left(\frac{E_{peak}}{(2+\alpha)}\right)^{\alpha+1} \cdot \left[\Gamma\left(\alpha+1, \frac{(2+\alpha)E_{min}}{E_{peak}}\right) - \Gamma\left(\alpha+1, \frac{(2+\alpha)E_{max}}{E_{peak}}\right)\right]$$
$$= -\Gamma\left(\alpha+1, \frac{(2+\alpha)E_{max}}{E_{peak}}\right) dE = A \int_{E_{peak}}^{E_{max}} \left(\frac{(\alpha-\beta)E}{100 keV(2+\alpha)}\right)^{(\alpha-\beta)} \exp(\beta-\alpha) \left(\frac{E}{100 keV}\right)^{\beta} dE = A \left(\frac{(\alpha-\beta)E_{peak}}{100 keV(2+\alpha)}\right)^{(\alpha-\beta)} \times \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2}\right)^{\alpha-\beta} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2}\right)^{\alpha-\beta} \exp(\beta-\alpha) \left(\frac{E}{100 keV}\right)^{\beta} dE = A \left(\frac{(\alpha-\beta)E_{peak}}{100 keV(2+\alpha)}\right)^{(\alpha-\beta)} \times \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2}\right)^{\alpha-\beta} \exp(\beta-\alpha) \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} + \frac{1}{2}\right)^{\alpha-\beta} \exp(\beta-\alpha) \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} + \frac{1}{2}\right)^{\alpha-\beta} \exp(\beta-\alpha) \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} + \frac{1$$

$$\times \frac{1}{\beta} \left(\frac{-100 keV}{\beta - \alpha} \right)^{\frac{1}{\beta}} \cdot \left[\Gamma \left(\frac{1}{\beta}, -(\beta - \alpha) \cdot \left(\frac{E_{peak}}{100 keV} \right)^{\beta} \right) - \Gamma \left(\frac{1}{\beta}, -(\beta - \alpha) \cdot \left(\frac{E_{\max}}{100 keV} \right)^{\beta} \right) \right],$$
где Г-гамма-функция.

Рис. 1. Распределения GRB по длительности для всплесков, зарегистрированных Fermi/GBM (левая часть графика) и ВАТЅЕ (правая часть).

> Рис. 2. Распределения GRB по длительности для всплесков из каталога BATSE. Применены критерии I₁ и сочетание I_1 с I_2 , т.е. $H=I_1/lg$ I2. Круги - значения критерий, сплошная линия - весь каталог, пунктир - модель Band.

> > Рис. 3. Распределения GRB по длительности из каталога Fermi/GBM для моделей Band, COMP. Круги - значения $H=I_1/lgI_2$, треугольник -промежуточная подгруппа GRB, пунктирная линия-полный каталог модели, сплошная - полный каталог с вычетом промежуточной подгруппы.

Представленные критерии (рис. 2 и 3) позволяют анализировать GRB со спектральным параметрам вне области определения Н₃₂, выделять группы коротких, длинных и промежуточных GRB, а так же могут быть использованы для сопоставления данных в экспериментах с разными пороговыми значениями энергий.

Литература

- 1. Piran T 1999 Physics Reports 314 575-667
- 2. Preece R D, Briggs M S, Band D L и др. 2000 The Astrophys J. 126: с. 19-36
- 3. Preece R D и др. 1998 The Astrophys.J. 496: с. 849-862
- (http://vizier.cfa.harvard.edu/viz-bin/VizieR-4)
- 4. Paciesas W S и др. 2012 *The Astrophys. J. Suppl. Series* 199: №18



BATSE

GRB из кат

200

полный набор данных

по Fermi/GBM

цанные без

промежуточной

60
РАЗРАБОТКА МЕТОДА, ПОВЫШАЮЩЕГО ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПРИМЕНЕНИЯ НАНОЧАСТИЦ ND:Y₂O₃, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОГО СИНТЕЗА

<u>Вьюхина И.В.¹</u>, Иванов М.Г.¹, Пузырев И.С.², Ятлук Ю.Г.² ¹ Институт электрофизики УрО РАН 620016, г.Екатеринбург, ул.Амундсена, д.106 ²Институт органического синтеза им.И.Я.Постовского УрО РАН 620041, г.Екатеринбург, ул.Софьи Ковалевской, д.22 ivjukhina@iep.uran.ru

Нанопорошковая технология – одно из наиболее современных и актуальных направлений в науке и технике. Благодаря использованию нанопорошков стало возможным [1] появление нового поколения керамических материалов с уникальными оптическими характеристиками. Для компактирования нанопорошков используются различные методы, наиболее перспективным из которых представляется шликерное литье высококонцентрированных суспензий, позволяющее получать плотные компакты с однородным распределением плотности. При этом возможность формирования однородной структуры компакта, в котором отсутствуют дефекты упаковки наночастиц, определяется реологическими характеристиками и агрегативной устойчивостью шликера. Оптимизировать условия компактирования нанопорошков методом шликерного-коллоидного литья нанопорошковых суспензий возможно с помощью введения поверхностно-активных веществ в суспензию наночастиц. При этом в результате сорбции органического дисперсанта, реализуется стерический тип стабилизации суспензий. Методы электростерической стабилизации, применяемые ранее для концентрированных суспензий частиц микронного размера, развиты достаточно неплохо. Однако, в случае применения нанопорошка, принимая во внимание сложность физико-химических процессов, происходящих в нанопорошковых суспензиях, решение данной задачи существенно усложняется. В связи с этим представляется актуальным разработать метод, который позволит улучшать наночастицы, путем воздействия органическими веществами с целью дальнейшего применения наночастиц в создании керамических материалов с уникальными оптическими характеристиками, в том числе и высокоплотных керамик.

В настоящей работе, для изготовления шликера был использован нанопорошок оксида иттрия допированного неодимом, полученный методом лазерного испарения материала [2]. Нанопорошок $Nd^{3+}:Y_2O_3$ (NDY), состоящий из наночастиц со средним размером 15÷20 нм, имеющих сферическую форму, подвергался отжигу на воздухе. Удельная поверхность порошка составляла порядка 30 м²/г.

В качестве дисперсантов были использованы анионные полимеры (поликарбоксилаты: полиакриловая (ПАК) и полиметакриловая (ПМАК) кислоты). Для низкоконцентрированных суспензий, с различным содержанием ПАВ на единицу поверхности нанопорошка, были проведены измерения дзетапотенциала (электрокинетический потенциал) и уровня pH, позволяющие привести оценку стабильности дисперсной фазы данной системы.

При использовании ПАК предпочтительнее является полимер, имеющей MM = 3000 г/моль. Тем не менее, наибольшие абсолютные значения дзетапотенциала наблюдаются при использовании в качестве дисперсанта ПМАК.

При изучении влияния pH на вязкость суспензий нанопорошков NDY, было обнаружено, что оптимальный интервал значений pH суспензий для обеспечения наименьшей вязкости 10,5-11,5.

Известно, что дисперсанты с разной молекулярной массой по-разному влияют на свойства суспензий порошков. Исследование зависимости вязкости суспензий от содержания ПАК разного молекулярного веса показало, что использование в качестве дисперсанта ПАК с меньшим молекулярным весом приводит к снижению вязкости. Оптимальным количеством дисперсанта является 1,5 мг/м².

На основе данных измерений были выбраны оптимальные условия для получения высококонцентрированных суспензий. Шликерное литье таких суспензий позволило формовать компакты с высокой относительной плотностью, порядка 60%.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы Президиума УрО РАН № 11-2-НП-563 (Конкурс научных проектов молодых ученых и аспирантов УрО РАН) и гранта 12-У-2-1019.

- 1. J.Lu.Ken-ichi Ueda, H.Yagi, T.Yanagitani, Y.Akiyama, A.A.Kaminskii // J. of Al loys and Compounds/ 2002. V. 341. P. 220-225.
- Osipov V.V., Kotov Yu.A., Ivanov M.G., Samatov O.M., Lisenkov V.V., Platonov V.V., Murzakaev A.I., Azarkevich E.I. Laser synthesis of nanopowders. // Laser Physics. 2006. V. 16 №1. P. 116-125.

«НЕЛИНЕЙНАЯ» МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ КРИТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

<u>Гаврилкин С.Ю.</u>, Иваненко О.М., Мицен К.В., Цветков А.Ю. Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН *119991, г.Москва, Ленинский проспект, д.53* gavrs@sci.lebedev.ru

В настоящее время существует большое количество разнообразных методик измерения критических параметров сверхпроводников (температура перехода, критический ток, критические поля), как контактных, так и бесконтактных. Применение контактных методов сильно ограничено трудностью, а иногда и недопустимостью создания контактов для включения образца в измерительную цепь. Часто применение контактных методов приводит к повреждению исследуемого образца в ходе монтажа и измерения. Бесконтактные методы измерения лишены указанных недостатков, однако обычно обладают меньшей точностью и часто сопряжены с трудностью интерпретации экспериментальных данных. Несмотря на указанные недостатки, бесконтактные методы являются предпочтительными для неразрушающего экспресс-тестирования промышленных сверхпроводниковых материалов (ВТСП-ленты и др.) и лабораторных образцов в ходе отработки технологии их изготовления.

Бесконтактные методы основаны на регистрации отклика образца на внешнее магнитное поле. Наиболее распространены методы, основанные на измерении распределения намагниченности образца во внешнем поле датчиком Холла или методами магнитооптики. В другой группе методов для создания поля возбуждения и регистрации отклика используется пара катушек, между которыми помещается исследуемый образец, прямо влияющий на их взаимную индуктивность. Общим недостатком указанных выше методов является жесткое ограничение на толщину исследуемого образца, так как магнитное поле должно «пробить» толщу сверхпроводника, а также применение для оценки критического тока полуэмпирической модели Бина.

Альтернативным методом исследования [Claassen *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 62 (4), April 1991] является регистрация нелинейных искажений, возникающих в системе «сверхпроводник-катушка» при пропускании через обмотку переменного тока синусоидальной формы. Принимаемый сигнал может сниматься как с самой катушки возбуждения (этот вариант и рассматривается далее), так и с отдельной приемной катушки, расположенной с той же стороны образца, что и задающая. Эта конфигурация снимает ограничение по толщине образца, так как регистрируется отклик приповерхностного слоя без необходимости «пробоя» образца полем на всю толщину. Поле катушки создает вблизи поверхности сверхпроводника экранирующие круговые токи, причем амплитуда индуцированного тока пропорциональна току в катушке. Начиная с некоторой величины, плотность экранирующих токов на части периода превышает критическую, что приводит к искажению синусоидальной формы тока в образце и возникновению гармонических компонент напряжения, наводимого экранирующими токами в катушке. Их появление в спектре и соответствует достижению критической плотности тока, которая может быть оценена как функция тока возбуждения. С другой стороны, нелинейный отклик сопровождает любые фазовые переходы в образце под действием внешних факторов, что позволяет при фиксированном токе возбуждения определять величины критической температуры, критического поля и т.п.

Данная методика была реализована в виде действующего макета лабораторного прибора на базе ПЭВМ, позволяющего осуществлять задание спектрально чистого тока возбуждения звуковой частоты величиной до 300 мА и регистрировать гармонические



компоненты сигнала отклика с чувствительностью лучше 1 мкВ. Первые экспериментальные результаты по исследованию критических параметров промышленных ВТСП-лент 2-го поколения представлены на рисунках.

На левом рисунке показано семейство зависимостей амплитуды 3-й гармоники от тока

возбуждения при различ-

ных температурах (указаны цифрами возле кривых). Начало резкого роста амплитуды соответствует достижению в ленте критической плотности экранирующих токов. Иными словами, данный рисунок иллюстрирует зависимость критического тока от температуры. На правом рисунке показана температурная зависимость амплитуд 3-й и 5-й гармоник при



фиксированном токе возбуждения в ходе понижения температуры. Точка появления искажений (отмечена стрелкой) отвечает критической температуре образца.

Таким образом, рассмотренная методика может являться мощным инструментом для всестороннего бесконтактного исследования критического состояния сверхпроводниковых материалов.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ НАНОРАЗМЕРНЫХ ОКИСНЫХ СЛОЕВ МЕТОДОМ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ РЕНТГЕНОВСКОЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ

<u>Гижа С.С.,</u> Бейлин Н.Д.

Московский физико-технический институт 141700, Московская обл., г.Долгопрудный, Институтский пер., д.9. Sgizha@gmail.com

В настоящее время во многих областях исследований и производства возникает необходимость работать с наноразмерными пленками. Возникает необходимость точного определения их параметров. Исследование объектов с помощью рентгеновского излучения обладает рядом преимуществ, основным из которых является наличие табулированных значений атомных факторов рассеяния, и, как следствие, отсутствие зависимости диэлекической проницаемости от таких параметров как вид кристалличекой решетки, концентрация дефектов и т.д.

Для определения свойств наноразмерных пленок широко используется метод рентгеновской рефлектометрии. Несмотря на высокую точность метода, при наличии сложной структуры возникают серьезные трудности при решении обратной задачи, заключающейся в определении количества слоев и их параметров по угловой зависимости коэффициента отражения. Расшифровка рефлектограмм позволяет определить количество слоев, их толщины, плотности, шероховатости поверхностей, параметры размытия границ, параметры кривизны поверхностей.

В данной работе продемонстрированы преимущества метода относительной рентгеновской рефлектометрии. Измерение относительного коэффициента отражения (отношения коэффициентов отражения для двух различных длин волн) позволяет уточнить процедуру решения обратной задачи. Во-первых, одновременные измерения на двух различных длинах волн позволяют убрать аппаратные ошибки, связанные с неровностью образца. Во-вторых, при работе на малых углах, когда пучок перекрывается образцом не полностью, интенсивность отраженного сигнала зависит не только от коэффициента отражения, нои от размера области перекрытия пучка образцом, в то время, как измерение в относительном режиме позволяет определить истинное значение относительного коэффициента отражения. Работа на малых углах, в связи с малой глубиной проникновения излучения в вещество, позволяет ограничиться определением параметров поверностного слоя (толщиной до 30-40 нм). Таким образом, при определении параметров поверхностного слоя, относительная рефлектометрия позволяет решить обратную задачу, в то время, как классические рефлектограммы расшифровать не представляется возможным.

В работе продемонстрированы экспериментальные данные и результаты теоретических рассчетов, полученных при определении параметров окисных слоев на поверхности никеля, арсенида галия, кремния, имплантиронного фтором. На примере этих экспериментов показано преимущество изиерений в относительном режиме.

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА STIRAP В ИССЛЕДОВАНИИ 5D УРОВНЯ АТОМА РУБИДИЯ

Акимов А.В.^{1,2,3}, Вишнякова Г.А.^{1,2}, <u>Головизин А.А.^{1,2}</u>, Колачевский Н.Н.^{1,2}, Снигирев С.А.^{1,2,3}, Сорокин В.Н.^{1,2}

¹ Московский физико-технический институт

141170, Московская область, г.Долгопрудный, Институтский пер., д.9

² Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН

119991, г.Москва, Ленинский проспект, д.53

³ Международный центр квантовой оптики и квантовых технологий

г.Москва, Сколково

artem.golovizin@gmail.com

В работе приведена реализация метода STIRAP, использованного для возбуждения 5D_{5/2} уровня атомов рубидия в магнитооптической ловушке[1].

STIRAP (Stimulated Raman Adiabatic Passage) – способ когерентного возбуждения заданного энергетического уровня исследуемой системы с использованием вспомогательного (промежуточного) уровня [2,3]. Схема уровней, участвующих в эксперименте показана на рис.1.

Особенность данного метода состоит в контринтуитивном порядке следования импульсов накачки (связывающего уровни $1\leftrightarrow 2$) и пробного импульса (связывающего уровни $2\leftrightarrow 3$). Временная диаграмма показана на рис.2. Принцип рабо-



ты метода можно представить следующим образом: вначале происходит связывание уровней 2↔3, а только потом при включении накачивающего импульса



происходит переход системы из начального состояния |1> в конечное |3>.При этом при соблюдении условий адиабатичности в течение всего процесса населенность промежуточного уровня, который может имеет малое время жизни, остается близкой к нулю, что позволяет совершать переход со 100% вероятностью.



На рис.3 приведена экспериментальная зависимость населенности 5D уровня (точки) от задержки между импульсами (сплошная линия – теоретический расчет для используемой конфигурации полей). Левый пик соответствует отрицательной задержке – импульс накачки опережает импульс пробного лазера, т.е. каскадное возбуждение. Правый пик соответствует конфигурации импульсов, в которой реализуется метод STIRAP. Видно, что эффективность заселения верхнего уровня выше при применении метода STIRAP. Разработанный в настоящей работе метод планируется использовать при исследовании эффекта Штарка 5D_{5/2} уровня атомов рубидия.

- А.В.Акимов, Е.О.Терещенко, С.А.Снигирев, А.Ю.Самокотин, А.В.Соколов, Н.Н.Колачевский, В.Н.Сорокин "Резонансное взаимодействие фемтосекундного излучения с облаком холодных атомов Rb-87", ЖЭТФ, 209, том136, вып.3(9), стр.419 430
- 2 K.Bergmann, H.Theuer, and B.WShore. Coherent population transfer among quantum states of atoms and molecules. Reviews of Modern Physics, 0(3):1003, 1998.
- 3 G.S.Vasilev, A.Kuhn, and N.V.Vitanov. Optimum pulse shapes for stimulated raman adiabatic passage. Physical Review A, 80(1):013417, 2009.

ЛОКАЛЬНАЯ И КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА СПЛАВА С ЭФФЕКТОМ ПАМЯТИ ФОРМЫ TI₅₀NI₂₅CU₂₅

<u>Гришина О.В.</u>¹, Менушенков А.П.¹, Шеляков А.В.¹, Ярославцев А.А.¹, Ситников.Н.Н.¹, Зубавичус Я.В.², Велигжанин А.А.², Черников Р.В.³ ¹Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ *115409, г.Москва, Каширское шоссе, д.31* ²Национальный исследовательский центр Курчатовский институт *123182, г.Москва, пл.академика Курчатова, д.1* ³Германия, HASYLAB, DESY *Германия, 22607, г.Гамбург, Notkestraße 85* <u>olgagrish@gmail.com, apmenushenkov@mephi.ru</u>

Сплавы на основе TiNi – наиболее распространённые материалы с эффектом памяти формы (ЭПФ), которые находят широкое применение в таких важных областях, как электроника, машино- и, приборостроение, энергетика, космическая промышленность, медицина и т.д. [1-2]

Эффекты, сопровождающие мартенситный переход при охлаждении и нагреве сплавов, недостаточно изучены на локальном уровне. В связи с этим изготовление микро- и, возможно, наноустройств на основе сплавов с ЭПФ требует не только создания новых материалов, но и исследования особенностей локальной перестройки атомов при мартенситном переходе в этих сплавах.

В настоящей работе исследованы кристаллическая структура и особенности локального окружения Ni и Cu в трёхкомпонентном сплаве $Ti_{50}Ni_{25}Cu_{25}$ с ЭПФ методом рентгеновской дифрактометрии и спектроскопии протяжённой тонкой структуры рентгеновского поглощения (EXAFS) с использованием синхротронного излучения.

В исходном состоянии образцы представляют собой тонкие ленты, полученные методом быстрой закалки из расплава, экструдированного из кварцевого тигля через узкое сопло на поверхность вращающегося медного диска, где происходило охлаждение образцов со скоростью около 10⁶ К/с. Затем образцы были термобработаны на воздухе при температуре около 500 °C в течение 4 мин.

Для анализа фазового состава сплава Ti₅₀Ni₂₅Cu₂₅ на станции BW5 синхротронного центра HASYLAB (DESY, Гамбург) была использована рентгеновская дифрактометрия в диапазоне температур 29-78°C с энергией рентгеновских квантов 100 кэВ. EXAFS-спектры трёхкомпонентного сплава Ti₅₀Ni₂₅Cu₂₅ получены на экспериментальной станции "Структурное материаловедение" Курчатовского центра синхротронного излучения и нанотехнологий (Москва, Россия) в режиме пропускания. Серии измерений были проведены при последовательном нагреве и охлаждении образцов через температурные интервалы прямого и обратного МП в диапазоне 30-70 °C.

При обработке дифрактограмм использовался программный комплекс GSAS [3]. Обработка спектров EXAFS была проведена с использованием программного комплекса VIPER [4] со стандартной процедурой выделения и фурье– анализа EXAFS- функции $\chi(k)$.

Результаты рентгеновской дифрактометрии свидетельствуют о том, что исследуемый трёхкомпонентный сплав $Ti_{50}Ni_{25}Cu_{25}$ обладает структурой типа B2 в аустенитной (высокотемпературной) фазе и B19 в мартенситной фазе. При уточнении получены значения постоянных решетки и координат атомов никеля и меди в элементарной ячейке а так же параметры текстуры.

В результате подгонки EXAFS-функций установлено, что средние значения расстояний Ni-Ni, Ni-Cu и Cu-Cu при комнатной температуре составляют $R_{\text{Ni-Ni}} \sim 2.84$ Å, $R_{\text{Ni-Cu}} \sim 3.02$ Å, $R_{\text{Cu-Cu}} \sim 2.83$ Å, и при последовательном нагреве и охлаждении они обратимо возрастают на ~ 0.04 Å.

Кроме того, для атомов никеля и меди средние значения расстояний до атомов титана и статическое разупорядочение во всем исследованном температурном диапазоне различны. Расстояния Cu-Ti составляют 2.58 Å, а расстояния Ni-Ti – 2.64 Å. Таким образом, в решетках как мартенситной, так и аустенитной фазы сплава $Ti_{50}Ni_{25}Cu_{25}$ присутствуют локальные искажения, связанные с частичным замещением никеля на медь. Таким образом, результаты исследования показывают, что наиболее значительные изменения в локальной кристаллической структуре при мартенситном переходе связаны с подрешеткой из атомов Ni и Cu.

- 1. Yongqing F., Hejun D., Weimin H. TiNi-based thin films in MEMS applications: a review. Sensors and Actuators, 2004. V.112. P.395.
- Potapov P.L., Kulkova S.E., Shelyakov A.V. et al. Crystal structure of orthorhombic martensite of NiTi-Cu and NiTi-Pd intermetallics. Phys. IV France. 2003. V. 112. P. 727-730.
- 3. Larson A.C., Von Dreele R.B. General Structure Analysis System (GSAS). Los Alamos National Laboratory Report LAUR. 2004. P. 86-748.
- Klementev K.V. Extraction of the fine structure from x-ray absorption spectra. J.Phys.D:Appl.Phys. 2001. V. 34. №2. P. 209.

НЕЛИНЕЙНАЯ САМОКОМПРЕССИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНО-ЧИРПИРОВАННЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ОПТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ

<u>Грудцын Я.В.</u>, Михеев Л.Д., Поливин А.В., Степанов С.Г. Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН *119991, г.Москва, Ленинский проспект, д.53* jgrudtsin@gmail.com

В докладе обсуждаются теоретические и экспериментальные результаты, связанные с возможностью самокомпрессии отрицательно чирпированных фемтосекундных импульсов в оптических материалах с положительной дисперсией при плотностях мощности (0.5 – 1)*10¹² Вт/см² в условиях одновременного действия таких нелинейных процессов как многофотонная ионизация, керровская нелинейность, вынужденное комбинационное рассеяние, действие плазмы, дисперсия нелинейного отклика. Как показывает теоретический анализ, решающим фактором для уширения спектра при нелинейном взаимодействии отрицательно чирпированных импульсов видимого диапазона с оптическими материалами является внутриимпульсное (вынужденное) комбинационное рассеяние, действие которого в отрицательно чирпированном импульсе приводит к раскачке нескольких стоксовых и антистоксовых компонент. В свою очередь это должно приводить к самосжатию импульсов непосредственно в оптических материалах до длительностей короче, чем длительности спектрально ограниченных импульсов, которые отвечают начальным спектрам. Этот режим выгодно отличается от распространённого способа сокращения длительностей сверхмощных импульсов с помощью фазовой самомодуляции, так как последний требует дополнительного компрессора для сжатия импульса со спектром, уширенным в результате нелинейного взаимодействия.



Рис.1 Схема компрессии

Для изучения возможности реализации самокомпрессии фемтосекундных импульсов при нелинейном взаимодействии в объеме оптических материалов были проведены эксперименты по исследованию уширения спектров и сокращению длительности отрицательно чирпированных импульсов, взаимодействующих с различными оптическими материалами при интенсивностях до 10¹²Bт/см². В экспериментах использовалась 2-я гармоника (480 нм) излучения Ti:Sa комплекса с удвоением частоты в кристалле KDP (Puc.1). После прохождения призменного стретчера импульс приобретал отрицательный чирп. Далее импульс пропускался через пространственный фильтр и затем фокусировался. В фактически полученной схеме Z-сканирования образец из кварца толщиной 2.3 мм помещался за фокусом. Результаты экспериментов с кварцем представлены на Рис.2, из которого видно, что фазовая самомодуляция приводит сначала к сужению исходного спектра, но при дальнейшем увеличении интенсивности появляются дополнительные полосы, соответствующие стоксовым и антистоксовым компонентам вынужденного комбинационного рассеяния. Также видно, что увеличение интенсивности приводит к существенному сокращению длительности импульса по сравнению со спектрально-ограниченным импульсом, соответствующим начальному спектру.



Рис.2. Изменение длительности и спектра импульса после образца при увеличении интенсивности

ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ ГРУПП МЮОНОВ В ЧЕРЕНКОВСКОМ ВОДНОМ КАЛОРИМЕТРЕ

<u>Душкин Л.И.</u>, Богданов А.Г., Ковыляева Е.А., Кокоулин Р.П., Петрухин А.А., Хохлов С.С. Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ Научно-образовательный центр НЕВОД *115409, г.Москва, Каширское шоссе, д.31* <u>LIDushkin@MEPHI.ru</u>

Характеристики групп мюонов, образующихся в результате ядернокаскадных процессов в атмосфере, несут информацию о спектре и составе первичных космических лучей (КЛ) в области сверхвысоких энергий.

Разработанный недавно метод спектров локальной плотности мюонов [1] позволяет получить информацию о характеристиках первичного потока в рекордном интервале энергий (10^{15} - 10^{18} эВ). Обнаружен избыток мюонных групп в области первичных энергий выше 10^{17} эВ, который не укладывается в рамки обычных моделей развития широких атмосферных ливней (ШАЛ).

С целью поиска возможных причин указанного расхождения начато изучение энергетических характеристик групп на комплексе НЕВОД-ДЕКОР.

Черенковский водный детектор (ЧВД) НЕВОД расположен на поверхности Земли и предназначен для регистрации всех основных компонент КЛ [2]. Регистрирующая система НЕВОД размещена в водном резервуаре объемом 2000 м³ и представляет собой пространственную решетку, в узлах которой находятся квазисферические модули (КСМ), регистрирующие черенковское излучение с любого направления.

Координатный детектор ДЕКОР используется для определения числа мюонов и реконструкции направления группы. ДЕКОР состоит из 8 супермодулей, представляющих собой восьмислойную систему стримерных камер, расположенную вокруг ЧВД [3]. Плоскости детектора состоят из 16 стримерных камер, расположенных в вертикальной плоскости друг над другом вместе с системой внешних стрипов для считывания сигналов по двум координатам. Точность угловой реконструкции треков, прошедших через супермодуль, составляет около 1°.

Измерения с полной конфигурацией координатного детектора (8 супермодулей) и черенковского водного детектора (91 КСМ) начаты с 5 мая 2012 г. За 1040 часов живого времени регистрации отобрано около 3500 групп мюонов множественностью $m \ge 5$ в интервале зенитных углов $\theta \ge 40^{\circ}$. На рис.1 приведен пример отобранного события.



Рис.1 Пример регистрации группы мюонов.

Тонкие линии – результат реконструкции треков в координатном детекторе; кружки – сработавшие фотоумножители черенковского водного детектора.

Исследование распределений отклика ЧВД от множественности мюонов и зенитного угла и их сопоставление с различными моделями позволит провести поиск возможных отклонений от моделей феноменологического описания развития ШАЛ.

Работа выполнена в Научно-образовательном центре НЕВОД НИЯУ "МИФИ" при поддержке Министерства образования и науки РФ и гранта ведущей научной школы НШ-6817.2012.2.

- 1. А.Г.Богданов и др. Ядерная физика, 2010, т. 73, № 11, с. 1904.
- 2. V.M.Aynutdinov et al. Astrophys. Space Sci., 1998, v. 258, p. 105.
- 3. М.Б.Амельчаков и др. Изв. РАН. Сер. физич., 2002, т. 66, № 11, с. 1611.

ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ДВУМЕРНЫХ МАГНИТОПЛАЗМОНОВ

<u>Заболотных А.А.^{2,1}</u>, Волков В.А.^{1,2}

¹Институт радиотехники и электроники им.В.А.Котельникова РАН *125009, г.Москва, ул.Моховая, д.11, корп.7* ²Московский Физико-технический Институт

141170, Московская область, г.Долгопрудный, Институтский пер., д.9 <u>zabolotnyh_andre@mail.ru</u>

Исследования микроволнового отклика двумерной электронной системы (ДЭС) с очень высокой подвижностью электронов (порядка $10^7 \text{ см}^2/(\text{B}\cdot\text{c})$) при низких температурах в магнитном поле вызывают большой интерес (см., например, обзор [1]). Сопротивление таких структур уже при небольшой мощности микроволновой накачки изменяется: оно осциллирует при изменении магнитного поля с периодом, определяемым отношением частоты облучения Ω к циклотронной частоте электронов ω_C [2]. При увеличении мощности облучения минимумы осцилляций углубляются, достигая нулевых значений [3].

Недавно в системах с ещё большей подвижностью был обнаружен новый эффект [4,5]: появление аномально высокого и узкого пика сопротивления ДЭС, возникающего, когда Ω находится вблизи 2 $\omega_{\rm C}$. Происхождение этого эффекта неясно. Его возможному объяснению и посвящена данная работа.

Нами предложена теория, описывающая ДЭС под действием внешнего микроволнового излучения волны накачки. Из-за наличия контактов, в реальных ДЭС на электроны, помимо внешнего электрического поля волны накачки Е₀, действует переменное электрическое поле E_{cont}, наведённое контактами, также находящимися под действием волны накачки. Таким образом, реальное внешнее электрическое поле, Е_Ω, действующее на электроны ДЭС, является суммой этих полей E_Q=E₀+E_{conf}. Оно имеет частоту Ω и зависящую от координат амплитуду E_{Ω} . В рамках нашей теории, поведение электронов ДЭС под действием электрического поля E_{Ω} , которое, считаем, направлено вдоль оси х и зависит только от координаты х, описывается с помощью гидродинамического подхода в линейном приближении по плазмонным переменным (флуктуаций гидродинамической скорости, потенциала самосогласованного поля и плотности заряда), но с учётом нелинейного вклада E_{Ω} . Показано, что плазмонные переменные удовлетворяют уравнениям, в которых присутствуют слагаемые, имеющее частоту Ω. Получено, что если частота Ω находится вблизи 2ω_с, магнитоплазмоны могут стать неустойчивыми, т.е. их амплитуда может начать экспоненциально нарастать во времени. Мы называем эту неустойчивость параметрической из-за её сходства с неустойчивостями, возникающими в системах с изменяющимися параметрами (например, маятник с колеблющейся точкой подвеса).

Параметрическая неустойчивость магнитоплазмонов возникает, если производная E_{Ω} больше пороговой. Выражения для порога были получены для двух моделей описания ДЭС под действием накачки: несамосогласованной, в которой не учитывается самосогласованный потенциал электронов, и модели плавного поля E_{Ω} , в которой оно считается линейно зависящим от координаты. Полученные в двух моделях выражения согласуются друг с другом. Приведём выражение для пороговой производной, полученное в несамосогласованном приближении

$$\left| e \left(E_{\Omega}' \right)^{th} \right| = 2\Omega m \sqrt{\tau^{-2} + \left(\Omega / 2 - \omega_C \right)^2} , \qquad (1)$$

где *е*, *m* – заряд и эффективная масса электрона ДЭС, τ – время релаксации гидродинамической скорости. Для реализации неустойчивости условие $|E_{\Omega}'(x)| \ge (E_{\Omega}')^{th}$ должно быть выполнено хотя бы в одной точке *x*.

Развитие неустойчивости приводит к разогреву системы, что в свою очередь приводит к увеличению сопротивления образца. Таким образом, при Ω вблизи 2 $\omega_{\rm C}$ и достаточно большой производной амплитуды переменного электрического поля, действующего на электроны ДЭС, получаем резкий и узкий пик фотосопротивления, который и наблюдался в экспериментах [4,5].

Работа поддержана грантами РФФИ №№ 11-02-01290, 11-02-12143.

- 1 I.A.Dmitriev, A.D.Mirlin, D.G.Polyakov, and M.A.Zudov, Rev. Mod. Phys., to be publ., arXiv:1111.2176 (2011)
- M.A.Zudov, R.R.Du, J.A.Simmons, and J.L.Reno J L 2001 Phys. Rev. B 64
 201311(R) (2001); P.D.Ye, L.W.Engel, D.C.Tsui, J.A.Simmons, J.R.Wendt,
 G.A.Vawter, and J.L.Reno, Appl. Phys. Lett. 79 2193 (2001)
- R.G.Mani, J.H.Smet, K.von Klitzing, V.Narayanamurti, W.B.Johnson, and
 V.Umansky, Nature (London) 420 646 (2002); M.A.Zudov, R.R.Du, L.N.Pfeiffer,
 and K.W.West, Phys. Rev. Lett. 90 046807 (2003)
- Ya.Dai, R.R.Du, L.N.Pfeiffer, and K.W.West, Phys. Rev. Lett. 105 246802 (2010);
 Ya.Dai, K.Stone, I.Knez, C.Zhang, R.R.Du, C.Yang, L.N.Pfeiffer, and K.W.West,
 Phys. Rev. B 84 241303(R) (2011)
- A.T.Hatke, M.A.Zudov, L.N.Pfeiffer, and K.W.West, Phys. Rev. B 83 121301(R) (2011); A.T.Hatke, M.A.Zudov, L.N.Pfeiffer, and K.W.West, Phys. Rev. B 83 201301(R) (2011)

ИССЛЕДОВАНИЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ МАГНИТНОГО ИНТЕРМЕТАЛЛИДА LU₂FE_{17-X}MN_X МЕТОДОМ ПОРОШКОВОЙ РЕНТГЕНОВСКОЙ ДИФРАКЦИИ

Залужный И.А.

Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ 115409, г.Москва, Каширское шоссе, д.31 zaluzhnyy_ivan@mail.ru

С помощью порошковой рентгеновской дифракции на синхротронном излучении исследована кристаллическая структура соединений Lu₂Fe_{17-x}Mn_x (*x*=0, 0.2, 0.5, 0.7, 2) в диапазоне температур 8-308 К. Данная система интересна сложной магнитной фазовой диаграммой: в зависимости от температуры и концентрации марганца наблюдается ряд фазовых переходов между ферромагнитным и антиферромагнитным состояниями [1]. При этом считается, что магнитное упорядочение в подобных соединениях определяется обменным взаимодействием между атомами 3*d*-металлов с критическим расстоянием смены знака 2.45 Å (для атомов железа) [2]. Полученные данные позволили вычислить расстояния между атомами 3*d*-металлов (Fe и Mn), занимающими различные позиции в кристаллической структуре Lu₂Fe_{17-x}Mn_x. Было обнаружено, что температуры, при которых зависимости расстояния между атомами 3*d*-металлов в позиции 12j (рис. 1) пересекают критическое расстояние 2.45 Å, находятся в относительном согласии с температурами магнитных фазовых переходов, определяемыми из магнитной фазовой диаграммы [1].

Таким образом, предположено, что обменное взаимодействие между атомами железа в кристаллографической позиции 12j оказывает определяющее влияние на дальний магнитный порядок в материале.



Рис.1. Температурные зависимости расстояния между атомами Fe(12j)-Fe(12j) в системе $Lu_2Fe_{17\text{-}x}Mn_x.$

Литература

1 A.G.Kuchin et al. SolidStateCommunications 146 (2008) 446–449 2 D.Givord and R.Lemaire. IEEE Trans. Magn., 1974, MAG-10, 109

СОБЫТИЯ С ДОПОЛНИТЕЛЬНЫМ МАКСИМУМОМ НА ВРЕМЕННЫХ ПРОФИЛЯХ В ДИАПАЗОНЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ: НОВЫЙ ПОДКЛАСС ДЛИННЫХ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ

<u>Зенин А. А.</u>, Архангельская И. В., Кирин Д. Ю., Воеводина Е. В. Национальный Исследовательский Ядерный Университет МИФИ <u>aleksandr.zenin@gmail.com</u>, irene.belousova@usa.net

Продолжительность высокоэнергетического излучения гамма-всплесков по данным приборов, установленных на космических аппаратах Fermi и Agile, в основном, составляла более сотен секунд и превышала длительность всплесков t_{90} в диапазоне низких энергий как во время коротких, так и во время длинных событий, но максимум высокоэнергетической компоненты обычно регистрировался в пределах t_{90} . Однако временные профили некоторых длинных всплесков, например, GRB090323, GRB091031 (Gamma-Ray Burst, GRB — гамма-всплеск) в диапазоне E>100 МэВ имеют характерные особенности (в частности дополнительные максимумы после окончания интервала t_{90} , которым предшествуют слабые возрастания в диапазоне низких энергий вблизи окончания интервала t_{90}), которые дают возможность выделить эти события в новый подкласс. В представленной работе обсуждаются свойства энергетических спектров и временных профилей нового подкласса GRB.

Литература:

1 Schneid E J, Bertsch D L, Fichtel C E et al // AIP Conference Proceedings, 1991. T. 265. C. 38-42.

2 Bunner A // 1989 Proc. CGRO Science Workshop, C. 12.7 -12.15.

3 Dingus B L, Catelli J R et al // AIP Conference Proceedings, 1998. T. 428. C. 349-353.

4 Arkhangelskaja I V, Arkhangelsky A I, Glyanenko A S et al // Cosmic Research, 2007. T. 45. C. 261-264.

5 Arkhangelskaja I V, Arkhangelsky A I, Glyanenko A S et al // Proceedings of the MG11 Meeting on General Relativity. Held 23-29 July 2006 in Berlin, Germany 1968-70

6 Tavani M, Barbiellini G, Argan A et al // Astronomy and Astrophysics, 2009. T. 502. C. 995-1013.

7 Atwood W B, Abdo A A, Ackermann M et al // Astrophysical Journal, 2009. T. 697. C. 1071-1102.

8 DelMonte E, Barbiellini G, Fuschino F et al // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. T. 630. C. 155-158.

9 Granot J (Fermi LAT and GBM collab.) // arXiv:1003.2452 v, 2010

10 Arkhangelskaja I V // The properties of GRB with high energy emission, 38th COSPAR Scientific Assembly. Held 18-15 July Bremen Germany p.2, 2010.

11 Ghisellini G, Ghirlanda G, Nava L et al // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2010. T. 403. C. 926-937.

12 Marisaldi M, Barbiellini G, Costa E and et al // arXiv:0906.1446, 2009.

13 Band D, Matteson J, Ford L et al // Astrophysical Journal Part 1, 1993. T. 413. H. 1. C. 281-290

14 Arkhangelskaja I.V. // International Journal of Modern Physics: Conference Series, 2012. T. 1. C. 237-241.

15 Bin-Bin Zhang, Bing Zhang, En-Wei Liang et al // arXiv:1009.3338v, 2011.

16 McBreen S and Chaplin V // GRB Coordinates Network, Circular Service, 2009. H. 10115.



Рис. 1. Временные профили типичных всплесков GRB090323, GRB090328, GRB090626 и GRB091031, выделенных в новый подкласс событий по данным Fermi/LAT [11] и Fermi/GBM. Стрелками указана длительность всплесков t90 по данным GBM.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОМПЛЕКСА ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЖИДКОСТЕЙ И СМЕСЕЙ, АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ НА ОСНОВЕ ЦИФРОВЫХ ДАТЧИКОВ И ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА LABVIEW

<u>Ибавов Н.В.</u>, Мирская В.А., Назаревич Д.А. Институт физики ДНЦ РАН 367003, г.Махачкала, ул.М.Ярагского, д.94 nabi79@mail.ru

Наиболее достоверная и подробная информация о теплофизических свойствах достигается посредством экспериментальных исследований. Применение в экспериментальной установке, предназначенной для измерения теплофизических свойств ЭВМ (персонального компьютера) позволяет решить целый ряд проблем эксперимента: автоматическое управление условиями и ходом эксперимента, оперативный вывод информации об измеряемом свойстве в режиме реального времени и его функциональной зависимости от необходимого заданного параметра.

Создание методики прямого измерения изохорной теплоемкости требует решения ряда сложных экспериментальных задач и требований, которые предъявляются к измерительной ячейке – калориметру. Оригинальное и простое решение этих проблем при экспериментальном определении теплоемкости С_v в широком диапазоне температур и давлений предложено в разработанной в нашем институте методи-



ке. Подробно конструкция калориметра и метод измерений описан в работе [1].

Согласно выше описанной методики, для измерения C_v и PVT свойств жидкостей, необходимо на

Рис.1 Лицевая панель программы в Labview.

компьютер передать следующие данные: температуру исследуемого образца, мощность внутреннего нагревателя, значения термоэдс закиси меди (для контроля адиабатичности) и давление внутри калориметра. Давление измерялось с помощью цифрового датчика давления Курант ДИ-В. Данные от установки передавались на цифровой мультиметр KEITHLEY. Мультиметр KEITHLEY дает возможность прямой коммутации с ПК посредством интерфейсов RS-232 и Gpib(IEEE-488). Входы прибора можно расширить до десяти каналов с помощью сканерной платы Scan 2000.

Для обработки и графическокого представления данных на ПК, была написана программа в среде LABVIEW [2].

Все необходимые данные для вычисления изохорной теплоемкости программа получает от мультиметра KEITHLEY 2000, преобразует эти данные в удобный для экспериментатора вид, например: данные о температуре исследуемого образца, полученные от термопар в мкВ, в градусы Цельсия и т.д., и производит цифровую и графическую индикацию на лицевой панели рис.(1). Программа позволяет так же контролировать адиабатичность процесса, и давление внутри калориметра. Строит в режиме on-line барограмму, адиабатограмму и термограмму процесса эксперимента, которые используются при определении параметров фазовых переходов рис.(2,3). Программа позволяет сохранять весь полученный и вычисленный массив данных в виде файла на ПК, в удобном для нас расширении.



Рис.2 Адиабатограмма нагрева смеси [(1-x)C₇H₁₆+xH₂O], x=0,89296 м.д.



Рис.3 Барограмма смеси [(1-x)C₇H₁₆+xH₂O], x=0,89296 м.д.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №10-08-00322).

- Амирханов Х.И., Алибеков Б.А., Вихров Д.И., В.А. Мирская В.А. Изохорная теплоемкость и другие калорические свойства углеводородов метанового ряда. Махачкала: Дагкнигоиздат, 1981. 254с.
- Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2010617623, выданное Федеральной службой по интеллектуальной собственности, патентам и товарным знакам 17 ноября 2010 г.

САМОФОКУСИРОВКА ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ АМПЛИТУДНОЙ МОДУЛЯЦИИ ИХ ПОПЕРЕЧНОГО ПРОФИЛЯ

Гейнц Ю.Э.¹, Землянов А.А.¹, <u>Изюмов Н.А.^{2,3}</u>, Ионин А.А.², Кудряшов С.И.², Селезнев Л.В.², Синицын Д.В.², Сунчугашева Е.С.^{2,3} ¹ Институт оптики атмосферы СО РАН им.В.Е.Зуева, *634021, г.Томск, пл.академика Зуева, д.1* ² Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН *119991, г. Москва, Ленинский пр., д.53* ¹ Московский физико-технический институт *141170, Московская область, г.Долгопрудный, Институткий пер., д.9* nikolka_izumov@mail.ru

Приведены результаты лабораторных экспериментов по филаментации в воздухе остро сфокусированного гигаваттного фемтосекундного лазерного излучения, прошедшего различные апертурные диафрагмы. В режиме множественной филаментации установлена зависимость протяженности и пространственной структуры участка филаментации от начального профиля пучка. Обнаружено, что профилирование светового пучка с помощью диафрагмы в ряде случаев приводит к смещению участка филаментации и повторной самофокусировке излучения после линейной фокальной перетяжки пучка. При этом в пучке без диафрагмы той же мощности в режиме формирования одного филамента, он заканчивается перед геометрическим фокусом.



Рис.1. Экспериментально измеренные поперечные распределения плотности энергии лазерного излучения с круговой (а), треугольной (б)

и сегментированной (в) диафрагмами в области геометрического фокуса в условиях самофокусировки в воздухе.

Линейно-поляризованное излучение титан-сапфирового лазера с центральной длиной волны 744 нм фокусировалось в атмосферный воздух стеклянными линзами с различным фокусным расстоянием. Для изменения начального профиля интенсивности излучения использовался набор специально изготовленных амплитудных масок. Визуализация плазменнной области осуществлялась с помощью ССD-матрицы. На рис.1-2 для примера показаны продольные и поперечные профили диафрагмированных пучков различных типов.



Рис.2. Продольное изображение области филаментации лазерных пучков с треугольной (а) и сегментированной (б) диафрагмами.

Излучение падает слева, положение геометрического фокуса (^f =75 мм) показано штриховой линией.

После обработки полученных данных были получены пространственные распределения плотности энергии световых пучков и построены зависимости пиковой плотности энергии, ширины основного максимума и среднеквадратичного диаметра распределения от разностной продольной координаты.

Работа поддержана грантами РФФИ 11-02-01100, 10-02-01477 и УНК ФИАН.

ОПТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА ИМПУЛЬСНЫХ ФОРМ МАГНЕТРОННОГО РАЗРЯДА

Казиев А. В., Ходаченко Г. В.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», кафедра физики плазмы

avkaziev@gmail.com

Работа посвящена исследованию сильноточного диффузного разряда (СДР) [1], который представляет собой квазистационарный импульсный неконтрагированный разряд в скрещенных электрическом **E** и магнитном **H** полях и реализуется при давлениях $p \sim 10^{-3}$ –10 торр.

Целью данной работы является оптическая диагностика плазменных образований для последующей классификации форм импульсного разряда низкого давления ($p \sim 10^{-3} - 10^{-2}$ торр), реализуемых в магнетронных устройствах. Конечной целью является определение условий, обеспечивающих формирование различных режимов импульсного магнетронного разряда, в особенности, СДР.

Разрядное устройство состоит из системы аксиально-симметричных электродов, поверхность которых повторяет профиль силовой линии магнитного поля с топологией типа антипробкотрон (касп), создаваемого двумя катушками постоянного тока [1]. Схема разрядного устройства представлена на рис. 1.



Рис. 1. Схема разрядного устройства: *1* — катод, *2* — анод, *3* — катушки, создающие магнитное поле

Регистрация протекающих процессов проводилась посредством девятикадровой электронно-оптической камеры (ЭОК) ВІГО К011. Этот прибор позволяет получать изображения объекта с программируемыми длительностями кадров (0,1–100 мкс) и межкадровых пауз (0,1–100 мкс). Одновременно с помощью спектрометра Avantes AvaSpec-2048х14 проводилась оптическая эмиссионная спектроскопия плазмы. Эволюция разрядных параметров (тока $I_{\text{разр}}$ и напряжения $U_{\text{разр}}$) регистрировалась с помощью цифрового запоминающего осциллографа Tektronix TPS 2024.

Экспериментально установлено существование нескольких режимов разряда низкого давления, различающихся по динамике развития плазменного образования и спектральному составу излучения плазмы, реализация которых зависит от мощности разряда и конфигурации магнитного поля. Показано, что в случае появления отчетливой неоднородности свечения вблизи поверхности катода (предположительно, дуговой привязки) спектр излучения плазмы содержит линии, соответствующие материалу катода. В противном случае, при отсутствии контракции, эти линии не обнаруживаются.

Проведенная оптическая диагностика также позволила визуализировать процесс перехода сильноточного импульсного магнетронного разряда в квазистационарную диффузную форму (см. рис. 2).



Рис. 2. Изображения разряда, полученные с помощью ЭОК в различные моменты времени относительно подачи импульса напряжения (сверху показано распределение яркости по ширине кадра): а) 1 мкс; б) 100 мкс (длитель-

ность каждого кадра — 1 мкс)

Проведенные исследования показали, что оптическая диагностика на основе ЭОК и спектрометра позволяет определять области неоднородного свечения плазменных образований, их эволюцию во времени и одновременно осуществлять контроль примесей материала электродов в плазме.

Литература

Ходаченко Г. В., Мозгрин Д. В., Фетисов И. К., Степанова Т. В. // Физика плазмы, 2012, том 38, № 1, с. 78–86

КОМПАКТНАЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВАЯ ЛАЗЕРНАЯ СИСТЕМА НА ДЛИНУ ВОЛНЫ 410.6 HM

<u>Калганова Е.С</u>, Сукачев Д.Д., Колачевский Н.Н., Акимов А.В., Сорокин В.Н. Физический институт имени П.Н.Лебедева Российской академии наук, 119991 ГСП-1 *Москва, Ленинский проспект, д.53, ФИАН, www.lebedev.ru;*

Московский физико-технический институт, 141700, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский переулок, 9, <u>www.mipt.ru</u>.

Полупроводниковые лазеры являются важным инструментом во многих оптических исследованиях. Долгое время были доступны только полупроводниковые лазеры, работающие в красном и инфракрасном диапазонах спектра. Но сравнительно недавно, 5-10 лет назад, стали доступны полупроводниковые лазеры, работающие в синем диапазоне. Эти изменения произошли в связи с запуском стандарта записи и хранения информации BluRay, для которого используются полупроводниковые лазерные диоды на длину волны 405 нм.

Интересной задачей представляется использование данных диодов в спектроскопии, в частности, было предложено использовать лазерные диоды, применяемые в стандарте BluRay, для создания лазерного источника для охлаждения атомов тулия.

Для эффективного охлаждения атомов к лазерному источникупредъявляются следующие требования. Прежде всего, он должен работать на длине волны перехода, используемого для охлаждения. Излучение лазерного источника должно быть достаточно мощным, а ширина его спектрадолжна быть существенно меньше естественной ширины охлаждающего перехода.

На основе диодов PHR-803T и SF-BW512P нами был собран полупроводниковый лазер на длину волны 410,6 нм для охлаждения атомов тулия. Прежде всего, была решена задача смещения рабочей длины волны лазерного диода в более длинноволновую область. За счет нагрева лазерных диодов от комнатной температуры до 70°C, центральная длина волны спектра излучения лазерных диодов была смещена от 405 нм до 408 нм. Была осуществлена селекция продольных мод, из спектра было выделено излучение на длине волны 410.6 нм.

Далее длина волны генерации была стабилизирована относительно охлаждающего атомного перехода методом насыщенного поглощения. Также был достигнут одночастотный режим работы, при котором мощность излучения полупроводникового лазера составила 30 мВт. Мощность излучения была увеличена с помощью ещё одного полупроводникового лазера, используемого в качестве внешнего усилителя. В результате мощность излучения лазерной системы составила 120 мВт.

Для определения ширины спектра излучения полупроводникового лазера был исследован сигнал биений полупроводникового лазера и удвоенного по частоте титан-сапфирового лазера. Ширина спектра лазерной системы составила 1.2 МГц, что существенно меньше естественной ширины охлаждающего перехода в атоме тулия, которая составляет 10 МГц.

Таким образом, на основе полупроводниковых лазерных диодов была собрана лазерная система, отвечающая требованиям, предъявляемым к источнику для лазерного охлаждения атомов. Созданная лазерная система была использована в качестве источника излучения в магнито-оптической ловушке. Были продемонстрированы захват и охлаждение атомов тулия в МОЛ.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ СХЕМА УРОВНЕЙ ПОВЕРХНОСТНЫХ СОСТОЯНИЙ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК СУЛЬФИДА КАДМИЯ

Витухновский А.Г.¹, <u>Кацаба А.В.</u>¹, Амброзевич С.А.¹, Лобанов А.Н.¹,

Федянин В.В.¹, Васильев Р.Б.², Саматов И.Г.²

¹ Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН

119991, г.Москва, Ленинский проспект, д.53

² Московский физико-технический институт

141700, Московская область, г.Долгопрудный, Институтский пер., д.9 katsaba.alexey@gmail.com

Квантовые точки на основе полупроводников А^{II}В^{VI} являются перспективными материалами для изготовления излучающих слоев органических светоизлучающих диодов [1]. В отличие от органических люминофоров они менее подвержены деградации; спектральное положение полос люминесценции может быть задано лишь за счет изменения размера квантовых точек и не требует модификации химического состава и процедуры синтеза [2, 3].

В настоящей работе проведено исследование фотолюминесценции поверхностных состояний коллоидных полупроводниковых квантовых точек сульфида кадмия с диаметром 4.5 нм оптическими методами. Показано, что спектр фотолюминесценции при импульсном лазерном возбуждении 405 нм состоит из нескольких перемежающихся полос, наблюдающихся в дополнение к полосе основного перехода в квантовых точках. Изменение температуры от 300 К до 10 К приводит к немонотонному изменению амплитуды этих полос, а также перераспределению их интенсивности (рис.1).

Спектрально разрешенные кинетические кривые фотолюминесценции при импульсном лазерном возбуждении (405 нм, 75 пс, 100 кГц), измеренные при комнатной температуре, имеют существенно неэкспоненциальный вид; они были аппроксимированы суммой трех экспонент с временами порядка 10, 100 и 1000 нс. При понижении температуры до 77 К наблюдалось увеличение времени высвечивания. По полученным данным были восстановлены спектральные вклады каждой из экспоненциальных компонент релаксации. Обнаружено спектральное разделение компонент релаксации, позволившее выделить в спектре люминесценции поверхностных состояний элементарные полосы при температуре 77 К.





Рис.1. Спектры фотолюминесценции квантовых точек сульфида кадмия при различных температурах.

Рис.2. Энергетическая схема уровней квантовых точек сульфида кадмия.

Для описания кинетических кривых люминесценции, а также температурных зависимостей интенсивностей выделенных полос люминесценции поверхностных состояний была предложена энергетическая структура уровней (рис.2) и построена кинетическая модель, с помощью которой удалось рассчитать константы переходов и определить энергию активации процессов передачи энергии.

- P.O.Anikeeva, J.E.Halpert, M.G.Bawendi, V.Bulović. Electroluminescence from a Mixed Red-Green-Blue Colloidal Quantum Dot Monolayer. *Nano Lett.* 7 2196 (2007).
- 2. A.I.Ekimov, A.A.Onuschenoko. Quantum size effect in three-dimensional mi croscopic semiconductor crystals. *JETP Lett.* **34** 345 (1981).
- 3. R.B.Vasiliev, S.G.Dorofeev, D.N.Dirin, D.A.Belov, T.A.Kuznetsova, Mendeleev Commun. 14, 169 (2004).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПРОЕКЦИОННОЙ МОДЕЛИ КВАЗИКРИСТАЛЛОВ НА ОСНОВЕ ЦИРКОНИЯ ИЗ XAFS-СПЕКТРОСКОПИИ

Менушенков А.П.¹, <u>Кашурникова О.В.¹</u>, Ярославцев А.А.¹, Панова Г.Х.², Шиков А.А.², Клементьев К.В.³, Черников Р.В.⁴
¹ Национальный Исследовательский Ядерный Университет "МИФИ" *115409, Москва, Каширское шоссе, д.31*² Российский Научный Центр "Курчатовский Институт" *123182, г.Москва, Курчатовская площадь, д.1*³ ALBA-CELLS
08193 Bellaterra, *Barcelona, Spain*⁴ HASYLAB, DESY, *Гамбург, Германия* okash@mail.ru

Исследование структуры квазикристаллов вызывает трудности, связанные с непериодичностью структуры. Точной модели структуры не существует, используется ряд предполагаемых моделей, часто качественных, а не количественных. Наилучшие результаты дает так называемая проекционная модель квазикристаллов [1,2], в которой структура, обладающая периодичностью в пространстве большей размерности (для икосаэдрических структур шестимерном), проецируется на трехмерное подпространство, направленное под иррациональным углом к периоду. При этом расположение конкретных атомов того или иного химического элемента (аналог базиса кристаллической структуры) достаточно трудно определить. Существующие модели квазикристалла основывались прежде всего на данных дифракционных экспериментов, как в [3], поскольку при несомненных преимуществах, связанных с элементной селективностью XAFSспектроскопии (тонкой структуры рентгеновского поглощения) обычные математические методы анализа на основе метода наименьших квадратов позволяют использовать только очень простые модели с небольшим числом параметров и, главное, не позволяют точно связать погрешность результата и корреляции параметров с погрешностью экспериментального спектра, а также определить, какие из параметров могут быть определены из наличных экспериментальных данных, а какие являются «паразитными» и не определены. Поэтому трудно оценить качество той или иной геометрической модели структуры. Справиться с этой задачей для XAFS, дифракции и любых других экспериментальных данных

успешно позволяет Байесов анализ [4], восстанавливающий распределения вероятности значений искомых параметров по заданной погрешности спектра и разделяющий пространства «данных» и «априорной информации» в пространстве параметров, что помогает выбрать модель, надежно определяемую спектром. Также этот метод позволяет количественно сравнивать вероятности различных моделей [5].

Бинарные квазикристаллы на основе циркония ($Zr_{70}Pd_{30}$, $Zr_{80}Pt_{20}$, $Zr_{70}Be_{30}$), кроме обычных прочностных, трибологических, электрических свойств, возможности использования в добавках и покрытиях, обладают также сверхпроводящими и магнитными свойствами [6]. Они важны для исследования моделей структуры квазикристаллов в силу малого числа компонент и упрощения задачи. С помощью XAFS-спектроскопии было обнаружено сходство локальной структуры и ее преобразований при переходе аморфное тело-квазикристалл для трех систем, однако точная характеристика квазикристаллической структуры на основе простейших моделей была затруднена разницей длин связей между различными компонентами (Zr-Zr - 3.2 Å и Zr-(Pd,Pt,Be) - 2.8 Å). Предлагается проекционная модель квазикристалла с уточнением атомного базиса и параметров шестимерной элементарной ячейки на основе XAFS- и дифракционных данных. С помощью Байесова анализа анализируется надежность данной модели и извлекается точная информация о параметрах структуры. Анализируется сходство и различие структуры данных систем.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 11-02-01174а и программы ФЦП «Кадры» ГК 16.740.11.0139.

- 1 M.Duneau, D.Gratias, Covering Clusters in Icosahedral Quasicrystals, online, http://lem.onera.fr/pages_perso/Denis_GRATIAS/covering.pdf.
- 2 M.Quiquandon, D.Gratias // Phys. Rev. B. 2006. V.74. P.214205
- 3 Yamamoto A., Takakura H., Tsai A.P. // Phys. Rev. B. 2003. V.68. P.094201.
- 4 Krappe H.J., Rossner H.H. // Phys. Rev. B. 2002. V.66. P.184303.
- 5 Bretthorst G.L., Lecture notes in statistics, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1988
- 6 Панова Г.Х. и др. // ФТТ (С.-Петербург), 2005, Т.47, №7, с.1165.

БАЙЕСОВ АНАЛИЗ ХАГЅ И ДИФРАКЦИИ: ИЗМЕНЕНИЯ СТРУКТУРЫ ПРИ ПЕРЕХОДЕ ФЛЮОРИТ-ПИРОХЛОР В НАНОПОРОШКАХ Ln₂O₃-MeO₂ (Ln=Dy, Gd; Me=Hf, Zr)

Менушенков А.П.¹, <u>Кашурникова О.В.¹</u>, Попов В.В.¹, Петрунин В.Ф.¹, Коровин С.А.¹, Черников Р.В.³, Ярославцев А.А.¹, Зубавичус Я.В.², Велигжанин А.А.²

 ¹ Национальный Исследовательский Ядерный Университет "МИФИ" 115409, г.Москва, Каширское шоссе, д.31
 ² Российский Научный Центр "Курчатовский Институт" 123182, г.Москва, Курчатовская площадь, д.1
 ³ HASYLAB, DESY Гамбург, Германия okash@mail.ru

Сложные двойные оксиды редкоземельных металлов имеют структуру, отличную от кристаллической, и могут быть описаны как легированные структуры [1]. Разупорядочение в этих структурах с трудом поддается формализации с помощью структурной модели, что затрудняет анализ данных XAFSспектроскопии, да и любых спектров. Прежде всего это обусловлено увеличением числа параметров и необходимостью определить надежность их извлечения из экспериментальных данных.

Справиться с этой проблемой для XAFS, дифракции и любых других экспериментальных данных успешно позволяет Байесов анализ [2], восстанавливающий распределения вероятности значений искомых параметров по заданной погрешности спектра и разделяющий пространства «данных» и «априорной информации» в пространстве параметров, что помогает выбрать модель, надежно определяемую спектром. Также этот метод позволяет количественно сравнивать вероятности различных моделей [3].

Исследуемые системы «Ln₂O₃-MeO₂» (Ln = Gd, Dy; Me = Zr, Hf) перспективны в качестве нейтронопоглощающих материалов [4], сырья для захоронения радиоактивных отходов, теплоизоляционных покрытий [5] и ионных проводников [6]. Фазовые диаграммы этих систем сложны, зависят от соотношения ионных радиусов и включают переход между близкими по симметрии фазами флюорита и пирохлора, что влияет на свойства радиационной стойкости и ионной проводимости материалов, так как физика этого перехода связана с накоплением дефектов структуры и разупорядочиванием [7]. Условия этого перехода, и особенно влияние размерных эффектов в случае нанопорошков мало изучены [8]. Исследование систем Dy-Hf-O, Gd-Hf-O, Gd-Zr-O с размерами частиц 1-50 нм методами XAFS-спектроскопии и обычной и аномальной дифракции на синхротронном источнике позволило обнаружить эффекты искажения локальной структуры в фазе флюорита (различия локальных расстояний Ln-O – 2.4 Å и Ме-O - 2.1 Å) и следы промежуточной между флюоритом и пирохлором структуры, предположительно модулированной с удвоенным периодом и структурой флюорита, что характерно для кристаллической симметрии таких переходов [9] (дополнительные пики на спектре резонансной дифракции, отличающей вклады Ln и Ме, что указывает на различие также и дальнего порядка этих структур). Обнаружено, что локальный порядок вокруг Ln и Me не идентичен с самого начала кристаллизации (для низкотемпературных образцов), что указывает на дефектную структуру флюорита, т.е. релаксацию позиций, характерную для легированного состояния. По-видимому, происходит постепенное накопление дефектов катионного обмена, вместе с быстрой тепловой релаксацией позиций постепенно приводящее к образованию дальнего порядка модулированной метастабильной структуры, а затем пирохлора. Качественные изменения XAFS-спектров происходят тогда же, когда изменения спектра резонансной дифракции. Поэтому, очевидно, мы наблюдаем один и тот же эффект.

С целью уточнения того, как именно происходит перестройка структуры, был применен Байесов анализ и проанализировано качество различных структурных моделей и извлекаемых параметров.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 11-02-01174а и программы ФЦП «Кадры» ГК 16.740.11.0139.

- 1 Ravel B. et al. // Phys. Rev. B. 1999. V.60. No21. P.14632.
- 2 Krappe H.J., Rossner H.H. // Phys. Rev. B. 2002. V.66. P.184303.
- Bretthorst G.L., Lecture notes in statistics, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1988
- 4 Risovany V.D. et al. // J. Nucl. Mater. 2006. V. 355. № 1. P. 163.
- 5 Xu Q., Pan W. et al. // J. Amer. Ceram. Soc. 2006. V. 89. № 1. P. 340.
- 6 Lian J. et al. // Phys. Rev. Letters. 2001. V. 87. № 14. P. 14509.
- 7 Minervini L. et al. // J.Am.Ceram.Soc. 2000. V.83. №8. P.1873.
- 8 Petrunin V.F. // NanoStruct. Mater. 1999. V. 12. № 8. P. 1153.
- 9 Böhm H. //Amer. Miner. 1983. V.68. №11.

РАСПОЗНАВАНИЕ КОНТУРНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ ПРИ ПОМОЩИ СВЕТОВЫХ ПОЛЕЙ СПЕЦИАЛЬНОГО ВИДА

Волостников В.Г., <u>Кишкин С.А.</u>, Котова С.П. Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, 443011, г. Самара, ул. Ново-Садовая, д. 221 kishkin.sergey@gmail.com

Вопрос распознавания контурных изображений – важная задача современных исследований, которая является неотъемлемой частью разработки автоматизированных систем управления. В ходе рассмотрения уже существующих методов был найден и предложен к рассмотрению иной подход, опирающийся на идеи оптики и теории функций комплексного переменного. Его фундамент – так называемые спиральные пучки – световые поля специфической структуры, являющиеся объектом исследований современной когерентной оптики. Суть рассматриваемого подхода заключается в том, что работа осуществляется не с плоской кривой, задаваемой контуром, а с определяемым ею спиральным пучком. Это связано с тем что, поскольку между кривой и пучком существует взаимнооднозначное соответствие (1), выгоднее рассматривать спиральный пучок – более «богатый» с математической точки зрения объект, обладающий рядом удобных свойств.

$$S(z,\bar{z}|\zeta(t),t\epsilon[0,T]) = \\ = \exp\left\{-\frac{z\bar{z}}{\rho^{2}}\right\}_{0}^{T} \exp\left\{-\frac{\zeta(t)\bar{\zeta}(t)}{\rho^{2}} + \frac{2z\bar{\zeta}(t)}{\rho^{2}} + \frac{1}{\rho^{2}}\int_{0}^{t} [\bar{\zeta}(\tau)\zeta'(\tau) - \zeta(\tau)\bar{\zeta}'(\tau)]d\tau\right\}|\zeta'(t)|dt$$
(1)
$$= \exp\left\{-\frac{z\bar{z}}{\rho^{2}}\right\}_{0}^{\frac{1}{2}} \exp\left\{-\frac{\zeta(t)\bar{\zeta}(t)}{\rho^{2}} + \frac{2z\bar{\zeta}(t)}{\rho^{2}} + \frac{1}{\rho^{2}}\int_{0}^{t} [\bar{\zeta}(\tau)\zeta'(\tau) - \zeta(\tau)\bar{\zeta}'(\tau)]d\tau\right\}|\zeta'(t)|dt$$
(1)

Рисунок 1 - Спиральный пучок в виде «треугольной» гипоциклоиды: а – образующая кривая, б – распределение интенсивности, в – распределение фазы.

После того, как по выражению (1) для порождающей кривой посчитана комплексная амплитуда спирального пучка, следует описать полученное световое поле. В нашем случае, в силу специфической структуры спирального пучка,

достаточно набора коэффициентов разложения (3) по подмножеству мод Лагерра-Гаусса вида (2):

$$\left\{\mathcal{L}_{0,n}\right\} = \left\{e^{-\frac{z\overline{z}}{\rho^2}} z^n\right\}_{n=0}^{\infty}$$

$$\tag{2}$$

$$\{c_k\}_{k=0}^N$$
, где $c_k = \iint_{\mathbb{R}^2} S(z, \overline{z}) \mathcal{L}_{0,k} dx dy$ (3)

где количество искомых коэффициентов *N* определяется из соотношения (4), (*S* – площадь, заметаемая исходной кривой).

$$S = \frac{1}{2}\pi\rho^2 N \tag{4}$$

Если провести рассуждения для двух кривых, и высчитать коэффициенты разложения соответствующих спиральных пучков, то можно сделать определенные выводы. Если модули всех соответствующих коэффициентов пропорциональны, то исходные кривые подобны в той же мере. Есть возможность также определить угол поворота кривых друг относительно друга:

$$\forall k \in \overline{0, N}, \ \frac{|c_k^{(1)}|}{|c_k^{(2)}|} = A \ \Rightarrow \ \varphi = \frac{1}{ik} \ln \frac{c_k^{(1)}}{c_k^{(2)}};$$

Если же модули наборов коэффициентов не пропорциональны, то исходные кривые отличаются не только масштабом или поворотом.

По сравнению с другими методами, предлагаемый подход обладает рядом преимуществ. Введением промежуточного объекта – спирального пучка – решается два вопроса: во-первых, достигается однозначность получаемых результатов, которые в иных методах существенно зависят от параметризации кривой; во-вторых, нивелируется небольшая «зашумленность», что позволяет обрабатывать менее подготовленные контура. Кроме этого, существует хорошая взаимосвязь между деформацией кривой и изменением коэффициентов соответствующего спирального пучка, что позволяет ставить и решать задачу не просто об идентичности контуров, а их схожести по форме.

Работа выполнена при поддержке Учебно-научного комплекса ФИАН.
ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В КОРОТКОКАНАЛЬНЫХ InAlAs/InGaAs/InP и GaAs/GaAlAs НЕМТ ТРАНЗИСТОРНЫХ СТРУКТУРАХ

<u>Клименко О.А.</u>¹, Митягин Ю.А.¹, Мурзин В.Н.¹, Кнап В.². ¹Физический институт им. П.Н. Лебедева *PAH 119991, Москва, Ленинский пр., 53* ²UMR 5221 CNRS *University Montpellier 2, Montpellier 34095, France* oleg.klimenko@mail.ru

Работа посвящена исследованию процессов взаимодействия падающего электромагнитного излучения терагерцового (ТГц) диапазона с двумерным электронным газом в короткоканальных InAlAs/InGaAs/InP и GaAs/GaAlAs HEMT транзисторных структурах. Механизм детектирования в таких системах связан с возбуждением плазменных волн в канале транзистора [1,2], что, в силу нелинейных свойств плазмы, приводит к возникновению постоянного напряжения между стоком и истоком транзистора, называемого фотооткликом. Благодаря высокому быстродействию и высокому уровню развития технологий производства интегральных микросхем, такие структуры являются наиболее перспективными в качестве чувствительных элементов ТГц сканирующих систем и систем получения ТГц изображений различных объектов.

В настоящий момент одни из наиболее важных вопросов в данной области связаны с тем, какие параметры влияют на чувствительность короткоканальных НЕМТ структур в ТГц диапазоне и как можно увеличить их чувствительность. В связи с этим в настоящей работе были проведены исследования ТГц фотоотклика в сопоставлении с проводимостью канала InAlAs/InGaAs/InP и GaAs/GaAlAs HEMT транзисторных структур в зависимости от напряжения на затворе, температуры $(5 \div 275 \text{ K})$ и индукции постоянного перпендикулярного плоскости канала магнитного поля $(0 \div 15 \text{ Tл})$.

Было показано, что во всем исследованном диапазоне температур и магнитных полей сохраняется функциональная связь между величиной ТГц фотоотклика, ΔU , и проводимостью канала, σ , имеющая вид:

$$\Delta U = \frac{U_a^2}{4} \left[\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dU} \right]_{U=U_0} = \frac{U_a^2}{4} \frac{d(\ln \sigma)}{dU} \bigg|_{U=U_0},\tag{1}$$

где U_a – амплитуда переменного напряжения затвор-исток, наведенного падающим ТГц излучением, определяемая мощностью излучения и эффективностью антенны, $U = U_{gc}(x) - U_{th}$ – разность локального напряжения затвор-канал и напряжения отсечки, U_0 – приложенное постоянное напряжение затвор-исток. На рис. 1 приведены полученные для GaAs/GaAlAs HEMT зависимости от напряжения на затворе измеренного фотоотклика и фотоотклика, рассчитанного из измеренной зависимости проводимости от напряжения на затворе по формуле (1) с учетом конечности импеданса измерительной цепи, для температур 20, 75 и 275 К. На рис. 2 представлено сопоставление измеренного и рассчитанного фотоотклика как функций магнитного поля. Здесь при расчете вместо проводимости использовались непосредственно измеренные величины магнетосопротивления и его производной по напряжению на затворе.

Из полученных результатов следует, что величина чувствительности короткоканальных НЕМТ структур определяется видом зависимости проводимости канала от напряжения на затворе, а также эффективностью приемной антенны. И, значит, для увеличения чувствительности необходимо добиваться максимума величины $d \ln(\sigma)/dU$ (см. (1)).



Рис. 1. Сопоставление измеренной (сплошной) и рассчитанной (пунктир) зависимостей фотоотклика от напряжения на затворе полученных для GaAs/GaAlAs HEMT различных температур транзистора на примере.



Рис.2. Сопоставление зависимости фотоотклика InAlAs/InGaAs HEMT от магнитного поля (сплошной) с выражением $A \frac{dR}{dV_{sg}} \frac{1}{R}$

(пунктир), где R – магнетосопротивление, А – постоянный множитель. Напряжение на затворе $V_{sg} = -0,06$ В. Температура T = 7 К

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России, РФФИ (11-02-01182, 11-02-12133), Программы Президиума РАН №24, ОФН РАН IV.12 и III.7.

- 1. M.I. Dyakonov and M.S. Shur // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol.71. P.2465–2468.
- M.I. Dyakonov and M.S. Shur // IEEE Trans. on Electr. Dev. 1996. Vol.43. P.380-386.

НАНОМЕХАНИКА ОДНОЭЛЕКТРОННОГО ТРАНЗИСТОРА

Пашкин Ю.А.^{1,2}, <u>Князев Д.А.</u>^{1,*}, Пекола Ю.П.³, Ли Т.Ф.⁴, Астафьев О.², Цай Дж.Ш.² ¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН *Ленинский пр-т 53, 119991, Москва, Россия* ²Лаборатория наноэлектроники корпорации NEC и Институт передовых исследований РИКЕН *Цукуба, Ибараки 305-8501, Япония* ³Лаборатория низких температур, Университет Аальто *Хельсинки, Финляндия* ⁴Институт микроэлектроники, Университет Цинхуа *Пекин 100084, Китай* <u>кпуагеv@lebedev.ru</u>

Нам удалось изготовить на одном чипе устройство «два-в-одном» – одноэлектронный транзистор с подвешенным островом (рис. 1). В таком устройстве остров транзистора является наномеханическим резонатором и обладает изгибными модами, резонансные частоты которых зависят от параметров материала острова и его размеров. Прибор изготовлен из алюминия, что позволяет проводить исследования его характеристик как в нормальном, так и сверхпроводящем состоянии. Детектирование механических колебаний острова производится по изменению электрического заряда на нем, при этом для усиления электромеханической связи к затвору транзистора прикладывается высокое, порядка нескольких вольт, постоянное напряжение. При приближении частоты внешней силы, действующей на остров, к его резонансной частоте, в транспортных характеристиках транзистора возникает характерная особенность, вызванная механическими колебаниями. Экспериментальные наблюдения хорошо согласуются с предсказаниями ортодоксальной теории одноэлектронного транзистора с механической степенью свободы.

Разработанное устройство открывает путь к созданию абсолютно нового класса приборов, возможности которых могут быть использованы как в фундаментальных исследованиях, так и в нанотехнологиях.

С фундаментальной точки зрения интересно создать наномеханический резонатор с резонансной частотой 1 ГГц и выше, поскольку подобное устройство позволило бы исследовать квантовые эффекты в чисто механической системе.

В частности, представляет неподдельный интерес достижение квантового предела механической системы и изучение «настоящей»



Рис. 1 – Микрофотография подвешенного одноэлектронного транзистора, полученная при помощи сканирующего электронного микроскопа.

квантовой механики – квантовых состояний наномеханического резонатора. Один из подходов к решению данной проблемы, подробно изученный в теоретических работах, – использование сверхпроводящих кубитов в качестве элементов контроля и детектирования колебаний наномеханических резонаторов.

С практической точки зрения область применения подобных устройств включает в себя сверхчувствительные измерения массы (вплоть до массы одиночных молекул) и силы, узкополосные датчики частоты звуковых колебаний, датчики перемещения и ускорения. В частности, подобная уникальная чувствительность прибора делает его очень привлекательным устройством для проведения различных исследований в биофизике и биохимии: здесь они выступают в роли эффективных химических датчиков и ультрачувствительных биосенсоров.

ДВУХЭЛЕКТРОННАЯ ИЗЛУЧАТЕЛЬНАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ЖИДКОСТИ В КВАЗИДВУМЕРНЫХ СЛОЯХ SiGe ГЕТЕРОСТРУКТУТ Si/SiGe/Si

Козырев Д.С.¹ и Бурбаев Т.М.² ¹ Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова *119991, г. Москва, ул. Ленинские горы, д.1* ² Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН *119991 Москва, Россия* diman-mich@mail.ru

Данная работа посвящена исследованию свойств системы электроннодырочных возбуждений в слоях SiGe гетероструктур Si/Si_{1-x}Ge_x/Si. Слои имели толщину (2-4 нм), существенно меньшую боровского радиуса экситона в кремнии (5 нм) поэтому энергетический спектр носителей заряда в них должен проявлять квазидвумерные свойства. Недавно, в работе [1] методом спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ) в ближней инфракрасной (БИК) области в такой гетероструктуре с толщиной слоя 2 нм, была обнаружена электронно-дырочная жидкость (ЭДЖ) и биэкситоны. В видимой области спектра, при энергии фотонов $\Phi Л$ примерно в 2 раза большей, при температуре T=15K и высоком уровне возбуждения в этой структуре также была обнаружена широкая линия ФЛ. Авторы [1] по аналогии с работой [2], в которой исследовался монокристаллический Si, предположили, что эта линия обусловлена, двухэлектронными переходами, происходящими при одновременной рекомбинации 2-х электронов и 2-х дырок в ЭДЖ. Обосновать это предположение можно путем сравнения форм линий ФЛ в БИК и видимой областях, однако, данные, полученные в [1] не позволяли это сделать, поскольку при 15К форма ФЛ ЭДЖ сильно сглажена. В настоящей работе измерения ФЛ таких структур проведены в интервале температур 15-2 К, что позволило нам более точно описать форму линий ФЛ и доказать, что в видимой области, действительно, наблюдается ФЛ ЭДЖ, обусловленная двухэлектронной рекомбинацией.

На рис.1. показаны детальные формы линий ФЛ в БИК и видимой областях, измеренные при 2К. Форма линии $J(hv_2)$ двухэлектронной рекомбинации ЭДЖ связана с формой линии ТО – фононной компоненты ФЛ ЭДЖ при одноэлектронных переходах $J(hv_1)$ следующим соотношением [2]:



Рис.1. ФЛ ЭДЖ в БИК (а) и видимой (b) областях.

На спектре а представлена ТО компонента ФЛ.

Звездочками (b) обозначен спектр, полученный из спектра а путем свертки

$$J(hv_2) = \iint J(hv_1)J(hv_1)\delta(hv_2 - hv_1 - hv_1 - 2\eta\omega)dv_1dv_1, \qquad (1)$$

где η*ω* - энергия TO (поперечного оптического) фонона в спектрах ΦЛ Si.

Высокие уровни сигналов позволили нам, в отличие от авторов [2], для численного расчета $J(hv_2)$ использовать, экспериментальную, а не теоретическую зависимость $J(hv_1)$ (см.рис.1*a*). Хорошее совпадение экспериментально измеренной в видимой области формы линии ФЛ со сверткой экспериментальной формы линии ФЛ, измеренной в БИК области, доказывает, что природа линий ФЛ в этих двух случаях одинакова. В БИК области мы наблюдаем одноэлектронный переход, а в видимой – двухэлектронный. Численные расчеты проводились в среде программирования *C Sharp*.

Из спектров в БИК и видимой областях мы определили энергию связи квазидвумерных биэкситонов в слое SiGe, которая оказалась равной ≈3 мэВ, что в 3 раза превышает энергию связи свободных биэкситонов в трехмерном случае.

Работа поддержана РФФИ, гранты 10-02-01003, 11-02-12261, 12-02-313 82, программами РАН и ФЦП (госконтракт № П546).

- 1 D.Shepel, T.Burbaev, N.Sibeldin, M.Skorikov. Physica Status Solidi C 8, 1186 (2011).
- 2 K.Betzler and R.Conradt. Phys. Rev. Letters 28, 1562 (1972).

ИЗУЧЕНИЕ ДЕФОРМАЦИЙ КРИСТАЛЛА ЛАНТАН-ГАЛЛИЕВОГО ТАНТАЛАТА В УСЛОВИЯХ ВНЕШНИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ МЕТОДОМ КВАЗИМНОГОВОЛНОВОЙ РЕНТГЕНОВСКОЙ ДИФРАКЦИИ

<u>Кондратьев О.А.</u>, Марченков Н.В., Благов А.Е., Просеков П.А., Писаревский Ю.В.

Институт кристаллографии имени А.В. Шубникова РАН 119333, Москва, Ленинский пр-т, 59

Изучение поведения структуры кристаллов под влиянием внешних воздействий, в том числе определение различных термодинамических и пьезоэлектрических констант, является важной задачей в исследовании новых материалов, которую можно решать с использованием рентгеновских методов.

Одним из методов, позволяющих на уровне элементарной ячейки определять деформацию кристаллической решетки, вызванную внешним воздействием, является высокоразрешающая рентгеновская дифрактометрия с использованием нескольких компланарных рефлексов. Данная методика основана на измерении угла между положениями кристалла, отвечающих выполнению условия Вульфа-Брэгга для используемой пары рефлексов. Данный угол определяется следующим выражением: $\psi = \phi - |\theta_1 - \theta_2|$ (где ϕ - угол между отражающими плоскостями в кристалле, θ_1 и θ_2 - углы Брэгга для первого и второго рефлекса, соответственно), и, следовательно, строго зависит от параметров элементарной ячейки.

Данный метод был создан для исследования кристаллов кубической сингонии [1], но впоследствии был развит для кристаллов средних сингоний [2]. В дальнейшем планируется расширение области применения метода на кристаллы низшей сингонии.

При определении коэффициента теплового расширения проводились измерения зависимости углового расстояния ψ между пиками кривых дифракционного отражения используемых рефлексов от температуры кристалла. Далее численными методами величина ψ была пересчитана в значение параметра кристаллической решетки. На основании полученных данных был определен коэффициент теплового расширения как отношение вариации параметра решетки к изменению температуры, вызывающему данную деформацию структуры кристалла.

В эксперименте по определению пьезоэлектрического коэффициента проводились измерения зависимости углового расстояния между пиками кривых дифракционного отражения от величины прикладываемого к кристаллу электрического поля, изменяемого в диапазоне -316 \div 316 В. Затем величина ψ была пересчитана в параметр кристаллической решетки, и искомый пьезоэлектрический коэффициент d₁₁ был определен как отношение вариации этого параметра к напряженности электрического поля в кристалле.





Рис. 2. Кривые дифракционного отражения рефлексов (770) и (260) при различных значениях приложенного электрического поля.

Рис. 1. Зависимость относительного изменения параметра решетки "а" от температуры кристалла.

Пьезоэлектрическая константа d_{11} и коэффициент теплового расширения α_{11} кристалла лангатата, полученные данным методом, в пределах погрешности согласуются с данными, приведенными в литературе. Таким образом, использование пары (или нескольких пар) компланарных рентгеновских рефлексов позволяет прецизионно исследовать структурные деформации кристаллов в условиях внешних воздействий, независимо от того, чем эти деформации вызваны.

- 1. Isomae S., Kishino S., Takagi K., et al. / J. Appl. Cryst. 1976. V. 9. P. 342;
- Измерение локальных значений параметров решетки кристаллов средних сингоний с использованием нескольких компланарных рефлексов // А.Е. Благов, М.В. Декапольцев, М.В. Ковальчук, В.В.Лидер, Ю.В. Писаревский, П.А. Просеков, Кристаллография, 2010.

ОЦЕНКА ВЫХОДА ЦЕЗИЯ ЧЕРЕЗ СТАЛЬНЫЕ ОБОЛОЧКИ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОМ НАТРИЕВОМ ТЕПЛОНОСИТЕЛЕ

Козлов Ф.А.¹, <u>Коновалов М.А².</u>

 ¹ Физико-энергетический институт им.А.И.Лейпунского, 249033, г.Обнинск, Калужской обл., пл.Бондаренко, д.1
 ² Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» 115409, г.Москва, Каширское шоссе, д.31

knopis@yandex.ru

Опыт эксплуатации ЯЭУ с натриевым теплоносителем как в нашей стране так и за рубежом показал, что радиационная обстановка на них в значительной мере определяется Cs¹³⁷, который попадает в натрий при разгерметизации твэл. В работе было показано [1], что в нержавеющую сталь, длительно контактировавшую с натрием, содержащим цезий, последний продиффундировал на глубину до 100 мкм. Сегодня нефтехимическая промышленность и интенсивно развивающаяся водородная энергетика заинтересованы в высокопотенциальной энергии (уровень температур до 1175 К). Предложение по использованию для этих целей ВТ ЯЭУ с реакторами на быстрых нейтронах с натриевым теплоносителем было сформулировано ГНЦ РФ-ФЭИ [2].

В этой связи возник вопрос о возможности диффузии цезия через герметичную оболочку твэл в натрий при эксплуатации ВТ ЯЭУ на номинальном режиме. В предлагаемом докладе оценен этот эффект.

Изменение концентрации цезия во времени в оболочке твэл толщиной x_0 при концентрации цезия на её поверхностях C_1 и C_2 описывается формулой [3]:

$$C(x,t) = C_1 + (C_2 - C_1)\frac{x}{x_0} + \frac{2}{\pi}\sum_{n=1}^{\infty} \frac{C_2 \cos(n\pi) - C_1}{n} \sin(\pi n \frac{x}{x_0}) e^{-\left(\frac{\pi n}{x_0}\right)^2 Dt}$$
(1)

Поток цезия в натрий при С2=0 будет описываться уравнением:

$$j_{Cs} = -D \frac{\partial C}{\partial x}\Big|_{x=x_0} = \frac{D \cdot C_1}{x_0} \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2\cos(\pi n) \cdot e^{-\left(\frac{\pi n}{x_0}\right)^2 Dt} \right)$$
(2)

В качестве материалов оболочки твэл ВТ ЯЭУ рассматриваются нержавеющая сталь, молибден и его сплавы.

Литературные данные по коэффициентам диффузии цезия в этих материалах, для молибдена ограничены, для его сплавов отсутствуют, а для стали противоречивы. Нами для оценочных расчетов было использовано уравнение для молибдена [4]:

$$D(T) = 5 \cdot 10^{-14} \cdot \exp\left(-\frac{91000}{R \cdot T}\right)$$
(3)

Данные [5] для нержавеющей стали, в интервале температур 522-900 °С описываются уравнением:

$$\mathbf{D}(\mathbf{T}) = 3 \cdot 10^{-5} \cdot \exp\left(-\frac{272000}{\mathbf{R} \cdot \mathbf{T}}\right) \tag{4}$$

Учитывая неординарность результатов [1] (при температуре 350 °C коэффициент диффузии больше, чем при 430 °C) мы провели обработку данных приведенных в этой работе и получили уравнение:

$$D(T) = 2.94 \cdot 10^{-14} \cdot exp\left(\frac{-54160}{R \cdot T}\right)$$
(5)

С использованием (1, 2) было рассчитано изменение концентрации цезия в оболочках твэл. толщиной 0,3 мм из стали и молибдена и изменение потока цезия в натрий через них во времени. Расчет выполнен для температуры 1000 °С. Коэффициенты диффузии приняты равными: для молибдена – 9,2 10^{-18} м²/с, а для стали – 1,88 10^{-16} м²/с (рассчитаны по уравнениям (3-5)).

Было показано, что за предполагаемый срок эксплуатации твэл (2,5 года) цезий диффундирует в сталь до границы твэл – теплоноситель а через молибден – на 0,1 мм от границы топливо – оболочка твэл. Поток цезия на границе твэл – теплоноситель достигает значения 2·10⁻¹⁶ кг/м²·с (0,64 Бк/м²·с) для стали, через молибден – поток пренебрежимо мал.

Из полученных результатов следует, что в ВТ ЯЭУ при длительной эксплуатации на номинальных параметрах цезий может пропитывать конструкционные материалы на значительную глубину. Конструкционные материалы становятся радиоактивными, причём радиоактивность их будет тем выше, чем выше концентрация цезия в натрии, Очевидно, что это может усложнить радиационную обстановку, ухудшить характеристики конструкционных материалов и увеличить стоимость обслуживания и демонтажа оборудования и его утилизации после прекращения работы ВТ ЯЭУ. Поэтому необходимо уделить внимание мероприятиям по минимизации поступления цезия в теплоноситель первого контура, в том числе и при разгерметизации твэл и глубокой очистки теплоносителя от цезия в первом контуре.

Литература

1 Ластов А.И. и др. Распределение радио нуклидов по толщине стенки трубопроводов I контура реактора БР-10//Атомная энергия–1986–Т.60–Вып.4.–С.262-264.

2 Поплавский В.М. и др. Физические характеристики и проблемы создания натриевого быстрого реактора как источника высокопотенциальной тепловой энергии для производства водорода и других высокотемпературных технологий//Атомная энергия–2009–Т.106–№3–С.129-134.

3 Беррер Р. Диффузия в твердых телах-М.: Государственное издательство иностранной литературы, 1980–504 с.

4 Исайчев В.И. и др. О механизме диффузии элементов группы IV в Мо и W//УФЖ– 1980–Т.25–№4–С.591-598.

5 Matzke H.J., Linker G. Study of the diffusion of cesium in stainless steel using ion beams.//J.Nucl. Mater.-1977-V.64-No1-2-P.130-138.

ПОПЫТКА ТЕОРЕТИЧЕСКОГО ОБЪЯСНЕНИЯ РІROUETTE ЭФФЕКТА

Зыбин К.П., <u>Копьев А.В.</u> Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН 119991, г.Москва, Ленинский проспект, д.53 <u>ezik92@mail.ru</u>, postmaster@lebedev.ru

Работа посвящена теоретическому описанию экспериментально полученного в 2011 году эффекта (Xu, Pumir и Bodenshatz [1]), который был назван авторами эксперимента pirouette эффект. В проведенном эксперименте рассматривался статистически однородный и изотропный турбулентный поток и эволюция изначально изотропно расположенных пробных частиц в этом потоке. Расстояние между частицами выбиралось в инерционном масштабе, который в первую очередь характеризуется отсутствием в нем вязкости. Таким образом, при рассмотрении движения этих частиц, можно пренебречь вязкостью и, как следствие, вязким членом в уравнении Навье – Стокса. Характерное поведение пробных частиц в описанной среде, связанное с вытягиванием жидких частиц вдоль одного направления, носит название pirouette эффект. Понимание механизма, играющего основную роль в этом эффекте, возможно, поможет лучше понять структуру турбулентности в инерционном масштабе.





 Рис.1 Начальное расположение
 Рис.2 Конечное расположение

 частиц
 частиц

 Фиолетовая стрелка – это вектор угловой скорости.

В работе сделана попытка теоретического описания pirouette эффекта. Сформулирована постановка задачи и получены формулы, необходимые для теоретического описания эффекта. Получены уравнения для эволюции угла между вектором завихренности и вектором, определяющим направление наибольшего растяжения. Выведены асимптотики поведения изучаемой величины на малых и больших временах. Получено удовлетворительное согласие с результатами эксперимента.

- 1 H.Xu, A.Pumir, E.Bodenschatz, Nature Phys. 10.1038 (2011)
- 2 К.П.Зыбин, В.А.Сирота, А.С.Ильин, А.В.Гуревич, ЖЭТФ 132, 510 (2007)
- 3 В.И.Кляцкин, Динамика стохастических систем, ФИЗМАТЛИТ, Москва (2003)

ГЕНЕРАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ 1,63 ТГЦ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ Nd:YLF ДВУХЧАСТОТНОГО ЛАЗЕРА С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ

Ангелуц А.А.¹, Безотосный В.В.², Горбунков М.В.², Евдокимов М.Г.¹, Китаева Г.Х.¹, <u>Коромыслов А.Л.²</u>, Кривонос М.С.², Саркисов С.Ю.³, Тункин В.Г¹, Чешев Е.А.², Шкуринов А.П.¹

 1 – МГУ им. М.В.Ломоносова, 2 – ФИАН, 3 – СФТИ ТГУ

akorom@mail.ru

Интерес к схемам генерации излучения терагерцевого диапазона путем генерации разностной частоты Nd:YLF лазера в нелинейном кристалле обусловлен возможностью получать когерентное терагерцевое излучение, которое, безусловно, найдет применение в различных системах диагностики и технического зрения. Возможные схемы двухчастотных лазеров с диодной накачкой на основе ряда ванадатов (Nd:YVO₄, Nd:GdVO₄, Nd:GdYVO₄) рассмотрены в [1]. Двухчастотная генерация была получена нами в Nd:YLF лазере вблизи вырожденных конфигураций резонатора при неоднородной накачке [2]. Последний способ привлекает своей технической простотой в сочетании с высокой эффективностью.

В настоящей работе приведены результаты экспериментов по генерации разностной частоты излучения 1.63 ТГц в кристалле GaSe. В качестве источника бигармонической накачки использовался двухчастотный лазера на Nd:YLF (100) с продольной диодной накачкой и модуляцией добротности акустооптическим затвором. Лазер работал в импульсно-периодическом режиме с пиковой мощностью 1.5 кВт при частоте повторения до 9 кГц. Генерация на длинах волн 1,047 и 1,053 мкм осуществлялась за счёт выбора конфигурации резонатора. Механизм и условия реализации двухчастотной генерации в Nd:YLF лазере при неоднородной продольной диодной накачке исследовались нами в [3,4].

В эксперименте по генерации разностной частоты излучение бигармонического лазера модулировалось оптомеханическим прерывателем с частотой 12 Гц и фокусировалось линзой с фокусным расстоянием 150 мм на кристалл GaSe толщиной 5 мм. Генерируемое ТГц излучение коллимировалось линзой с фокусным расстоянием 50 мм из полимерного материала ТРХ на фотодетектор – Ячейку Голея. Перед фотодетектором были установлены светофильтры (пластины из Si и полимера), которые пропускали излучение терагерцевого диапазона и отсекали тепловое и ближнее ИК излучение. Сигнал ТГц излучения регистрировался в соотношении сигнал/шум не менее 10. Были измерены угловой синхронизм GaSe (рис.1) и степень поляризация (рис. 2) ТГц излучения, проведена оценка регистрируемой мощности и эффективности генерации разностной частоты.



Эксперименты по генерации разностной частоты 1.63 ТГц при бигармонической накачке кристалла GaSe показали, что данная простая схема генерации ТГц излучения имеет перспективы практического использования при повышении мощности накачки.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (Гранты № 12-02-90025-Бел_а, 11-02-12102-офи-м-2012, 11-02-12128-офи-м-2012, 12-02-31796 мол_а), программы фундаментальных исследований отделения физики РАН «Фундаментальные проблемы фотоники и физики новых оптических материалов», программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 21, Учебно-научного комплекса ФИАН. Госконтракт № 14.740.11.1368 от 14 октября 2011 г.

Литература

1. А.А. Сироткин, С.В. Гарнов, А.И. Загуменный, Ю.Д. Заварцев, С.А. Кутовой, В.И. Власов, И.А. Щербаков, Квантовая электроника, 39, 802-806 (2009).

2. В.В. Безотосный, М.С. Кривонос, Ю.М. Попов, Е.А. Чешев, В.Г. Тункин, М.В. Горбунков, П.В. Кострюков, "Известия высших учебных заведений. Физика", 54(2/2), 73-78 (2011).

3. В.В. Безотосный, М.В. Горбунков, П.В. Кострюков, М.С. Кривонос, Ю.М. Попов, В.Г. Тункин, Е.А. Чешев, "Краткие Сообщения по Физике», 10, 43-51 (2011).

4. В.В. Безотосный, М.В. Горбунков, А. Л. Коромыслов, П.В. Кострюков, М.С. Кривонос, В.Г. Тункин, Е.А. Чешев «Сборник трудов V Всеросийская молодежная конференция», Москва, с. 53 (2011).

АТОМНО-МАСШТАБНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ФАЗОВОГО РАСПАДА ТВЕРДОГО РАСТВОРА СПЛАВА FE-22%CR ПРИ ТЕРМИЧЕСКОМ СТАРЕНИИ

<u>Корчуганова О.А.</u>, Алеев А.А., Рогожкин С.В. ФГБУ ГНЦ РФ ИТЭФ, Москва, Россия olesya.korchuganova@itep.ru

Понимание механизмов протекания процессов в конденсированных средах на нано- и атомно-масштабном уровне, исследование взаимосвязи изменений на этих масштабах с макроскопическими свойствами является ключевой задачей современного материаловедения. Существенные усилия сконцентрированы на бинарных системах на основе железа, как базовых для индустрии конструкционных материалов, в частности, на сплаве Fe-Cr. Этот бинарный сплав отличается особенностями формирования и поведения дефектной структуры. Объяснение подобному поведению было дано в последние несколько лет, где с помощью расчетов из первых принципов была показана ключевая роль магнетизма во взаимодействии атомов в решетке. Этот результат требует пересмотра теоретических представлений и расчетов свойств дефектной структуры, выполнявшихся ранее. Для верификации разрабатываемых моделей требуются экспериментальные данные о наномасштабном состоянии этих сплавов, причем, под воздействием различных факторов, таких как температура, облучение и др.

Повышение содержания хрома в составе сплава обеспечивает повышение коррозионной стойкости, однако при превышении концентрации Cr ~ 10% происходит распад твердого раствора и выделение α и α ' фаз (обогащенных железом и хромом, соответственно). Ранее основными методиками экспериментального описания этих формирующихся фаз являлись: измерение микротвердости и магнитосопротивления, Мёссбауэрская спектроскопия, малоугловое рассеяние нейтронов, просвечивающая электронная микроскопия и автоионная микроскопия. Однако все эти методики предоставляют только лишь частичные данные. Поэтому в последнее время получила широкое распространение атомнозондовая томография, позволяющая реконструировать трехмерную картину распределения атомов в исследуемом образце с разрешением порядка 3Å и одновременным определением химической природы каждого зарегистрированного атома, тем самым предоставляя наиболее полную информацию о поведении сплава при фазовом распаде. Данная работа посвящена количественному исследованию на наноструктурном уровне фазового разделения при термическом старении бинарного модельного сплава Fe-22at.% Cr с использованием данной методики. Показано, что поведение твердого пересыщенного раствора с течением времени не подчиняется классическому поведению – теории Лифшица-Слезова. Рассмотрены стадии зарождения, роста выделений и коалесценции, количественно описаны их параметры.

КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В МУЛЬТИФЕРРОИКАХ - ФЕРРОБОРАТАХ

<u>Костюченко Н.В.</u>^{1,2}, Попов А.И.^{1,3}, Звездин А.К.^{1,2} ¹ Институт общей физики им.А.М.Прохорова РАН *119991, г.Москва, ул.Вавилова, д.38*

²Московский физико-технический институт

141170, Московская область, г.Долгопрудный, Институтский пер., д.9 ³Московский институт электронной техники (национальный университет) 124498, Москва, г.Зеленоград, проезд 4806, д.5. nvkost@gmail.com

В последние годы мультиферроики привлекают к себе все большее внимание. Они известны уже более полувека, но в силу малой величины обнаруженного в них магнитоэлектрического эффекта представляли собой только академический интерес. Лишь недавно обнаружены интересные материалы с большой величиной этого эффекта [1-3]. Кроме того, последние исследования свидетельствуют об обнаружении еще одного проявления магнитоэлектрических взаимодействий [4] – возможности управления электрическим полем магнитным состоянием вещества и наоборот.

Среди новых мультиферроиков значительный интерес в этом плане представляют ферробораты, в частности, PrFe₃(BO₃)₄ благодаря его богатым магнитным и магнитоэлектрическим свойствам, связанным с взаимодействием в нем двух магнитных подсистем (железа и празеодима) [5,6]. Кроме того он, как и другие редкоземельные ферробораты, является несобственным мультиферроиком [4,7,8].

В данной работе при использовании параметров кристаллического поля из [7] рассчитаны зависимости констант магнитной анизотропии от температуры. Показано, что переход из антиферромагнитной фазы в угловую является переходом второго рода, внешнем напоминающим спин-флоп. Построены фазовая Н-Т диаграмма и кривые намагничивания.

Также изучены магнитоэлектрические свойства редкоземельных ферроборатов на примере ферробората празеодима. Показано, что в отличие от переходных *d*металлов определяющую роль в возникновении магнитоэлектрического эффекта играют одноионные механизмы: электронный, связанный с индуцированием магнитным полем электрического дипольного момента в электронной 4*f*-оболочке редкоземельного иона, и ионный, связанный с возникновением электрической поляризации за счет смещения магнитных подрешеток друг относительно друга. В настоящей работе разработана квантовая теория магнитоэлектрического эффекта в ферроборате празеодима, создан алгоритм численного расчета поляризации, индуцируемой внешним магнитным полем, получены полевые и температурные зависимости электрической поляризации и зависимость намагниченности от внешнего магнитного поля, проведено сравнение теоретических расчетов с экспериментальными данными [10], которое показало их хорошее согласие.

- Schmid H., Multiferroic Magnetoelectrics Ferroelectrics 1994 V.162 P.317-338.
- 2. Kadomtseva A.M. [et al.] Phase Transitions 2006 V. 79 P. 1019.
- 3. Li J. [et al.] Appl. Phys. Lett. 2004 V.84 P.5261
- 4. Popova E.A. [et al.] Phys. Rev. 2007 V.75 P.224413
- 5. Balaev D.A. [et al.] J Magn. Mater. 2003 V.532 P.258-259
- 6. Tristan N. [et al.] J Magn. Mater. 2007 V.36 P.e621
- 7. Popova E.A. [et al.] Phys. Rev. 2007 V.75 P.224413
- 8. Popova E.A. [et al.] Eur. Phys. 2008 V.62 P.123
- 9. Звездин А.К. [и др.] Письма в ЖЭТФ 2005 т.81 с.272.
- 10. Кадомцева А.М. [и др.] Письма в ЖЭТФ 2008 т. 87 вып.1 с. 45.

ОСОБЕННОСТИ ДЛИТЕЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ С БЕГУЩИМИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ ВОЛНАМИ (ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА, УПРАВЛЕНИЕ ЭМИССИЕЙ)

Краснова Г.М.

Саратовский государственный университет им.Н.Г.Чернышевского 410012, г.Саратов, ул.Астраханская, д.83

krasnovagm@rambler.ru

Рассмотрено взаимодействие бесконечно тонкого ленточного электронного потока и электромагнитной волны с учётом фокусирующего магнитного поля. Решение проведено методом последовательных приближений и методом дисперсионного уравнения. При совместном влиянии поля пространственного заряда и магнитного поля получено условие возникновения пучковой неустойчивости. Определены пусковые условия карсинотрода (лампа обратной волны с автомодуляцией эмиссии) в двухволновом приближении (синхронный режим и новый режим циклотронного резонанса).

При описании процессов взаимодействия используется система уравнений возбуждения ВЧ электрического поля в линии передачи и ВЧ смещений электронов в электронном потоке в приближении заданного поля [1]:

$$E_{x}(x) = E_{x}(0)e^{-j\beta_{0}x} - \frac{j\beta_{e}\beta_{0}^{2}KI_{0}}{2}\operatorname{sh}^{2}(\beta_{0}y_{0})\int_{0}^{x} [\tilde{x}(\bar{x}) - j\operatorname{cth}(\beta_{0}y_{0})\tilde{y}(\bar{x})]e^{-j\beta_{0}(x-\bar{x})}d\bar{x}, \quad (1)$$

$$\frac{d^{2}\tilde{x}}{dx^{2}} + 2j\beta_{e}\frac{d\tilde{x}}{dx} - \beta_{e}^{2}\tilde{x} = \frac{\eta}{v_{0}^{2}}E_{0}\mathrm{sh}(\beta_{0}y_{0})e^{-j\beta_{0}x} + \frac{\eta}{v_{0}^{2}}E_{\Pi 3x},$$
(2)

$$\frac{d^{2}\tilde{y}}{dx^{2}} + 2j\beta_{e}\frac{d\tilde{y}}{dx} - \left(\beta_{e}^{2} - \beta_{c}^{2}\right)\tilde{y} = j\frac{\eta}{v_{0}^{2}}E_{0}\mathrm{ch}(\beta_{0}y_{0})e^{-j\beta_{0}x} + \frac{\eta}{v_{0}^{2}}E_{\Pi 3y}, \qquad (3)$$

где E_0 – постоянная амплитуда волны, $\tilde{x}(x)$ и $\tilde{y}(x)$ – продольные и поперечные ВЧ смещения электронов, K – сопротивление связи, $E_{\Pi 3x} = -B\omega_p \tilde{x} \cdot \text{th}(\beta_0 y_0)$, $E_{\Pi 3y} = B\omega_p \tilde{y}/\text{th}(\beta_0 y_0)$ – компоненты напряжённости поля пространственного заряда, β_0 – фазовая постоянная волны в системе без пучка, $\beta_c = (\eta B)/v_0$ – фазовая постоянная циклотронной волны, B – индукция магнитного поля, $\eta = e/m$, e и m – заряд и нерелятивистская масса электрона, v_0 – постоянная продольная скорость потока, l – длина системы, y_0 – координата влёта пучка.

При исследовании влияния пространственного заряда решение проводилось при начальных условиях $(\tilde{x}, \tilde{x}', \tilde{y}, \tilde{y}')|_{x=0} = 0$ («'» - производная по *x*). Вывод выражений для компонент поля пространственного заряда бесконечно тонкого электронного потока приведен в монографии [1]. Анализ, основанный на методе последовательных приближений, предсказал, что в системе возможно возбуждение пяти волн (собственная волна, быстрая и

медленная волны пространственного заряда, быстрая и медленная циклотронные волны (МЦВ) с учётом поправки вносимой пространственным зарядом) и, соответственно, появление резонансных эффектов при определённых значениях относительного угла пролёта $\Phi_0 = (\beta_e - \beta_0)l$. При синхронизме волны в линии с ЦВ и выполнении условия $\beta_c^2 - \beta_p^2 \operatorname{cth}^2(\beta_0 y_0) < 0$, $\beta_p^2 = \eta B(\omega_p / v_0^2) \operatorname{th}(\beta_0 y_0)$ влияние пространственного заряда может привести к появлению и развитию неустойчивости. Из анализа следует, что при этом возможно улучшение эффективности взаимодействия.

Для исследования процессов в карсинотроде [2] с модуляцией эмиссии использовались уравнения (1) - (3) и те же начальные условия, кроме $\tilde{x}(0) \sim i(0) = YE_x(0)$ – ток в начале системы, *Y* – проводимость. При описании взаимодействия с обратной волной формально изменен знак сопротивления связи. Пространственный заряд не учитывался.



Рис.1 Зависимость функции F от относительного угла пролёта Φ_0 ($\phi_c = \beta_c l$).

При синхронизме волны в линии с МЦВ возможно описать ранее не исследованный режим работы, используя двухволновое приближение. На рис.1 приведены зависимости функции *F*, по поведению которых можно судить об энергообмене между электронами и э/м волной, для $C_0 N = 0.3$, X = 1 ($X = \beta_0^2 KYl/2$, $C_0^3 = I_0 K/4V_0$, N -длина пространства взаимодействия в электронных длинах волн). Результаты в общем случае и в двухволновом приближении (пунктир) согласуются между собой (пересечения отмечены точками). Магнитное поле существенно влияет на пусковые величины при малых ϕ_c . При большом магнитном поле ($\phi_c > 4\pi$) значения $\Phi_{0nyc\kappa}$ и $C_0 N_{nyc\kappa}$ совпадают с результатами одномерной теории ($B \rightarrow \infty$). В двухволновом приближении оказалось возможным определить пусковые условия в резонансной области.

- 1. Шевчик В.Н., Трубецков Д.И. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. М.: Советское радио, 1970.
- Солнцев В.А., Колтунов Р.П., Мелихов В.О. Исследование характеристик лампы обратной волны с автомодуляцией эмиссии // Радиотехника и электроника. 2005. Т. 50, №4. С.483.

ПОРОГОВЫЕ ЗАВИСИМОСТИ И ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СТРУКТУРА ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ СИНХРОНИЗАЦИИ ПОПЕРЕЧНЫХМ МОД В ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРАХ С ПРОДОЛЬНОЙ НАКАЧКОЙ

Безотосный В.В., Горбунков М.В., Кострюков П.В., <u>Кривонос М.С.</u>, Попов Ю.М., Тункин В.Г., Чешев Е.А. Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН *119991, г.Москва, Ленинский проспект, д.53* <u>KrivonosMihail87@yandex.ru</u>

При неоднородной накачке, когда поперечные размеры пучка накачки существенно меньше диаметра гауссовой моды, в ряде конфигураций, определяемых соотношением, характеризующим вырождение мод в резонаторе:

$$\arccos(g_1g_2)^{1/2} = \pi r/s,$$
 (1),

где r/s – несократимая дробь, характеризующая вырождение, $R_{1,2}$ - радиусы кривизны зеркал резонатора, $g_{1,2} = 1 - L/R_{1,2}$, реализуется синхронизация поперечных мод [1]. В этом случае пространственная структура лазерного пучка заметно отличается от гауссовой.

Эффект снижения порога генерации при синхронизации поперечных мод был изучен для кристалла Nd:YLF, вырезанного в направлении (100) и использован для двухчастотной генерации с линзоподобным активным элементом [2]. В представленной работе эти исследования детально проведены для лазеров с широко распространенными активными средами: Nd:YLF (100), Nd:YLF (001), Nd:YV0₄ (100), Nd:GdV0₄ (100), Nd:YAG (100), Nd:YAG (100), Nd:GGG (111) кристаллами, Nd:YAG керамикой и Nd-стеклами (ГЛС-8 и КНФС). Исследования выполнены в области устойчивости резонаторов с длиной около 200 мм, что существенно снижает проявление внутрирезонаторного астигматизма [3].

Расчеты зависимости пороговой мощности накачки от длины резонатора (рис.1,а) в условиях пространственно неоднородного усиления проведены на основе модели, описанной в [3]. В областях синхронизации поперечных мод происходит падение пороговой мощности накачки. Наилучшее соответствие с расчетами реализуется для кристаллов Nd:YLF (рис.1,б), Nd:GdVO₄ и Nd:YVO₄. При уменьшении длины резонатора от вырожденных значений r/s=1/4; 1/3, 3/8 и др. наблюдается скачок пороговой мощности накачки для лазеров с активными элементами на основе Nd:YAG кристалла (рис.1,г), Nd:YAG керамики (рис.1,д) и Nd-стекол (ГЛС-8, КНФС(рис.1,е)). Для АЭ Nd:YLF повышение тепловой нагрузки (без использования механического прерывателя) сопровождается скачком порога генерации при увеличении длины резонатора от вырожденных значений r/s=1/4; 1/3, 3/8, рис.1.в.





Скачок пороговой мощности накачки при повышенной тепловой нагрузке вблизи вырожденных конфигураций позволил получить режим двухчастотной генерации в Nd:YLF-лазере с плоскопараллельным активным элементом за счет выравнивания усилений для длин волн 1,047 и 1,053 мкм путем выбора определенной конфигурации резонатора при фиксированной мощности накачки. Сконструированный лазер использовался в схеме бигармонический накачки терагерцевого излучателя для получения разностной частоты 1.63 ТГц.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (Гранты № 12-02-90025-Бел_а, 11-02-12102-офи-м-2012, 11-02-12128-офи-м-2012, 12-02-31796 мол_а), программы фундаментальных исследований отделения физики РАН «Фундаментальные проблемы фотоники и физики новых оптических материалов», программа фундаментальных исследований Президиума РАН № 21, государственного контракта № 14.740.11.1368, Учебнонаучного комплекса ФИАН.

- 1. Wu H., Sheu C., Chen T., Wei M., Hsieh W., Optics Communications, **165**, 225 (1999).
- 2. В.В.Безотосный, М.В.Горбунков, П.В.Кострюков, М.С.Кривонос, Ю.М.Попов, В.Г.Тункин, Е.А.Чешев, Краткие сообщения по физике, **10**, 43 (2011).
- 3. В.В.Безотосный, М.В.Горбунков, П.В.Кострюков, В.Г.Тункин, Е.А.Чешев, Д.В.Яковлев, Квантовая электроника, **39(8)**, 759 (2009).

ДВУХЩЕЛЕВАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ В GDO(F)FEAS: SNS-АНДРЕЕВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

<u>Кузьмичёва Т.Е.</u>^{1,2}, Кузьмичёв С.А.², Садаков А.В.¹, Усольцев А.С.^{1,2} ¹ Физический институт им.П.Н.Лебедева *119991, г.Москва, ленинский проспект, д.53*

² Московский государственный университет им.М.В.Ломоносова

119991. г.Москва, ул.Ленинские горы, д.1

eldereth@list.ru

Соединение GdO(F)FeAs относится к классу слоистых многощелевых сверхпроводящих оксипниктидов (система 1111) [1]. В нашей работе использовались поликристаллические образцы GdO_{1-x}F_xFeAs (x = $0.09 \div 0.21$) и GdFeAsO_{0.88} с объемными критическими температурами $T_C^{bulk} = 46 \div 53$ К. Для определения энергий сверхпроводящих щелей использовалась андреевская спектроскопия контактов сверхпроводник – металл – сверхпроводник (SnS); симметричные SnS-контакты формировались с помощью техники "break-junction" [2].

Как известно, на производной вольтамперной характеристики **SnS**-контакта возникает субгармоническая щелевая структура (СГС) – серия минимумов динамической проводимости на смещениях $V_n = 2\Delta/ne$, где n = 1, 2... [3], связанная с эффектом многократных андреевских отражений. Наши исследования показали [4], что в соединении GdO(F)FeAs реализуется двухщелевая сверхпроводимость: на dI(V)/dV-характеристиках более 120 контактов мы воспроизводимо наблюдали две СГС, соответствующие большой $\Delta_L = (11.8 \pm 1.2)$ мэВ и малой $\Delta_S = (2.7 \pm 0.4)$ мэВ сверхпроводящим щелям (T = 4.2 K).

Уникальной особенностью интерпретации спектров **SnS**-контактов является то, что для определения температурных зависимостей щелей не требуется проведение фитинга: значения щелей при любых температурах вплоть до T_{C}^{local} (критическая температура контактной области, измеряемая локально) могут быть получены из формулы $V_n = 2\Delta/ne$ [3]. Рассмотрим подробнее температурные зависимости щелей $\Delta_L(T)$ и $\Delta_S(T)$, приведенные на рис.1 ($T_C^{local} \approx 49$ K). Две сверхпроводящие щели имеют разный температурный ход (см.вставку к рис.1), следовательно, наблюдаемые особенности на dI(V)/dV-спектрах **SnS**-контактов описывают свойства двух разных сверхпроводящих конденсатов. Большая щель меняется с увеличением температуры нестандартно: на $\Delta_L(T)$ заметен небольшой прогиб относительно однощелевой БКШ-образной зависимости. В то же время $\Delta_S(T)$ начинает «закрываться» при $T \approx 20$ K, но не обращается в ноль, а медленно тянется к общей T_C^{local} . Фитинг $\Delta_{LS}(T)$

системой уравнений Москаленко и Сула с нормированным интегралом БКШ показал хорошее соответствие экспериментальных зависимостей двухщелевой БКШмодели. Подобный ход $\Delta_{L,S}(T)$ аналогичен поведению **б**- и **π**-щелей в MgB₂ [5,6] и объясняется действием внутреннего эффекта близости (в k-пространстве) между двумя сверхпроводящими конденсатами. Следовательно, двухщелевое состояние GdO(F)FeAs является внутренним свойством этого соединения, а особенности, наблюдаемые на характеристиках получаемых контактов, не могут быть объяснены действием поверхностных эффектов.

Характеристическое отношение для большой щели $2\Delta_L/kT_C^{local} \approx 5.9$ заметно превосходит БКШ-предел 3.52, что может быть следствием сильного электронбозонного взаимодействия в «ведущих» зонах с Δ_L . Напротив, для малой щели $2\Delta_S/kT_C^{local} \approx 1.4$, что заметно ниже БКШ-предела 3.52 и говорит о наведенном характере сверхпроводимости в зонах с Δ_S в широком интервале температур.

Авторы благодарят Ельцева Ю.Ф., Куликову Л.Ф. Михеева М.Г., Пономарёва Я.Г., Пудалова В.М., Хлыбова Е.П и Чеснокова С.Н. Исследования были поддержаны грантом РФФИ № 12-02-31269-мол_а.



Рис.1. Температурные зависимости большой сверхпроводящей щели (сплошные символы) и малой щели (открытые символы) в Gd-1111.

Однозонные БКШ-образные функции (штрихпунктирные линии) и двухзонные зависимости (сплошные линии) приведены для сравнения.

На вставке: нормированные зависимости $\Box_{LS}(T)/\Box \Box_{LS}(0).$

- 1. Y.Kamihara, et al. // J. Am. Chem. Soc. 2008, 130, 3296.
- 2. J.Müller, J.M. et al. // Physica C, 1992, 191, 485.
- 3. R.Kummel, et al. // Phys. Rev. B, 1990 42, 3992.
- 4. T.E.Shanygina, et al. // JETP Lett., 2011, 93, 94.
- 5. Я.Г.Пономарев и др. // Письма в ЖЭТФ, 2004, 79, 484.
- 6. S.A.Kuzmichev, et al. // Solid State Comm, 2012, 152, 119.

МОДИФИКАЦИЯ НУЛЬМЕРНОГО КОДА SCENPLINT ДЛЯ СЦЕНАРИЯ ОМИЧЕСКОГО РАЗРЯДА ТОКАМАКА ГЛОБУС-М

<u>Лепихов С.А.¹</u>, Минеев А.Б.²

 ¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», 115409, г.Москва, Каширское шоссе, д.31
 ²Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры им.Д.В.Ефремова 196641, г.Санкт-Петербург, пос.Металлострой, дорога на Металлострой, д.3 triss.da.vinchi@gmail.com

Моделирование начальной стадии разряда в токамаке является на данный момент объектом интенсивного исследования. Интерес к данной проблеме вызван, прежде всего, работами над проектом ИТЭР, у которого из-за инженерных ограничений требования к параметрам начальной стадии разряда особенно жесткие [1, 2].

Первоначально, нульмерный код SCENPLINT был разработан для задачи моделирования начальной стадии разряда в токамаке ИТЭР по сценарию с СВЧ-поддержкой старта разряда. Согласно этому сценарию температура электронной компоненты плазмы быстро увеличивается до весьма существенных значений (порядка 100 эВ), что дает возможность опустить из рассмотрения такие процессы, как рекомбинация и нерезонансная перезарядка [3]. Сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными в других кодах [2], а также накопление данных по элементарным процессам в плазме токамака [4] привело к необходимости модификации кода SCENPLINT.

В работе произведен сбор данных и произведена оценка тока образования замкнутых магнитных поверхностей, показавшая, что замыкание магнитной конфигурации может происходить уже на лавинной стадии разряда, из-за чего учет параллельных потерь частиц при моделировании кулоновской стадии не является необходимым. Показана необходимость введения поправочных коэффициентов на объем в элементарных процессах с участием нейтралов для токамаков больших размеров. Подверглись корректировке уравнения баланса частиц для учета процессов, происходящих при малых температурах плазмы. Скорректированы уравнения мощности ионизационных потерь с учетом потери на примесях, для возможности использования данных ADAS. Для верификации кода была выбрана установка Глобус-М [5]. Токамак Глобус-М представляет собой так называемый «сферический токамак» с низким аспектным отношением, A = 1.5. Характерные параметры токамака Глобус-М: геометрия $R_0 = 0.36$ м, $a_0 = 0.24$ м, k = 1.5-2, тороидальное поле $B_t = 0.4 - 0.5$ Тл, ток плазмы $I_P = 200$ - 300 кА. Результаты численных расчетов сравниваются с экспериментальными данными для разряда №30440.

- 1 B.Lloyd, P.G.Carolan, and C.D.Warrick. Ecrh-assisted start-up in iter. Plasma Physics and Controlled Fusion, 38(9):1627, 1996.
- 2 Hyun-Tae Kim et al 2012 Nucl. Fusion 52 103016
- 3 V.A.Belyakov, V.I.Vasiliev, K.M.Lobanov, L.P.Makarova, and A.B.Mineev. Analysis of initial stage of plasma discharge in tokamaks: mathematical model formulation, simulation results, comparison with experiments. Proc. of the 2003 Int. Conf. of Physics and Control, V.3, Pages 1025–1034, 2003.
- 4 H.P.Summers, W.J.Dickson, M.G.O'Mullane, N.R.Badnell, A.D.Whiteford, D.H.Brooks, J.Lang, S.D.Loch, and D.C.Griffin. Ionization state, excited populations and emission of impurities in dynamic finite density plasmas: I. the generalized collisional?radiative model for light elements. Plasma Physics and Controlled Fusion, 48(2):263, 2006.
- 5 Гусев В.К., Голант В.Е., Гусаков Е.З. и др., Сферический токамак Глобус-М. // ЖТФ, 1999, т. 69, No 9, 58-62.

СИНХРОТРОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОСОБЕННОСТЕЙ СТРУКТУРЫ СЛОЖНОГО ОКСИДА DY2O3:HFO2=1:1

Менушенков А.П., Попов В.В., Ярославцев А.А., Черников Р.В., <u>Лещев Д.С.</u>, Зубавичус Я.В., Велигжанин А.А., Петрунин В.Ф., Коровин С.А., Bednarcik J. Россия, Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт» Германия, HASYLAB, DESY

menushen@htsc.mephi.ru

В ходе данной работы были изучены закономерности образования нанокристаллических бинарных соединений в системе « Dy_2O_3 -HfO₂» (при мольном соотношении компонентов 1 : 1) с помощью различных методов исследования структуры твердого тела с использованием синхротронного излучения: рентгеновская дифракция; анализ парной функции радиального распределения атомов (PDF); аномальная дифракция вблизи краев поглощения выделенных элементов; малоугловое рентгеновское рассеяние (МУР) и рентгеновская спектроскопия поглощения (EXAFS).

Рентгенодифракционное исследование прекурсоров показало, что частицы смешанного гидроксида состава Dy_2O_3 ·HfO₂·12H₂O являются рентгеноаморфными. При прокаливании смешанного гидроксида до 600 °C степень упорядоченности несколько повышается, хотя образцы сохраняют в целом аморфную структуру. Дальнейший рост температуры отжига приводит к постепенному формированию структуры флюорита (*Fm*3*m*), а так же увеличению размера области когерентного рассеяния (OKP) и уменьшению величины микронапряжений образующихся порошков.

Качественный анализ функций парного распределения G(r) показал, что с ростом температуры отжига происходит последовательное формирование узких максимумов функций G(r), соответствующих отдельным координационным сферам в окружении атомов. Так же была определена температурная зависимость размера зерна по максимальным расстояниям, на которых еще различимы максимумы функции парных корреляций G(r). Полученные таким образом размеры зерен, а так же другими методами – уширение дифракционных пиков, MУР – качественно коррелируют между собой (Рис. 1). Парная функция распределения G(r) образца, отожженного при 1600 °C, была промоделирована на основе флюоритной структуры оксида HfO₂ (Рис. 2). В результате моделирования был уточнён параметр решетки (a = 5.248 Å), а также получены параметры анизотропного смещения гафния и кислорода ($U_{ii}(Hf) = 0.0291 \text{ Å}^2$ и $U_{ii}(O) = 0.1227 \text{ Å}^2$). Модель хорошо описывает дальний порядок кристаллической структуры, однако недостаточно удовлетворительно описывает ближайшее локальное окружение до 8 Å.



Рис. 1. Сравнение размеров ОКР полученных различными методами.



Рис. 2. Сравнение экспериментальной и модельной функций G(r) для образца, отожжённого при 1600 °C.

Анализ EXAFS-спектров показал, что параметры локального окружения атомов Dy и Hf для всей температурной серии образцов существенно различаются, а значит, катионы по-разному искажают свое ближайшее координационное окружение. Отметим, что полученные из моделирования EXAFS-спектров радиусы первых двух координационных сфер хорошо совпадают с соответствующими пиками функции G(r).

Для анализа возможного дальнего порядка были проведены измерения аномальной дифракции синхротронного излучения. Было установлено, что для хорошо закристаллизованного образца Dy_2HfO_5 (1400 °C/3 ч) даже в условиях резонансной дифракции не наблюдается появления суперструктурных рефлексов, соответствующих ячейке удвоенного размера с упорядочением катионных позиций пирохлорного типа. Таким образом, фазовый переход пирохлорфлюорит в данной системе не реализуется.

Литература

1. Попов В.В., Зубавичус Я.В., Петрунин В.Ф. и др. Исследования процесса образования нанокристаллов Ln_{2+x}Me_{2-x}O_{7-x/2} (Ln=Gd, Dy; Me=Zr,Hf). Физика и химия стекла. 2011. Т. 37, № 5. С. 685-696.

2. Попов В.В., Петрунин В.Ф., Коровин С.А. и др. Закономерности образования нанокристаллических структур в системах « Ln_2O_3 - MeO₂» (Ln = Gd, Dy; Me = Zr, Hf). ЖНХ 2011. Т. 56. № 10. С. 1617-1623.

МАГНИТНАЯ ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА MNSI В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

Лобанова И.И.

Московский физико-технический институт 141700, Московская обл., г.Долгопрудный, Институтский пер., д.9. innalobanova.msisa@gmail.com

MnSi – соединение с сильными электронными корреляциями, до последнего времени считавшееся классическим примером зонного магнетика [1]. В нулевом магнитном поле ниже температуры Кюри T_C =29К в магнитоупорядоченной фазе спины образуют левостороннюю спираль с периодом равным 18 нм в направлении [111]. Увеличение магнитного поля при T<T_C приводит к возникновению череды последовательных фазовых переходов от геликоидальной к конической (H~1 кЭ) и от конической структуры к индуцированному ферромагнетику в магнитном поле порядка 6 кЭ. Для области сильных магнитных полей ранее предполагалось лишь наличие перехода из парамагнитной в ферромагнитную фазу с фазовой границей имеющей положительный наклон. Однако, как следует из данных ЭПР эксперимента [2], в магнитных полях выше 2 Тл магнитные свойства MnSi контролируются магнитным рассеянием локализованных магнитных моментов гейзенбергского типа. Этот факт свидетельствует о том, что область сильных магнитных полей заслуживает большего внимания.

В настоящей работе были исследованы магнитные и транспортные свойства твердых растворов замещения $Mn_{1-x}Fe_xSi$ в диапазоне температур 2-300 К в магнитных полях до 80 кЭ. Показано, что в парамагнитной фазе MnSi магнито-

сопротивление $\Delta \rho / \rho$ отрицательно и с высокой степенью точности пропорционально квадрату статической намагниченности *M*:

$$\Delta \rho / \rho = -aM(B,T)^2, \qquad (1$$

причем коэффициент пропорциональности *а* не зависит от температуры *T* и магнитного поля *H* (рис.1).

Такое поведение объясняется магнитным рассеянием на локализованных магнитных моментах (ЛММ) марганца и количественно соответствует модели Иосиды [3] (s-d модель магнитного рассеяния на ЛММ). При этом оказывается, что стандартное больцмановское квадратичное положительное магнитосопротивление в



)

MnSi пренебрежимо мало по сравнению с отрицательным магнитным вкладом вследствие малых значений подвижности. В результате полевые и температурные зависимости отрицательного магнитосопротивления (OMC) у MnSi полностью определяются полевыми и температурными зависимостями намагниченности. Таким образом, формула (1) представляет собой универсальное скейлинговое соотношение, которое выполняется в парамагнитной фазе MnSi (см.рис.1).

Для того, чтобы механизм магнитного рассеяния Иосиды выполнялся, необходимо соблюдение двух условий: наличие двух каналов рассеяния, соответствующих двум возможным проекциям спина зонного электрона, и отсутствие корреляции в актах рассеяния на различных магнитных центрах. Переход в магнитоупорядоченную фазу приводит к нарушению этих условий и универсальный скейлинг (1) будет нарушаться. Это, в свою очередь, приводит к тому, что при переходе из парамагнитной фазы в магнитоупорядоченную фазу у MnSi абсолютная величина магнитосопротивления как функция температуры в фиксиро-

ванном магнитном поле имеет максимум, положение которого может использоваться в качестве маркера, определяющего границу между магнитными фазами. Другим критерием, задающим область парамагнитного состояния на магнитной фазовой диаграмме, может быть выполнение скейлингового соотношения (1). Такой подход впервые позволил точно определить линию фазового перехода между парамагнитной и спин поляризованной фазой, кото-



рый определяет вид магнитной фазовой диаграммы MnSi в области «сильных» магнитных полей H > 6 кЭ (рис.2).

- T.Moriya, Spin Fluctuations in Itinerant Electron Magnetism, Springer-Verlag, 239 p. (1985);
- 2. С.В.Демишев и др., Письма в ЖЭТФ, **93**, 231 (2011);
- 3. K.Yosida Phys., Rev., 107, 396 (1957).

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОНАПРЯЖЕНИЙ В ХРЯЩЕВОЙ ТКАНИ, ВОЗНИКАЮЩИХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ 1,56 МКМ

<u>Макарова Е.К</u>.¹, Баум О.И.², Соболь Э.Н.² ¹ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» *115409, г.Москва, Каширское шоссе, д.31* ² Институт проблем лазерных и информационных технологий Отделение перспективных лазерных технологий

142092, Московская область, г.Троицк, ул.Пионерская, д.2

В работе приведен расчет термонапряжений, возникающих в хрящевой ткани под действием импульсно-периодического лазерного излучения. Исследуется изменение поля лазерно-индуцированных термонапряжений при введении в ткань биофункциональных наночастиц.

Изменение пористой структуры хрящевой ткани под действием лазерного изучения является одной из актуальных задач современной лазерной хирургии. Правильно подобранные условия внешнего механического и лазерного воздействия на хрящ позволяют исключить нежелательные последствия повреждения ткани и ее денатурацию, а так же, изменить существующую пористую структуру, улучшив диффузное проникновение питательных веществ в хрящевую ткань[1]. Изменение размеров существующих микропор[1], и образование новых, зависит от распределения термонапряжений[2], чем обусловлена актуальность данного исследования.

Биофункциональные наночастицы, которые хорошо проникают в дегенеративные участки ткани и микропоры ткани, могут быть использованы как для диагностики заболеваний хрящевой ткани и детектирования пористой структуры, так и для более локального нагрева, что позволяет уменьшить дозу облучения.

На основе расчета термонапряжений, возникающих в хрящевой ткани под действием импульсно-периодического лазерного излучения, получены напряжения для двух геометрий облучения: облучение поверхности и объема хрящевой ткани (Рис.1, 3). В качестве источника термонапряжений рассматривается температурное поле, которое рассчитывается на основе уравнения теплопроводности с гауссовским источником лазерного нагрева и коэффициентом поглощения, учитывающим введение в хрящ биофункциональных нано частиц (Рис.2, 4).

Таким образом, на основе расчета термонапряжений можно сделать вывод о том, что введение биофункциональных наночастиц в хрящевую ткань приводит к

перераспределению поля лазерно-индуцированных термонапряжений за счет изменения температурного поля при лазерном нагреве.





Рис.1. График зависимости термонапряжений от расстояния без наночастиц для плоской

геометрии



Рис.3. График зависимости термонапряжений от расстояния без наночастиц для объемной геометрии

Рис.2. График зависимости термонапряжений от расстояния с наночастицами для плоской геометрии



Рис.4. График зависимости термонапряжений от расстояния с наночастицами для объемной геометрии

- 1. Лазерная инженерия хрящей // Под ред. Баграташвили, Соболя, Шехтера. М: ФИЗМАТЛИТ, 2006.
- 2. Теория упругости. Тимошенко, Гудьер М:Наука, 1975.

ЗАПИСЬ ПОВЕРХНОСТНЫХ НАНО- И МИКРОСТРУКТУР ПРИ ПОМОЩИ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Ионин А.А, Кудряшов С.В., Климачёв Ю.М., Козлов А.Ю., <u>Макаров С.В.</u>, Селезнёв Л.В., Синицын Д.В., Хмельницкий Р.А., Руденко А.А. ФИАН им.П.Н.Лебедева РАН, *119991, г.Москва, Ленинский проспект, д.53* makser@sci.lebedev.ru

Представлены результаты по записи периодических поверхностных структур (ППС) при помощи ультракоротких лазерных импульсов (УКИ) на длине волны $\lambda \approx 744$, и длительностью импульса $\tau_{pulse} \approx 100$ фс в однопучковой схеме. Исследованы основные физические механизмы, сопутствующие формированию ППС. Продемонстрирована возможность записи различных типов поверхностных структур с периодами от ~ λ вплоть до ~ $\lambda/15$ на металлах и полупроводниках. Предложен ряд применений ППС.

Формирование ППС под действием УКИ до сих пор является предметом научных дискуссий об основных механизмах, сопутствующих их записи [1,2]. Однако результаты последних лет в основном подтверждают именно, так называемый, интерференционный механизм записи ППС, то есть абляции материала поверхности в максимумах интерференции между падающим лазерным полем и возбуждаемыми им поверхностными электромагнитными волнами (ПЭВ). Целью данной работы является исследование основных механизмов, сопутствующих записи ППС, а также поиск различных применений ППС в современных технологиях.

В экспериментах использовалось линейно поляризованное излучение (центральная длина волны $\lambda \approx 744$ нм) фемтосекундной Ti:Sa-лазерной установки с длительностью ИК импульсов около 100 фс, энергией до 8 мДж и частотой следования 10 Гц. Использовались следующие материалы: Al, Ti, Ni, Si, GaAs, CdTe, TiN-Cr, TiC, WC. Визуализация образцов проводилась с помощью атомно-силового микроскопа (ACM), сканирующего электронного микроскопа (CЭM) и оптического микроскопа (OM). Анализ элементного состава поверхности проводился с помощью метода рентгеновской спектроскопии (EDS).

Основные результаты и обсуждение:

- На основе сопоставления экспериментально полученных двумерных пространственных спектров ППС для различных углов падения и поляризации УКИ с соответствующими рассчитанными спектрами убедительно показана корректность интерференционного механизма формирования ППС в однопучковой схеме воздействия [3].
- Экспериментально получены зависимости периода ППС от числа поглощённых поверхностью УКИ для различных режимов воздействия. Также получены зависимости периода ППС от её амплитуды (глубины бороздок решётки). Таким образом, в первые, экспериментально установлена основная причина уменьшения периода ППС, которая

качественно согласуется с расчётами, учитывающими модификацию свойств поверхности.

- Экспериментально исследована зависимость типа ППС от плотности энергии УКИ [1,4]. Обнаружен новый тип поверхностных наноструктур, предположительно, имеющий универсальный характер (алюминий, титан) [5]. Установлены режимы абляции у различных материалов при записи ППС в различных режимах воздействия.
- 4. Впервые обнаружена лазерно-индуцированная сегрегация периодического типа у многокомпонентных материалов (GaAs и др.).
- 5. Предложен и реализован ряд применений ППС. Это как непосредственное создание просветляющего покрытия на материале [6], так и запись ППС на непрозрачном материале (металле) с целью создания штампа для просветления полимера [7]. Также исследован эффект дифракционного окрашивания поверхности при помощи записи ППС [3].

Экспериментально и теоретически исследован эффект формирования ППС под действием УКИ в однопучковой схеме. Проведенные исследования не только подтвердили правильность интерференционной модели, но и позволили на её основе предсказать и получить как новый тип ППС наноразмерного масштаба, так и эффект периодической сегрегации. Предложенный ряд применений ППС, сформированных при помощи УКИ, показывает перспективность данного направления.

Авторы благодарны за поддержку данной работы РФФИ (№№ 11-02-01202а и 11-08-01165а) и Учебно-Научному Комплексу ФИАН

Литература

- Golosov E.V., Ionin A.A., Kolobov Yu.R., Kudryashov S.I., Ligachev A.E., Makarov S.V., Novoselov Yu.N., Seleznev L.V., Sinitsyn D. V., and Sharipov A. R. Phys. Rev. B 83, 115426 (2011)
- 2 Costache F., Kouteva-Arguirova S., Reif J. Appl. Phys. A 79, 1429(2004)
- 3 Ionin A.A., Kudryashov S.I., Makarov S.V., Seleznev L.V., Sinitsyn D.V., Golosov E.V.,
- Golosova O.A., Kolobov Y.R. and Ligachev A.E. Appl. Phys. A 107, 301 (2012)
- Голосов Е.В., Ионин А.А., Колобов Ю.Р., Кудряшов С.И., Лигачев А.Е., Новоселов
 Ю.Н., Селезнев Л.В., Синицын Д.В. ЖЭТФ 140, 21 (2011)

5 Ионин А.А., Кудряшов С.И., Лигачев А.Е., Макаров С.В., Селезнев Л.В., Сини-цын

- Д.В. Письма в ЖЭТФ **94**(4), 289 (2011).
- 6 Ionin A.A., Klimachev Y.M., Kozlov A.Y., Kudryashov S.I., Makarov S.V., Seleznev L.V., Sinitsyn D.V., Khmelnitsky R.A., Rudenko A.A. Appl. Phys. B (in press)
- Korol'kov V.P., Ionin A.A., Kudryashov S.I., Seleznev L.V., Sinitsyn D.V., Samsonov R.V., Maslii A.I., Medvedev A.Zh. and Gol'denberg B.G. Quant. Electron. 41, 387 (2011)

ВЛИЯНИЕ ФЕРРОМАГНЕТИЗМА НА ПРОЦЕССЫ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОМ СВЕРХПРОВОДНИКЕ

Кашурников В.А., <u>Максимова А.Н.</u>, Руднев И.А. Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» *115409, г.Москва, Каширское шоссе, д.31* eps.f@mail.ru

Известно, что введением структурных неоднородностей в ВТСП-материал можно существенно повысить величину критического тока. Экспериментальному исследованию механизма пиннинга в сверхпроводниках с частицами ферромагнетика посвящен ряд работ [1,2]. В частности, в [2] показано, что сила пиннинга обусловлена гистерезисными потерями на перемагничивание примесей при достаточно высокой их концентрации. Поэтому целью нашей работы было рассчитать методом Монте-Карло в рамках двумерной модели слоистого ВТСП [3] кривую намагниченности образца с ферромагнитными наночастицами в качестве объемных дефектов.

Малый размер частицы порядка характерной величины радиуса кора вихря позволяет считать ее однодоменной. Ансамбль таких частиц может быть представлен в виде совокупности магнитных моментов, абсолютная величина которых постоянна. Изменение намагниченности такой системы достигается вращением вектора намагниченности отдельной частицы.

Перемагничивание примеси в расчете наиболее просто реализуется введением в алгоритм Монте-Карло дополнительного подпроцесса – переориентации ее магнитного момента. Энергия *U* частицы складывается из энергии момента во внешнем поле (если частица находится внутри сверхпроводника, то внешним полем будет поле вихрей и их отражений) и энергии магнитной анизотропии (одноосного кристалла – для простоты, [4]):

 $U = KV\sin^2(\varphi - \theta) - \mu H\cos\varphi,$

где μ - магнитный момент частицы, К – параметр анизотропии, φ и θ углы между направлением внешнего поля и μ и осью легкого намагничения соответственно, V - ее объем. Очевидно, что форма кривой перемагничивания ансамбля таких частиц зависит от ориентации их легких осей относительно направления внешнего поля. Можно рассмотреть три предельных случая. Если $\theta = 0$, то устойчивым состояниям соответствуют два положения: $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi$, причем последнее является метастабильным. Величина обратного поля (коэрцитивная сила), необходимая для переворота магнитного момента частицы, составляет $H_a = 2K/M$ [6]. В соответствии с этим петля перемагничивания имеет прямоугольную форму (предполагаем сначала, что внешнее поле постоянно. Это не так, если частица находится внутри сверхпроводящего образца.) Пусть теперь $\theta = \pi/2$. Тогда единственное устойчивое состояние реализуется при $\cos \varphi = H/M\beta$, если $H < M\beta$, и $\cos \varphi = 1$ иначе. Следовательно, кривая перемагничивания численном расчете. Кривая же для случая, когда легкие оси ориентированы слу-



чайно, показана на рис.1 (вставка).

Нами было исследовано поведение ансамбля таких частиц, распределенных в объеме сверхпроводника, при различной ориентации их осей легкого намагничивания и при различной величине параметра магнитной анизотропии. Показано увеличение площади их петли по сравнению со свободными частицами. Получены зависимости величины остаточной намагниченности сверхпровод-

ника от анизотропии примесей для случаев, когда легкие оси параллельны внешнему полю, перпендикулярны ему и направлены случайно. Продемонстрирована большая эффективность использования в качестве центров пиннинга ферромагнитных частиц по сравнению с немагнитными. Показано уменьшение площади петель с повышением температуры. На рис.1 представлены кривые намагниченности образца и примесей при случайной ориентации их легких осей.

- 1 T.H.Alden, J.D. Livingston, J.Appl. Phys. 37, 3551 (1966).
- 2 A.Palau et.al, Phys. Pev. Lett. 98, 117003 (2007).
- 3 Одинцов Д.С., Руднев И.А., Кашурников В.А. // ЖЭТФ, 2006. Т. 130, № 1.
 С. 77.
- 4 R.Prozorov, Y.Yeshurun, T.Prozorov and A.Gedanken, Phys. Rev. B 59 6956 (1999).
- 6 Ч.Киттель, Введение в физику твердого тела, М.: Наука 1978.
О РЕАКЦИИ ПЕРВОЙ СТЕНКИ ТОКАМАКОВ НА ЭЛМ <u>Маренков Е.Д.,</u> Смирнов Р.Д.*, Крашенинников С.И.*, Писарев А.А. Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, <u>edmarenkov@gmail.com</u> *Калифорнийский университет Сан-Диего, США, <u>skrash@mae.ucsd.edu</u>

Известно, что работа токамака в режиме Н-моды, который предполагается основным для проекта ITER, сопровождается ЭЛМами, приводящими к быстрому разрушению пьедестала Н-моды, что вызывает уменьшение плотности плазмы, понижение ее температуры, а также приводит к значительному увеличению потоков частиц и тепла на стенку реактора. Как правило, после вспышки пьедестал восстанавливается, причем обычно предполагают, что его восстановление определяется целиком процессами транспорта в плазме [1]. Вместе с тем, как было показано нами ранее в [2] в рамках нуль-мерного приближения, при определенных условиях десорбция водорода из первой стенки может оказывать существенное влияние на восстановления пьедестала.

В настоящей работе мы представляем результаты численного моделирования реакции стенки на вспышки ЭЛМов в коде FACE [3], учитывающем изменение температуры стенки, транспорт и взаимодействие между растворенным водородом, вакансиями и междоузельными атомами материала. Параметры этих взаимодействий выбраны соответствующими бериллию, как основному материалу первой стенки ITER.



Рис. 1

Воздействие ЭЛМа на стенку моделируется периодическими изменениями потока частиц на стенку $\Gamma_{in}(t)$, приводящими к периодической зависимости от времени потока тепла Q(t)= $E_p\Gamma_{in}$ +R, приходящего из плазмы. Здесь E_p – средняя

энергия, приносимая частицами плазмы, а R – мощность излучения, считающаяся постоянной. Пример результатов моделирования приведен на рис. 1, где показаны зависимость потока Γ_{in} , нормированного на его величину в вспышке Γ_{max} , от времени (сплошная линия), а также зависимости от времени потоков обезгаживания Γ_{out} (линии с маркерами), нормированных на ту же величину. Расчет проведен для трех средних температур поверхности стенки 400, 600 и 800 К, причем в каждом случае температура контролируется либо излучением (Е_{р-} $\Gamma_{in} << R$, отмечено на рисунке «rad"), либо потоком частиц ($E_p \Gamma_{in} >> R$, "flux"). Видно, что существенное отличие потока из стенки в плазму Г_{out} от потока из плазмы на стенку Г_{іп} наблюдается только при достаточно маленьких температурах стенки (около 400 К при использованных параметрах), причем около 50% внедренного во время вспышки водорода выходит из стенки со значительным временем задержки. В этом случае можно ожидать влияния процессов десорбции на восстановление пьедестала после вспышки ЭЛМа. При больших температурах отличие Γ_{out} от Γ_{in} незначительно, то есть система находится в квазистационарном режиме, и десорбция не может оказывать влияния на восстановление пьедестала.

Эти результаты согласуются с качественными оценками, полученными ранее в [2] из более простой модели реакции стенки.

Работа была поддержана со стороны UCSD грантами US DOE Grant DE-FG02-04ER54739 and DOE PSI Science Center Grant DE-SC0001999 и грантом «ФЦП кадры» со стороны НИЯУ МИФИ.

- 1. Nunes I., Manso M., Serra F. et al. Nucl. Fusion, 2005, V. 45, P. 1550.
- 2. Marenkov E.D., Krasheninnikov S.I., Pisarev A.A. et al. Physics of Plasmas, 2012, V. 19, P. 092501.
- 3. Smirnov R.D. et al. to be published in J. Nucl. Mater, 2012.

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТРЕХСЛОЙНЫХ МЕТАЛЛООРГАНИЧЕСКИХ НАНОЧАСТИЦ СФЕРИЧЕСКОЙ ФОРМЫ

<u>Медведев А.С.¹</u>, Воробьев В.В.¹, Кондорский А.Д.^{1,2}, Лебедев В.С.^{1,2} ¹ Московский Физико-Технический Институт 141700, Московская область, г.Долгопрудный, Институтский пер., д.9 ² Физический Институт им.П.Н.Лебедева РАН 119991, г.Москва, Ленинский проспект, д.53 primefc@gmail.com

Для разработки элементной базы оптоэлектронных и фотонных устройств будущего поколения требуется создание новых наноматериалов с управляемыми оптическими свойствами. Одними из кандидатов на эту роль являются разнообразные композитные материалы, в том числе материалы, созданные на основе гибридных металлоорганических наночастиц и нанострукур. Исследование спектральных свойств таких структур представляет значительный интерес и для ряда фундаментальных направлений нанооптики и нанофотоники. В ряде экспериментальных и теоретических работ [1-4] исследовались композитные наночастицы, представляющие из себя металлическое ядро, покрытое оболочкой органического красителя в Jагрегатном состоянии. В [4] было показано, что варьирование геометрических параметров такого рода гибридных наночастиц позволяет управлять эффектами их взаимодействия с электромагнитными полями и существенно влиять на спектральные характеристики созданных на их основе материалов.

В данной работе представлены результаты исследования оптических свойств более сложных композитных наносистем: (а) металлоорганические наночастицы, отличающиеся от указанных выше наличием промежуточного пассивного диэлектрического слоя (N,N,N-триметил (11-меркаптоундецил) хлорид аммония) (Рис.1а); (б) наночастицы, у которых однородное ядро заменено на металлическую нанооболочку (диэлектрическая, SiO₂, или полупроводниковая частица, покрытая тонким слоем металла) (Рис.1б).

Численные расчеты сечений поглощения и рассеяния света такими гибридными наночастицами проведены нами в рамках модифицированной теории Ми для случая трех концентрических сферических слоев в области длин волн от ИК до ближнего УФ и для широкого набора геометрических параметров системы (радиус ядра частицы: $r_1 = 3-100$ нм; толщина промежуточного слоя: $r_2 - r_1 =$ 1-10 нм; толщина внешней оболочки: $r_3 - r_2 = 1-10$ нм). Наряду с расчетами сечений поглощения и рассеяния света нами детально исследовано поведение оптических полей в ближней зоне для различных значений частоты падающего излучения.



Рис.1. Схематические структуры исследуемых в работе частиц.

Обнаружено, что спектры поглощения и рассеяния трехслойных металлоорганических частиц состоят из нескольких пиков. Это является результатом взаимодействия поверхностного плазмона, локализованного в ядре частицы (металлическом или нанооболочке) и экситона Френкеля органической оболочки. Для частиц первого типа (Рис.1а) наличие промежуточного пассивного слоя приводит к изменению характера плазмон-экситонной связи. Это проявляется в изменении количества спектральных пиков, их относительного положения и интенсивности. Для частиц второго типа имеется уникальная возможность варьирования собственных частот плазмонов нанооболочки в широком спектральном диапазоне. Соответственно, появляется возможность исследовать эффекты взаимодействия плазмона в нанооболочке с экситоном внешнего J-агрегатного слоя в случае, когда соответствующие резонансные частоты близки друг к другу. Для таких систем реализуется режим сильной плазмон-экситонной связи и пики в спектрах поглощения и рассеяния гибридной наносистемы оказываются особенно чуствительными к изменению геометрических параметров, составляющих частицу слоев.

Литература

1. G.P.Wiederrech, G.A.Wurtz, A. Bouhelier, Chem. Phys. Lett. 461, 171 (2008).

2. V.S.Lebedev, A.G.Vitukhnovsky, A.Yoshida, N.Kometani, Y.Yonezawa, Col loids and Surfaces A: Physicochem. Eng. Aspects, **326**, 204 (2008).

- 3. A.Yoshida, N.Kometani, J. Phys. Chem. C 114, 2867 (2010).
- 4. В.С.Лебедев, А.С.Медведев, Квантовая Электроника 42, 701 (2012).

ИССЛЕДОВАНИЕ БЕТА-КАРОТИНА В РАСТИТЕЛЬНЫХ ПРОДУКТАХ ПИТАНИЯ

<u>Милютина Е.В.</u>, Зимин М.Д., Мартынович Е.Ф. Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН 664033, г.Иркутск, ул.Лермонтова, д.130а Иркутский государственный университет 664003, г.Иркутск, бульвар Гагарина, д.20 <u>filial@ilph.irk.ru</u>

Спектры комбинационного рассеяния света индивидуальны для каждого химического соединения, поэтому их широко используют для идентификации соединений и обнаружения их в смесях.

Бета-каротин – это желто-оранжевый растительный пигмент. Для человека он жизненно важен, так как участвует в защите организма в качестве антиоксиданта и является предшественником витамина А. Для нормальной работы организма взрослого человека в сутки нужно потреблять примерно 1,8—5,0 мг бетакаротина.

Для исследований была собрана установка для регистрации комбинационного рассеяния с использованием волоконно-оптического зонда RIP-RPP-532. Источником возбуждающего излучения служил твердотельный лазер с диодной накачкой. Длина волны генерируемого им излучения составляет 532 нм. Для записи спектров применяется спектрометр Ocean Optics QE65000, позволяющий регистрировать спектр в диапазоне от 200 до 1000 нм /1/. Для управления спектрометром служит операционное программное обеспечение SpectraSuite.

Были исследованы следующие образцы: морковь трех видов (Нантская, Королева осени, «китайская»), томат двух видов (Дамские пальчики, «китайские»), мандарины, абрикосы, салат, огурец, виноград двух видов (Киш-миш, «Узбекистанский»), яблоко. На рис.1. приведены некоторые из более интересных результатов, полученных нами в ходе эксперимента.

Исследовался срез двух видов моркови (см.рис2.). На графике хорошо видно, что концентрация бета-каротина для образца 2 намного выше. Отсюда можно сделать вывод, что наличие бета-каротина напрямую зависит от сорта и условий, при которых выращивается образец. Также было замечено, что концентрация бета-каротина меняется от периферии к центру моркови. Из полученных данных мы определили относительные концентрации бета-каротина в исследованных образцах: морковь – 1; мандарин – 0,8; томат – 0,25; абрикос – 0,7.



Рис.1. Спектр бета-каротина: а) морковь; b) мандарин; c) томат; d) абрикос

За эталонный образец нами был взят препарат «Веторон». Использованный водный раствор препарата «Веторон» содержит бета-каротин - 20,0 г на литр.



Рис 2. Распределения интенсивности КР по радиусу среза моркови. Образец 1 – морковь «Королева осени», образец 2 – морковь «Нантская».

Литература:

1. Installation and Operation Manual QE65000 Ocean Optics.

/http://www.oceanoptics.com/technical/QE650 00.pdf

 Сушинский М.М. Современные проблемы спектроскопии комбинационного рассеяния света 1981 – 400 с.

ИЗУЧЕНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ВТСП КОМПОЗИТОВ <u>Минеев Н.А.</u>, Руднев И.А. Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» *115409, г.Москва, Каширское шоссе, д.31* menushen@htsc.mephi.ru

В ходе работы были исследованы изменения магнитных свойств висмутовых образцов, подвергавшихся холодной прокатке.

ВТСП композиты формировались с помощью последовательной прокатки серебряной «лодочки», наполненной сверхпроводящим порошком, и последующим спеканием и отжигом в различных температурах. Измерения магнитных свойств проводились после каждой прокатки и спекания. Следует обратить внимание, что образцы после прокатки удлиняются и утоньшаются. То есть поперечное сечение сверхпроводника уменьшалось в процессе исследования.

Измерения магнитных свойств образцов проводились с применением холловской магнитометрии. Данная методика предполагает намагничивание охлажденного (LN) образца системой постоянных магнитов (B=0,4~T), а затем его сканирование с помощью преобразователя Холла на расстоянии z=0,5~mm от поверхности. В результате измерений формируется трехмерное распределение вертикальной составляющей захваченного образцом магнитного потока (Puc.1). Далее, используя расчет, основанный на инвертировании уравнения Био-Савара, можно восстанавливалась токовая конфигурация J(x,y), создающую данное распределение распределение вертирование поля в сверхпроводнике, а исходя из модели

0.065

- 0.06 - 0.055 - 0.05 - 0.045 - 0.04 - 0.035 - 0.03 - 0.025 - 0.02 - 0.015 - 0.01 - 0.005





Рис. 1. Захваченный магнитный поток

Рис. 2. Пересчитанное распределение тока

критического состояния, можно утверждать, что данное распределение J(x,y) соответствует распределению $J_c(x,y)$ образца. Объектами исследования были два композита со сверхпроводящим материалом Bi2223. Основными параметрами исследования были высоты пиков намагниченности и плотности тока (Рис. 3), а также их однородность. Однородность пиков определялась визуально и обуславливалась равномерностью механического воздействия на образец. При измерении первого образца пик намагниченности, в большинстве случаев, получался ровным с возвышением в центре примерно на 10%. В отличие от однородного пика намагниченности распределение тока сильно искривлено. Первоначально равные пики затем отличаются на 40%, а далее и на 60%. Это обуславливалось вариацией толщины сверхпроводящего покрытия в поперечном сечении, а следовательно и его плотности. что было подтверждено исследованиями на профилометре поверхности серебряной подложки непосредственно под сверхпроводником на сколе покрытия у края образца. Второй образец демонстрировал значительно менее однородный пик на-



тей в сверхпроводящем покрытии.

магниченности, а следовательно и плотности тока.

По результатам исследования была определена оптимальная температура спекания, на обоих образцах она оказалась $T_{onm} = 833 \ ^{o}C$ (Рис. 3).

В результате работы были сделаны выводы об оптимальных термических параметрах в данной технологии изготовления образцов, а также указано на наличие неуплотненных облас-

Литература

1 S V Pokrovskiy, I A Rudnev and A I Podlivaev, J. Phys.: Conf. Ser. 150 052211 (2009)

2 G. Grasso, A. Jeremie and R. Flukiger, Supercond. Sci. Technol. 8 827-832 (1995)

3 Per Vase, Rene Flukiger et al, Supercond. Sci. Technol. 13 (2000)

СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ТУННЕЛЬНЫЕ ПЕРЕХОДЫ НА ОСНОВЕ СК/ВАТІО₃/РТ: СТРУКТУРНЫЕ, ЭЛЕКТРОННЫЕ И ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА

<u>Миннекаев М.Н.</u>¹, Зенкевич А.В.¹, Матвеев Ю.А.¹, Лебединский Ю.Ю.¹, Булах К.В.², Чуприк А.А.², Батурин А.С.², Тисс С.³, Друбэ В.³ ¹Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ *115409, г.Москва, Каширское шоссе, д.31* ²Московский физико-технический институт *141170, Московская область, г.Долгопрудный, Институтский пер., д.9* ³Deutsches Elektronen-Synchrotron *Германия, Notkestraße 85, 22607 Hamburg* m.minnekaev@gmail.com

Развитие современной электроники и мобильных устройств требует все больших объемов и скорости работы устройств хранения цифровой информации, а также снижения их энергопотребления. Имеющиеся на сегодняшний день технологии энергонезависимой памяти достигают своих технологических и физических пределов. Одним из альтернативных принципов реализации памяти, предложенных теоретически [¹, 2] и в настоящее время широко исследуемых экспериментально [3, 4, 5], является концепция так называемого сегнетоэлектрического (СЭ) туннельного перехода. Профиль потенциального барьера в туннельном переходе металл-СЭ-металл эффективно изменяется при изменении направления поляризации сверхтонкого (~1 нм) СЭ слоя, что приводит к изменению туннельного тока сквозь такую структуру в зависимости от направления поляризации СЭ слоя. Состояние поляризации СЭ оказывается стабильным, что позволяет создать устройство памяти на основе таких структур.



Рис.2. Изображение просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения структуры BaTiO₃/Pt/MgO(100) и Фурье-преобразования изображения, снятые с границ раздела

В данной работе мы исследуем структурные, электронные и транспортные свойства эпитаксиальных гетероструктур Cr/BaTiO₃/Pt, выращенных методом импульсного лазерного осаждения на подложках MgO(100) (Рис.1). Взаимное расположение зон на границах раздела металл/СЭ было определено методом высокоэнергетичной рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (ВЭРФЭС) на синхротронном источнике с энергией кванта E=6 кэВ. Ширина запрещенной зоны для тонких эпитаксиальных пленок BaTiO₃ составила 3.6 - 4.3 эВ в зависимости от толщины пленки [6]. Экспериментальные вольт-амперные характеристики (BAX), снятые со структуры Cr/BaTiO₃(4 нм)/Pt (Рис.2а) продемонстрировали относительную разницу в сопротивлении при различных направлениях поляризации $R_1/R_{\downarrow} = 10$. Фитированием BAX моделью тунеллирования через трапецоидальный барьер с применением параметров барьера, полученных ВЭРФЭС, была восстановленна электронная структура СЭ туннельного перехода для противоположных направлений поляризации СЭ слоя (Рис.2б).



Рис.3. а) Экспериментальные вольт-амперные характеристики снятые с туннельного перехода Cr/BaTiO₃/Pt (точки) и фитирование (линии) моделью туннелирования через трапецоидальный барьер [3]; б) Восстановленный профиль потенциального барьера СЭ туннельного перехода Cr/BaTiO₃/Pt.

- 1. E.Tsymbal, H.Kohlstedt, Science 313, 181-183 (2006)
- 2. M.Zhuravlev, R.Sabirianov, S.Jaswal et al., Phys. Rew. Lett. 94, 246802 (2005).
- 3. A.Gruverman, D.Wu, H.Lu *et al.*, Nano Lett. 9, No. 10, 3539-3543 (2009)
- 4. V.Garcia, S.Fusil, K. Bouzehouane *et al.*, Nature 460, 81-84 (2009)
- 5. A.Chanthbouala, A.Crassour, V. Garcia *et al.*, Nature Nanotechnology 7, 101-104 (2012)
- 6. A.Zenkevich, M.Minnekaev, Yu.Lebediskii *et al.*, Thin Solid Films 520, 4586-4589 (2012)

СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЕ ТУШЕНИЕ РИДБЕРГОВСКИХ СОСТОЯНИЙ АТОМОВ АТОМАМИ ЩЕЛОЧНОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

<u>Мирончук Е.С.</u>¹, Нариц А.А.^{1.2}, Кондорский А.Д.^{1.2}, Лебедев В.С.^{1.2}

¹ Московский физико-технический институт

141700, Московская область, г.Долгопрудный, Институтский пер., д.9

² Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН

119991, г.Москва, Ленинский проспект, д.53

myolena@yandex.ru

Значительный интерес для современной атомной физики представляет изучение радиационных и столкновительных процессов с участием атомномолекулярных систем, в которых определяющую роль играют эффекты, происходящие при очень больших расстояниях между частицами. Примером этого являются процессы с участием атомов и молекул в высоковозбужденных состояниях при их взаимодействии с нейтральными и заряженными частицами, процессы взаимодействия ридберговских атомов друг с другом, процессы с участием ультрахолодных атомов, а также процессы, приводящие к образованию или распаду тяжелых ридберговских систем большого радиуса, состоящих из положительного и отрицательного ионов. В данной работе исследуются эффекты дальнодействующего взаимодействия при тепловых столкновениях ридберговских атомов с атомами щелочноземельных элементов, способных к образованию анионов с малой энергией связи ~ 20 – 150 мэВ.

Конкретные расчеты выполнены для процессов столкновительного тушения высоковозбужденных состояний атомов Rb(nl) и Ne(nl) атомами $Ba(6s^2)$, $Sr(5s^2)$ и $Ca(4s^2)$. Рассмотрен резонансный механизм тушения [1], связанный с переходами между ионным и ридберговскими ковалентными термами квазимолекулы, и традиционный механизм, обусловленный переходами между высоковозбужденными уровнями атома при рассеянии слабосвязанного электрона на возмущающей частице. Первый механизм исследован в рамках подхода, который основан на теории неадиабатических переходов между ионным и ридберговскими ковалентными термами квазимолекулы. При этом использованы полученные в [2] общие формулы для параметра ионно-ковалентной связи, позволяющие точным образом описать изменение волновой функции ридберговского атома в области координат электрона, определяемой характерным размером волновой функции слабосвязанного аниона. Для второго механизма тушения расчет сечений неупругих и квазиупругих переходов между высоковозбужденными уровнями атома проведен в рамках квазиклассической теории [3], основанной на модели квазисвободного электрона с использованием импульсного приближения, нормированной теории возмущений и результатов расчетов [4] фаз рассеяния ультрамедленных электронов на атомах Ca, Sr и Ba из первых принципов.

Анализ эффективностей каждого из указанных механизмов тушения проведен как для случая селективно возбужденных *nl*-уровней с малыми значениями орбитального момента (*l*<<*n*), так и для состояний с большими значениями *l*~*n* (что представляет интерес для исследований в области циркулярных ридберговских состояний). Установлены зависимости соответствующих сечений тушения от главного и орбитального квантовых чисел, квантового дефекта уровня, скорости столкновения и энергии сродства к электрону щелочноземельного атома. В частности, продемонстрирована сильная зависимость величин сечений тушения не только от главного квантового числа n, но и от орбитального момента l. Определены области существенного преобладания вкладов каждого из исследуемых механизмов и проанализирована относительная роль процессов тушения и образования ионной пары в разрушении ридберговских состояний атомов в зависимости от главного квантового числа. Выделены области значений *n*, где оба механизма вносят сравнимый вклад в тушение *nl*-состояний, и в которых, в силу интерференционных эффектов, надежное количественное описание изучаемых процессов может быть дано лишь на основе самосогласованного решения системы уравнений сильной связи для амплитуд переходов.

В результате проведенных расчетов и анализа наглядно продемонстрирована важная роль эффектов дальнодействующего поляризационного взаимодействия электрона с возмущающим атомом в исследуемых процессах. Обсуждаются приложения результатов к экспериментам по изучению процессов, происходящих с переносом электрона, в столкновениях с участием ридберговских атомов.

- 1. Fabrikant I.I., Lebedev V.S. J. Phys. B 33, 1521, 2000.
- Lebedev V.S., Narits A.A. in: Atomic Processes in Basic and Applied Physics, ed. by V.Shevelko and H.Tawara, Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics, Vol. 68, 2012 (Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg), pp. 211-245.
- 3. Lebedev V.S. Collision Processes Involving Highly Excited Atoms and Neutral Particles (Cambridge Scientific Publishers, Cambridge, 2004), 304 pages.
- 4. Bartschat K., Sadeghpour H.R. J. Phys. B 36, L9 (2003).

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И АНАЛИЗ РАЗДЕЛЕНИЯ СМЕСЕЙ ГАЗОВ В НАСОСЕ КНУДСЕНА

<u>Мокроусова Д.В.</u>¹, Додулад О.И.¹, Клосс Ю.Ю.²

¹-Московский Физико-технический институт (Государственный университет) 141700, М.О., г. Долгопрудный, Институтский переулок, д.9.

²-НИЦ «Курчатовский институт»

123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1.

В различных областях науки и техники остро стоит вопрос об очищении и получении определенных концентраций веществ, поэтому задача разделения смесей газов имеет большую экспериментальную ценность. Данная работа посвящена устройству, позволяющему разделять смеси газов – насосу Кнудсена, в классическом виде состоящему из двух резервуаров, соединенных тонкой трубкой. Принцип его работы основан на эффекте теплового скольжения (транспирации), который проявляется вблизи стенок резервуаров, и, поскольку линейные размеры рассматриваемого насоса малы, тепловое скольжение играет большую роль в изменении состояния газа. Ввиду отсутствия движущихся частей, насос Кнудсена имеет ряд преимуществ перед механическими устройствами: износоустойчивость, отсутствие трения и необходимости в смазочных материалах, возможность применения в микроскопических масштабах.

Классический вид насоса был разработан в 1910 г. М. Кнудсеном [1], но построить и протестировать насос Кнудсена удалось лишь в 2008 г. [2]. Построение многокаскадных устройств на его основе осуществить на данный момент не удалось.[3] Таким образом, экспериментальные измерения характеристик насоса затруднены, в связи с чем применяется компьютерное моделирование процессов, происходящих внутри устройства, путем численного решения кинетического уравнения Больцмана. Для этих целей была разработана проблемно-



Рис. 1 Схема насоса Кнудсена

моделирующая среда. [4,5]

Целью данного исследования являлось определение характерных масштабов разделения смесей газов в насосе Кнудсена и оптимальных параметров устройства. Схема моделируемого устройства представлена на рисунке 1.

Была рассмотрена бинарная смесь газов с отношением масс 2:1 и отношением температур резервуаров T_2 : $T_1 = 4:3$ (вдоль трубки создан градиент температуры) и произведено варьирование размеров устройства и, следовательно, числа Кнудсена $Kn = \lambda/d = l/d$ течения газа.

На рисунке 2 представлено отношение разности концентраций различных компонент газа к начальной концентрации для случая Kn = 2 на оси симметрии устройства в зависимости от координаты. Имеет место разделение компонент смеси газа, причем в более горячем резервуаре преобладает легкая компонента.



Максимальное разделение наблюдается при числе Кнудсена *Кn* ≈ 1.

Эффект разделения компонент смеси невелик: порядка 1-2%. Полученный результат совпадает с подобными вычислениями других групп [6]. Применение многокаскадных устройств на основе насоса Кнудсена, предположительно, позволит добиться значимого разделения порядка десятков процентов.

- 1. *Knudsen M.* // Ann. Phys. 1910 г. р. 205.
- 2. Gas pump made of minerals has no moving parts. URL: <u>http://phys.org/news147094299.html</u>. 28 ноября 2008 г.
- 3. *Sone Y*. Molecular Gas Dynamics. Theory, Techniques and Applications. Boston: Birkhäuser, 2007 г. - 658 с.
- 4. Додулад О.И., Клосс Ю.Ю., Рябченков В.В., Черемисин. Ф. Г. Система программных модулей для вычисления интеграла столкновений Больцмана // Вычислительные методы и программирование. 2011г. Т. 12
- Клосс Ю.Ю., Мартынов Д.В., Черемисин Ф. Г. Проблемномоделирующая среда для решения кинетического уравнения Больцмана на тетраэдрических сетках.// Вычислительные методы и программирование. 2011 г. Т. 12
- 6. *Shigeru Takata and Hiroki Umetsu*. Numerical study on effective configurations of the Knudsen pump for separation and compression. AIP Conference Proceedings, 1333(1):998–1003, 2011 г.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПОВЫШЕНИЯ КПД ГИРОПРИБОРОВ ЗА СЧЕТ РЕКУПЕРАЦИИ ОСТАТОЧНОЙ ЭНЕРГЕЕ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

Морозкин М.В.

Институт Прикладной Физики Российской академии наук г. Нижний Новгород,ул Ульянова 46 ,ГСП-120 603950, Россия <u>mikhail.morozkin@gmail.com</u>

Современные гироприборы являются наиболее мощными и эффективными генераторами и усилителями диапазона миллиметровых длин волн, востребованными широким спектром приложений. Генераторы (как правило, гиротроны) используются для электроно-циклотронного резонансного (ЭЦР) нагрева плазмы и управления током в установках управляемого термоядерного синтеза (УТС), для микроволновой высокотемпературной обработки диэлектрических и полупроводниковых материалов, выращивания алмазных пленок и дисков, создания пучков многозарядных ионов, спектроскопии и диагностики различных сред и ряда других приложений. Гироусилители (гиро-ЛБВ, гироклистроны) в первую очередь востребованы для широкого круга задач радиолокации и мониторинга окружающей среды.

С момента создания гироприборы развивались по пути повышения частоты и мощности излучения. Рекуперация остаточной энергии электронного потока является, на данный момент, одним из основных путей повышения их КПД. В гиротронах рекуперация впервые реализована в конце прошлого века [1] и в настоящий момент повсеместно используется в мощных лампах на основном циклотронном резонансе [2]. Относительно недавно в ИПФ РАН был разработан и исследован гиротрон на второй гармонике гирочастоты с прямым выводом СВЧ излучения, оборудованный изолированным коллектором [3]. Эта работа показала, что и в гиротронах работающих на второй гармонике рекуперация способна увеличить КПД в 1.2-1.3 раза.

Теоретически была также исследована эффективность рекуперации в гиротронах на третьей и более высоких гармониках гирочастоты и показано, что для этих приборов, из-за того что их КПД ниже чем на основном циклотронном резонансе (как следствие среднее остаточное значение энергии электронов близко к начальному), рекуперация может быть более эффективной увеличивая КПД в 2-3 раза [4]. Необходимо отметить, что наряду с повышением КПД рекуперация позволяет существенно снизить тепловую нагрузку коллектора, упростить систему охлаждения и получить дополнительные возможности модуляции выходной мощности за счет появления еще одного управляющего электрода. Многоступенчатая рекуперация в гироприборах до сих пор не реализована, хотя предложены различные подходы к разделению энергетических фракций электронного потока, основанные как на использовании локальных неоднородностей магнитного поля, так и на синтезе коллекторов сложной формы с неоднородным магнитным полем и электрическими потенциалами [5-7]. Во многом это объясняется сложностью предлагаемых систем, которая приводит к непреодолимым техническим трудностям.

В гироусилителях, до настоящего момента, рекуперация не использовалась, поскольку открытым остается вопрос об энергетическом спектре электронов после пространства взаимодействия, из-за существенного отличия структуры ВЧ поля в пространстве взаимодействия усилителей и генераторов. В настоящее время в ИПФ РАН проводятся исследования динамики электронного потока в гироусилителях с различными электродинамическими системами и ведется разработка высокоэффективных приборов с использованием схемы рекуперации, которые могут быть востребованы для широкого круга задач радиолокации и связи.

Литература

1. K.Sakamoto, M.Tsuneoka, A.Kasugai, T.Imai, T.Kariya, K.Hayashi and Y.Mitsunaka // Phys. Rev. Lett., 1994, 73, 3532

2. M.Thumm // KIT-SR 7575, 2012, Karlsruhe

3. M.V. Morozkin, M.Yu.Glyavin, G.G.Denisov, A.G.Luchinin // Int. J. IRMM Waves, 2008, 29, 1004

4. M. Glyavin, S. Sabchevski, T. Idehara, I. Ogawa, S. Mitsudo, K. Ohashi, H.Kobayashi // Int. J. IRMM Waves, 2000, 21, 1211

5. R.I.Ives, A.Singh, M.Y.Mizuhara, R.S.Schumacher, V.Granatstein // Proceedings of the 26th Int. Conf. on IRMM Waves, 2001, Toulouse, France, 5-189

6. G.Link, B.Piosczyk, M.Thumm // IEEE Trans. on Plasma Science, 2000, 28, 606

7. М.Ю.Глявин, М.В.Морозкин, М.И.Петелин // Изв. ВУЗов Радиофизика, 2006, 49, 900

ВОЗМОЖНОСТЬ ПЛАЗМОННОГО УСИЛЕНИЯ ТЕРАГЕРЦЕВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ТРАНЗИСТОРНОЙ СТРУКТУРЕ С ДВОЙНЫМ РЕШЕТОЧНЫМ ЗАТВОРОМ, ДВУМЕРНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ КАНАЛОМ И АСИММЕТРИЧНОЙ ЭЛЕМЕНТАРНОЙ ЯЧЕЙКОЙ

Фатеев Д.В., Морозов М.Ю.

Саратовский филиал ИРЭ им.В.А.Котельникова РАН 410019, г.Саратов, ул.Зеленая, д.38

FateevDV@yandex.ru

Плазменные волны в транзисторных структурах с решеточным затвором и двумерным (2M) электронным каналом могут быть использованы как для детектирования, так и для генерации терагерцевого (ТГц) излучения. Неустойчивость Дьконова-Шура используется для индуцирования ТГц излучения в транзиторных структурах с одиночным затворным электродом [1]. Однако в подобных структурах эффективность согласования излучения с плазменными колебаниями в канале структуры достаточно мала из-за огромной разницы между длинами плазменной и электромагнитной волн ТГц диапазона частот. Наиболее эффективным решением проблемы согласования является использование решеточного затворного электрода, который работает как эффективный согласующий антенный элемент. При этом, для возникновения ТГц излучения неустойчивость Дьяконова-Шура требует наличия асимметрии в элементарной ячейке решеточной структуры, которая в геометрически симметричных структурах может возникать только в случае наличия тока в 2М электронном канале. При этом излучение может возникать только при экстремальных, часто недостижимых, значениях скорости электронов в 2М электронном канале. Недавно, ТГц излучение низкой интенсивности наблюдалось из транзисторной структуры с высокой подвижностью электронов с двойным решеточным затвором и симметричной элементарной ячейкой [2,3]. В данной работе предлагается использовать плазмонную транзиторную структуру с двойным решеточным затвором, 2М электронным каналом и асимметричной элементарной ячейкой для генерации ТГц излучения.

Для теоретического исследования усиления ТГц излучения была решена строгая электродинамическая задача о нормальном падении ТГц волны на транзисторную структуру с двойным решеточным затвором и 2М электронным каналом используя метод интегрального уравнения, развитый ранее [4]. Отклик 2М электронной плазмы описывался в рамках гидродинамической модели, с учетом пространственной неоднородности двумерного электронного канала и пространственной дисперсии в 2М электронном канале, возникающей в присутствие постоянного тока дрейфа электронов. Для этого совместно с уравнениями Максвелла решались уравнение Эйлера и уравнение непрерывности в линейном приближении по падающему



Рис.1 Схематическое изображение транзисторной структуры с двойным решеточным затвором, двуменым электронным каналом и асимметричной элементарной ячейкой.



Рис.2 Зависимость коэффициента поглощений транзисторной структуры моизлучения лазера от частоты падающего излучения

полю.

Рассчитанные спектры коэффициентов поглощения (рис.2) демонстрируют резонансные участки с отрицательным коэффициентом поглощения, что означает закачку дополнительной мощности в падающую ТГц волну, т.е. усиление падающей волны. Резонансы соответствуют возбуждению 2М плазменных мод в рассматриваемой структуре. Для расчетов использовались параметры структуры на основе InAlAs/InGaAs/InP: w_1 =200 nm, $s_1 = 200$ nm, $w_2 = 1600$ nm, $s_2 = 400$ nm, d=42 nm, напряжение на подрешетке затвора w_1 - $U_1=0$, напряжение на подрешетке затвора w₂ – U₂=-1,5076 V, плотность постоянного тока дрейфа в канале *j*_{DC}=100 A/m, равновесная концентрация электронов в 2М электронном канале $N_{\rm s}=2.5*10^{12}\,{\rm cm}^{-2}$ и время рассеяния импульса электронов □=2,56 ps.

Таким образом, продемонстрирова-

на возможность усиления ТГц волны при плазмоном резонансе в транзисторной структуре с двойным решеточным затвором, электронным каналом и асимметричной элементарной ячейкой.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 12-02-31888 мол_а.

Литература

- 1. M.Dyakonov, M.Shur // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol. 71. P. 24645.
- 2. T.Otsuji et al. // Appl. Phys. Lett. 2006. Vol. 89. P. 263502.
- 3. T.Otsuji et al. // J. Phys.: Condens. Matter 2008. Vol. 20. P. 384206.
- Д.В.Фатеев, В.В.Попов, М.S.Shur // Физика и техника полупроводников 2010. Т. 44.

– C. 1455.

ИНФРАКРАСНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПНИКТИДОВ ЖЕЛЕЗА-122

Ю.А.Алещенко, <u>А.В.Муратов</u>, В.М.Пудалов Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН 119991, г.Москва, Ленинский проспект, д.53 avmuratov@mail.ru

В работе представлены результаты исследования спектров инфракрасного (ИК) отражения объемных монокристаллов пниктидов железа состава $Ba_{0.6}K_{0.4}Fe_2As_2$ ($T_c=37$ K) и $Ba_{0.65}Na_{0.35}Fe_2As_2$ ($T_c=29.4$ K) в широком спектральном диапазоне при температурах 5 - 300 K.



Рис.1. Низкочастотная область спектров отражения $Ba_{0.6}K_{0.4}Fe_2As_2$ (a) и $Ba_{0.65}Na_{0.35}Fe_2As_2$ (b), снятые при температурах 5, 40, 50 K.

Температурное поведение спектров отражения в низкочастотной области (рис.1) является свидетельством формирования сверхпроводящей энергетической щели при температуре ниже T_c . Близость коэффициентов отражения обоих образцов к единице в сверхпроводящем состоянии в области волновых чисел, меньших $2\Delta/hc$ (h – постоянная Планка, с – скорость света), свидетельствует о формировании симметричной энергетической щели (s-тип спаривания) [1].

Изменения, происходящие при переходе в сверхпроводящее состояние, отражаются на частотной зависимости отношения коэффициентов отражения $R(T) / R(T \ge T_c)$ в виде пика в области низких частот (рис.2). Ряд характерных особенностей [2] его правого крыла позволяют предположить для Ba_{0.6}K_{0.4}Fe₂As₂ формирование нескольких сверхпроводящих щелей с величинами $2\Delta = 13$, 19 и 25 мэB ($2\Delta /k_bT_c = 4$, 5.9, 7.8). Показано соответствие полученных значений с результатами других экспериментов и расчетом оптической проводимости, например [3,4]. Для Ва_{0.65}Na_{0.35}Fe₂As₂ спектры ИК отражения получены впервые. Для этого соединения зарегистрирована одна щель $2\Delta = 17.4$ мэВ ($2\Delta / k_b T_c = 6.5$).



Рис.2. Спектры отношения коэффициентов отражения $R(T_1) / R(T_2 \ge T_c)$ для Ba_{0.6}K_{0.4}Fe₂As₂ (a) и Ba_{0.65}Na_{0.35}Fe₂As₂ (b).

Проявление сверхпроводящих щелей в спектрах отражения в далекой ИК- области свидетельствует о том, что сверхпроводимость в исследованных монокристаллах соответствует «грязному» пределу.

- 1. L.Degiorgi, E.J.Nicol, O.Klein, G.Gruner, P.Wachter, S.M.Huang, J.Wily, R.B.Kaner, Phys. Rev. B **49**,7012 (1994).
- K.W.Kim, M.Rössle, A.Dubroka, V.K.Malik, T.Wolf, C.Bernhard, Evidence for multiple superconducting gaps in optimally doped BaFe_{1.87}Co_{0.13}As₂ from infrared spectroscopy, Phys. Rev. B **81**, 214508 (2010).
- H.Ding, P.Richard, K.Nakayama, T.Sugawara, T.Arakane, Y.Sekiba, A.Takayama, S.Souma, T.Sato, T.Takahashi, Z.Wang, X.Dai, Z.Fang, G.F.Chen, J.L.Luo, N.L.Wang, Europhys. Lett. 83, 47001 (2008).
- 4. G.Li, W.Z.Hu, J.Dong, Z.Li, P.Zheng, G.F.Chen, J.L.Luo, N.L.Wang, Probing the Superconducting Energy Gap from Infrared Spectroscopy on a $Ba_{0.6}K_{0.4}Fe_2As_2$ Single Crystal with $T_c = 37$ K, Phys. Rev. Lett. **101**, 107004 (2008).

4. НАНОСТРУКТУРИРОВАННАЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ ПЛАТФОРМА ДЛЯ ЭПИТАКСИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СОЕДИНЕНИЙ И ФОРМИРОВАНИЯ АНСАМБЛЕЙ НАНОЧАСТИЦ

<u>Муслимов А.Э.</u>, Каневский В.М. Институт кристаллографии им.А.В.Шубникова РАН *119333, г.Москва, Ленинский пр-т, д.59* <u>amuslimov@mail.ru</u>

Работы по созданию подложечных монокристаллов с наноструктурированной поверхности весьма актуальны на сегодняшний день. Во первых, применение таких подложек могло бы стать перспективным, для нанесения пленок полупроводниковых материалов с сохранением высокого структурного совершенства даже при сравнительно большом несоответствии параметров решёток (графоэпитаксия, реализованная на наноуровне). Кроме того, наноразмерный рельеф подложки можно использовать как эффективный шаблон для самоорганизации металлических нанокластеров, которые сегодня находят широкое применение в оптических устройствах. Среди используемых подложечных кристаллов, наиболее применяемым является лейкосапфир. В нашей работе продемонстрирована возможность создания наноструктурированных подложек лейкосапфира с заданными параметрами рельефа и некоторые их применения.

Подложки лейкосапфира с шероховатостью менее 0,3 нм и разориентацией в диапазоне углов 0,03-5°, относительно базисной плоскости, отжигались на воздухе и в вакууме(~0,13 Па), в диапазоне температур 900-1400°С. Была получена серия наноструктурированных подложек (рис.1) с заданными параметрами рельефа, определяемыми углом разориентации и температурой отжига и проведен анализ полученных результатов.



Рис.1. Фрагмент рельефа поверхности наноструктурированной лейкосапфировой подложки. На врезке – АСМ изображение подложки.

Полученные нанорельефные подложки лейкосапфира применялись для эпитаксиального выращивания пленок теллурида кадмия. На подложках подвергшихся только химико-механической полировке наблюдался поликристаллический рост изза повышенной концентрации дефектов на поверхности. На подложках лейкосапфира, отожженных в вакууме, наблюдался также поликристаллический рост, из-за нарушения стехиометрии оксида алюминия в приповерхностном слое, поскольку поверхность в процессе отжига в вакууме обедняется кислородом. Только на гладких подложках, подвергнутых отжигу на воздухе и содержащих систему гладких террас и ступеней, имел место эпитаксиальный рост (рис.2) теллурида кадмия с ориентацией кристаллитов плоскостью (111) параллельно подложке с соблюдением следующих ориентационных соотношений:







На подложках лейкосапфира, отожженных в вакууме, наблюдался рост поликристаллических пленок. Это может быть объяснено нарушением стехиометрии оксида алюминия в приповерхностном слое, поскольку поверхность в процессе отжига в вакууме обедняется кислородом.

Поскольку, параметры рельефа (рис.1) близки к длинам волн оптического диапазона, то при нанесении соответствующего покрытия они могли бы также найти и оптическое применение. В ходе исследовательских работ по нанесению покрытия золота на наноструктурированные сапфировые пластины, найдены условия формирования наноточек золота с плотностью 20-25 объектов на 1 мкм и нитей золота с длиной 200–400 нм (рис.3).



Fig.3. ACM- изображения наночастиц золота, нанесенных на наноструктурированные сапфировые подложки.

Таким образом, показана перспективность использования наноструктурированных кристаллических подложек для эпитаксии полупроводниковых соединений и формирования ансамблей наночастиц.

ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МАЛОЙ МОЩНОСТИ НА ТОНКИЕ ПЛЕНКИ АМОРФНОГО КРЕМНИЯ

<u>Нефедов Д.В.</u>¹, Сердобинцев А.А.^{1,2}, Маркин А.В.² ¹Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, г. Саратов,

²Саратовский государственный

университет им. Н.Г. Чернышевского, г. Саратов

Формирование нанокристаллитов кремния в аморфных кремниевых пленках путем кристаллизации аморфного кремния импульсным лазерным излучением является одним из наиболее интересных и перспективных методов, поскольку, локальный характер лазерных обработок, позволяющих модифицировать определенные микроучастки, приобретает все большую практическую ценность [1]. В то же время, практически не уделено внимания воздействию лазерного излучения малой мощности на структуру тонких аморфных пленок.

Исходная пленка аморфного гидрогенизированного кремния (a-Si:H) толщиной порядка 80 нм была получена методом разложения моносилана (SiH₄) в СВЧ плазме газового разряда, пленка аморфного кремния (a-Si) толщиной порядка 100 нм была получена методом магнетронного распыления.

Регистрацию спектров комбинационного рассеяния света (КРС) и лазерное воздействие осуществляли с помощью зондовой нанолаборатории Ntegra Spectra. В качестве источника излучения использовали твердотельный лазер с длиной волны 473 нм и максимальной выходной мощностью 35 мВт.

После аппроксимации полученных спектров, было обнаружено, что максимум аморфного пика исходной пленки a-Si:H (рис. 1a, сплошная линия) находится в области 471 см⁻¹, ширина пика на полувысоте составляет 62 см⁻¹, после лазерного воздействия с мощностью излучения 35 мВт пик сместился в область 518 см⁻¹ (рис. 1a, пунктирная линия), а его ширина на полувысоте уменьшилась до 11,6 см⁻¹. Что касается пленки a-Si, то пик, характеризующий аморфную фазу (рис. 1б, сплошная линия), находится в области 467 см⁻¹ и имеет ширину на полувысоте 74,3 см⁻¹. После воздействия лазерным излучением (рис. 1б, пунктирная линия) пик сместился в область 519 см⁻¹, а его ширина на полувысоте составила 12,7 см⁻¹. Смещение пика в область больших волновых чисел и уменьшение его ширины свидетельствует о возникновении областей, сформированных из нанокристаллов кремния [2].

Согласно [3], по расположению пиков в области 520 см⁻¹ можно рассчитать средний размер нанокристаллитов кремния по формуле:

$$d = 2 \pi (B/\Delta \omega)^{1/2}, \tag{1}$$

где $B=2 \ nm^{2} \ast cm^{-1}$, $\Delta \omega$ – разность между пиком характерным для объемного кристаллического кремния (521 см⁻¹) и пиком нанокристаллического кремния. В случае a-Si:Н максимум пика приходится на область 518 см⁻¹, средний размер кристаллита рассчитанный по формуле (1), будет составлять 5,13 нм. Для пленки a-Si максимум пика находится в области 519 см⁻¹, и размер кристаллита составил 6,28 нм.



Рис. 1. Спектры КРС: а) - пленка a-Si:H, б) - пленка a-Si, сплошная линия – исходная пленка, пунктирная линия – пленка после лазерного воздействия мощностью 35 мВт.

Концентрацию нанокристаллитов в данной точке можно рассчитать по формуле [3]:

$$X_c = I_c / (I_c + \eta I_a), \tag{2}$$

где I_c и I_a – интенсивности кристаллической и аморфной компонент, соответственно, определяются из спектров пленок подвергнутых лазерному воздействию, η – коэффициент рассеяния, который для кристаллитов в несколько нанометров принимается равным 1. Таким образом, концентрация нанокристаллической фазы в пленке a-Si:H будет составлять порядка 81%, а в пленке a-Si – 84%.

Полученные результаты свидетельствуют о возможности формирования кремниевых нанокристаллитов в пленках как аморфного, так и аморфного гидрогенизированного кремния под действием непрерывного лазерного излучения малой мощности.

- 1. Качурин Г.А., Черкова С.Г. и др. // ФТП. 2008. Т. 42, №2. С. 181-186.
- 2. Казанский А.Г., Теруков Е.И. и др. // ФТП. 2011. Т. 45, №4. С. 518-523.
- 3. Wu X. L. Siu G. G., Tong S. // Appl. Phys. Lett. 1996. Vol. 69, No4. P. 523-525.

ГАММА-ДЕТЕКТОР НА ОСНОВЕ СЖАТОГО КСЕНОНА С ВЫСОКИМ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИ РАЗРЕШЕНИЕМ

<u>Новиков А.С.</u>, Улин С.Е., Дмитренко В.В., Грачев В.М., Утешев З.М., Власик К.Ф., Шустов А.Е. НИЯУ МИФИ

115409, г.Москва, Каширское шоссе, д.31

В современной гамма-спектрометрии большое внимание уделяется созданию новых гамма-детекторов, обеспечивающих высокое энергетическое разрешение. Одним из них является гамма-детектор на основе сжатого ксенона, раз-НИЯУ МИФИ [1,2]. Он обладает следующими физикоработанный в высокое энергетическое техническими характеристиками: разрешение ((1,7±0,1)% для гамма-линии 662 кэВ); возможность работы в широком диапазоне температур (вплоть до 100 °C), что существенно превосходит температурные возможности полупроводниковых детекторов, работающих при криогенных температурах; эффективность регистрации гамма-квантов, которая сравнима с эффективностью регистрации сцинтилляционного детектора (NaI) при идентичной массе рабочего вещества; энергетический диапазон регистрируемых гаммаквантов 50 кэВ – 5 МэВ; ресурс работы более 10 лет.

Однако у данного гамма-детектора имеется существенный недостаток, а именно высокая чувствительность к вибро-акустическим воздействиям, ухудшающая его спектрометрические характеристики. Обычно для защиты гаммаспектрометрических приборов от этого воздействия применяются различные амортизаторы и звукопоглощающие материалы, но, к сожалению, данные меры не всегда эффективны и приводят к значительному увеличению массы и габаритов измерительной аппаратуры. В данной работе используется новый метод решения данной проблемы – цифровая обработка электрических сигналов, поступающих с ксенонового гамма-детектора. Для этой цели был создан алгоритм и соответствующее программное обеспечение, реализованное в электронном блоке, в котором используется программируемая логическая интегральная схема (ПЛИС), работающей в режиме «on-line». На выходе электронного блока формируются готовые энергетические спектры. Результаты применения созданной методики представлены на Рис. 1 и Рис.2. Стоит отметить, что при использовании аналоговой электроники (прибор "Kolibri" фирмы GreenStar) при акустической нагрузке ~70-80 дБ энергетическое разрешение ухудшается более, чем в 10 раз. Кроме того, использование метода цифровой обработки сигналов обеспечивает существенное улучшение энергетического разрешения детектора

((1,7-1,8)% на линии 662 кэВ по сравнению с (2,1-2,4)% при аналоговой обработке). Необходимо подчеркнуть, что разработанный алгоритм в адаптированном виде может использоваться для других типов детекторов, что позволит улучшить их спектрометрические характеристики.





Рис. 1. Спектры от гамма-источника ¹³⁷Cs при акустической нагрузке 50 и 90 дБ.

Рис.2 Зависимость энергетического разрешения для энергии 662 кэВ от уровня акустического воздействия.

Для уменьшения массы ксенонового детектора, а также расширения диапазона регистрируемых гамма-квантов толщина его металлического корпуса была



уменьшена с 3 мм до 1 мм, а сам корпус был обмотан композитным материалом, как показано на рисунке. При этом масса детектора уменьшилась с 6 кг до 2,5 кг, и появилась возможность регистрировать гамма-кванты, начиная с энергии 30 кэВ.

Таким образом усовершенстованный ксеноновый гаммадетектор может найти широкое примение как В фундументальных, прикладных так И В исследованиях. Например, контроль за работой ядерных реакторов, контроль за перемещением радиоактивных и делящихся материалов, тамо-

женный радиационный контроль, анализ изотопного состава радионуклидов, экологический мониторинг, в частности с использованием беспилотных летательных аппаратов, противодействие ядерному терроризму и др. [2].

Литература

1.Улин С.Е. Гамма-спектрометры на сжатом ксеноне (разработка, исследование характеристик и применение) Диссертация на соискание ученой степени д.ф.м.н.,2000 г.

2. С.Е. Улин, В.В. Дмитренко, В.М. Грачев, З.М. Утешев, К.Ф. Власик, А.С. Новиков, Экологические системы и приборы №7. 2010 г. с. 3-10, Москва, 2010 г.

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ В ВТСП КОМПОЗИТАХ

Осипов М.А., Руднев И.А.

Национальный Исследовательский Ядерный Университет МИФИ 115409, г.Москва, Каширское шоссе, д.31

Одной из главных характеристик современных высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) является значение критического тока, то есть максимального тока, который можно пропустить через сверхпроводник при данных внешних условиях. Для корректировки производства ВТСП лент с целью улучшения их характеристик необходимо исследовать уже произведенные материалы. Однако для этого недостаточно знания только интегральных свойств образца, таких как критический ток, намагниченность или магнитная восприимчивость. Необходимо исследование структуры сверхпроводника на микроскопическом уровне. Но ВТСП ленты являются сложной многожильной или многослойной структурой и применение традиционных локальных методов структурных исследований затруднено наличием медного или серебряного защитного слоя. Удаление же защитных слоев может привести к структурным изменениям в материале. Важная информация о строении сверхпроводящего слоя в ленте, его однородности, наличии дефектов может содержаться в картине распределения плотности тока в ВТСП при помещении его во внешнее магнитное поле. Сама же локальная плотность тока в сверхпроводнике может быть рассчитана из картины распределения магнитного поля над поверхностью образца.

Для наблюдения локального распределения проникновения магнитного потока возможно использование сканирующей магнитной микроскопии, включающей в себя такие методы, как сканирующая СКВИД микроскопия, сканирующая холловская микроскопия, магнито-силовая микроскопия, а также декорирование с помощью мелких (5–20 нм) магнитных частиц. Одним из главных недостатков этих методик является то, что они позволяют наблюдать лишь статическое распределение магнитного поля. Избежать этой проблемы позволяет визуализация магнитного поля при помощи магнитооптических пленок. Использование магнитооптики позволяет сочетать высокое пространственное разрешение и чувствительность по полю со сравнительно большой сканируемой поверхностью образца и малым временем эксперимента. Пример визуализации процесса перемагничивания ВТСП ленты приведен на рис. 1.



Рис.1. Визуализация перемагничивания ВТСП ленты II-го поколения во внешнем поперечном магнитном поле. Более светлые области соответствуют более высокому значению поля. На рисунках указаны номер снимка и значение внешнего магнитного поля в мТл. Температура образца T=40K

Качественные и количественные изображения распределения магнитного потока позволяют рассчитать величину и пространственное распределение локального критического тока, изучить особенности формирования критического состояния, получить информацию об однородности материала и т.п. Применение магнитооптики также оказывается практически безальтернативным для детального изучения топологии технологических и производственных дефектов в ВТСП лентах второго поколения, так как наличие медного или серебряного защитного слоя не позволяет использовать традиционные локальные методы структурных исследований, например, электронную или сканирующую зондовую микроскопию. Контроль качества производимых ВТСП лент методами магнитооптики позволяет выработать научно-обоснованные рекомендации по корректировке имеющихся методик создания сверхпроводящих материалов с целью улучшения их характеристик.

ГЕНЕРАЦИЯ ТРЕТЬЕЙ ГАРМОНИКИ В ОТРИЦАТЕЛЬНО-ПОЛОЖИТЕЛЬНО ПРЕЛОМЛЯЮЩЕЙ СРЕДЕ

Остроухова Е.И.

Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ 115409, г.Москва, Каширское шоссе, д.31 katerina20490@yandex.ru

В отличие от генерации второй гармоники, невозможной в структурах с центром инверсии, процесс генерации третьей гармоники (ГТГ) разрешен всегда. Однако ГТГ сопровождается явлениями кросс- и автомодуляции, которые способствуют возникновению набега фазы волны, индуцированного самой волной или волной другой частоты, что приводит к динамическому нарушению фазового синхронизма. Рассматривается нелинейная метасреда, являющаяся отрицательно преломляющей (ОП) на частоте основной волны и положительно преломляющей на частоте третьей гармоники. Для излучения, распространяющегося в ОП среде, характерно то, что направления переноса энергии и фазы волны противоположно направлены. Полагается, что фазовые скорости взаимодействующих волн сонаправлены, так что потоки их энергий будут антинаправленными. Система, описывающая одномерный случай коллинеарного распространения плоских волн в приближении медленно меняющихся амплитуд, в нормированных переменных выглядит так:

$$\begin{cases} -i\frac{\partial e_{1}}{\partial \zeta} - \frac{D_{1}}{2}\frac{\partial^{2} e_{1}}{\partial \tau^{2}} + e_{1}^{*2} e_{3} + \frac{\chi_{12}}{\chi_{11}} e_{1}|e_{1}|^{2} + \frac{\chi_{13}}{\chi_{11}} e_{1}|e_{3}|^{2} = 0, \\ i\left(\frac{\partial e_{3}}{\partial \zeta} + \delta\frac{\partial e_{3}}{\partial \tau}\right) - \frac{D_{3}}{2}\frac{\partial^{2} e_{3}}{\partial \tau^{2}} + \Delta e_{3} + e_{1}^{3} + \frac{\chi_{32}}{\chi_{31}} e_{3}|e_{3}|^{2} + \frac{\chi_{33}}{\chi_{31}} e_{3}|e_{1}|^{2} = 0. \end{cases}$$
(1)

Здесь e_1 – комплексная амплитуда основной волны, e_3 – комплексная амплитуда третьей гармоники. ζ , τ – нормированные переменные, отвечающие расстоянию и времени. $\Delta = (k_3 - 3k_1)L$ – мера нарушения фазового синхронизма или фазовая расстройка, L – длина образца. Нелинейные кубические восприимчивости есть: $\chi_{11} = \chi^{(3)}(\omega; \omega, -\omega, -\omega), \ \chi_{12} = \chi^{(3)}(\omega; \omega, -\omega, \omega), \ \chi_{13} = \chi^{(3)}(\omega; \omega, -3\omega, 3\omega); \ \chi_{31} = \chi^{(3)}(3\omega; \omega, \omega, \omega), \ \chi_{32} = \chi^{(3)}(3\omega; 3\omega, -3\omega, 3\omega), \ \chi_{33} = \chi^{(3)}(3\omega; 3\omega, -\omega, \omega).$ Параметр $\delta = c(v_{g1}^{-1} + v_{g3}^{-1})$ характеризует разбегание импульсов основной и утроенной частоты, D_1 , D_3 – коэффициенты дисперсии групповых скоростей. Пусть $e_1 = a \exp(i\varphi_1), \ e_3 = b \exp(i\varphi_3)$. ГТГ полагается происходящей при граничных условиях: $a(\zeta = 0) = a_0, \ b(\zeta = l) = 0$.

В случае непрерывных волн система (1) сводится к уравнениям: $b^2 - a^2 = c_0^2 = const - сохранение полного потока мощности и$

$$\cos(\varphi_3 - 3\varphi_1) = f(b) = -\frac{pb/c_0 + q(b/c_0)^3}{(1 + (b/c_0)^2)^{3/2}},$$

где параметр р зависит от фазовой расстройки, а параметр q определяется только нелинейными свойствами среды. Функция f(b) вещественна, ограничена и с увеличением амплитуды гармоники стремится к -q. Таким образом, амплитуда третьей гармоники может принимать все возможные с учетом сохранения полного потока мощности значения только при $|q| \le 1$. Также необходимо учитывать значения фазовой расстройки. Так, при превышении параметром р критического значения, определяемого из уравнения $4p_{cr}^3 = 27(p_{cr} - q)$, условие $|f(b)| \le 1$ перестает выполняться для некоторых значений аргумента, что ведет к ограничениям на возможную величину амплитуды гармоники. В такой ситуации полная перекачка энергии основной волны в волну третьей гармоники оказывается невозможной (рис. 1). В случае одновременного выполнения условий $|q| \le 1$ и $|p| \le p_{cr}$ амплитуда гармоники монотонно убывает с увеличением ζ (направление распространения фазы основной волны), иначе, ее поведение носит осциллирующий характер.



Рис.1. Эффективность преобразования волны накачки в гармонику при различных фазовых расстройках Δ . Графики сверху вниз соответствуют: $\Delta = 0$, $\Delta = 4$, $\Delta = 5$, $\Delta = \Delta_{cr} = 3\sqrt{3}$, $\Delta = 5.4$.

Без учета влияния эффектов самовоздействия, амплитуда третьей гармоники выражается аналитически через эллиптическую функцию Вейерштрасса. В положительно преломляющей на обеих частотах среде полное преобразование энергии основной волны в гармонику и монотонный характер изменения амплитуд взаимодействующих волн, в отличие от рассмотренного случая, возможны только при точном фазовом синхронизме.

НОВЫЙ ПОДХОД К ВЫЧИСЛЕНИЮ ДАЛЬНЕГО ПОЛЯ ПЛАНАРНЫХ МЕТАМАТЕРИАЛОВ

Климов В.В.¹, <u>Павлов А.А.²</u> ¹ Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН *119991, г.Москва, Ленинский проспект, д.53* ² Московский государственный университет им.М.В.Ломоносова физический факультет *119991. г.Москва, ул.Ленинские горы, д.1* **аа.payloy@physics.msu.ru**

В последнее время проводятся многочисленные экспериментальные исследования метаматериалов [1][2]. Однако теоретический анализ взаимодействия электромагнитного излучения с наночастицами сложной формы затруднен. В своей работе мы демонстрируем возможность качественного исследования оптических свойств планарного метаматериала, состоящего из мета-атомов сложной формы, с помощью метода мультипольных моментов. Суть метода мультипольных моментов состоит в представлении токов, индуцированных падающей волной внутри наночастиц в виде осциллирующих мультиполей, излучающих рассеянное поле. Таким образом появляется возможность вычислить параметры поля в волновой зоне, в том числе параметры Стокса, что представляет интерес в том числе для исследований метаматериалов, состоящих из киральных частиц.

Рассеянное поле, выраженное через токи внутри частицы:

$$\mathbf{E}_{sc} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \int \int \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}', t) e^{ik_0 R}}{R} dV' dt,$$

где **j** – плотность индуцированных токов, k_0 – волновой вектор падающей волны, $R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$, \mathbf{r}' – радиус-вектор элемента объема dV'.

Через мультипольные моменты рассеянное электрическое поле выражается по формулам:

$$\begin{split} \mathbf{E}_{sc}^{d} &= \frac{2\pi k_{0}i}{\Delta S} e^{ik_{0}\sqrt{z^{2}}} (d_{x}\mathbf{i} + d_{y}\mathbf{j}), \\ \mathbf{E}_{sc}^{Qm} &= \frac{2\pi k_{0}^{2}}{\Delta S} e^{ik_{0}\sqrt{z^{2}}} \frac{z}{\sqrt{z^{2}}} \Big(\left(\hat{\mathbf{M}}\mathbf{k} \right)_{x} \mathbf{i} + \left(\hat{\mathbf{M}}\mathbf{k} \right)_{y} \mathbf{j} \Big), \end{split}$$

где \mathbf{E}_{sc}^{d} – поле от плоскости из осциллирующих электрических дипольных моментов $\mathbf{d} = \frac{\varepsilon - 1}{4\pi} \int \mathbf{E}(\mathbf{r}') dV'$, \mathbf{E}_{sc}^{Qm} – поле совмещенного магнитного дипольного и электрического квадрупольного моментов $\hat{\mathbf{M}}\mathbf{n} = \frac{\varepsilon - 1}{4\pi} \int \mathbf{E}(\mathbf{r}')(\mathbf{nr}') dV'$ (их можно разделить, если принять во внимание, что симметричная часть тензора $\hat{\mathbf{M}}$ соответствует электрическому квадрупольному моменту, а антисимметричная –

магнитному дипольному).

В качестве иллюстрации использования метода мультипольных моментов, были исследованы оптические свойства планарного метаматериала, состоящего из H-наночастиц.

- 1. Zhongyang Li et al. Manipulating the plasmon-induced transparency in tera hertz metamaterials. Optics Express, 2011, Vol. 19, Issue 9, pp. 8912-8919.
- 2. Na Liu et al. Plasmonic analogue of electromagnetically induced transparency at the Drude damping limit. Nature Materials, 2009, Vol. 8, pp. 758-762.
- 3. W.Cai, V.Shalaev. Optical Metamaterials Fundamentals and Applications. Springer, 2009.
- 4. В.Климов. Наноплазмоника. Физматлит, 2009.
- 5. J.D.Jackson. Classical Electrodynamics. Wiley, 1999.

СОГЛАСОВАННЫЙ LDA'+DMFT ПОДХОД ДЛЯ СИЛЬНО-КОРРЕЛИРОВАННЫХ СИСТЕМ

<u>Павлов Н.С.¹</u>, Некрасов И.А.¹, Садовский М.В.^{1,2} ¹Институт электрофизики УрО РАН 620016, г.Екатеринбург, ул.Амундсена, д.106 ²Институт физики металлов УрО РАН 620990, г.Екатеринбург, ул.С.Ковалевской, д.18 pavlovns@gmail.com

В современной физике конденсированного состояния интенсивно исследуются сильно коррелированные соединения. К ним относится большинство соединений, содержащих d или f химические элементы, например, широкощелевые диэлектрики, высокотемпературные сверхпроводники, системы с тяжёлыми фермионами и т.д. Теоретическое описание электронных свойств сильно коррелированных систем за-частую проводят в рамках объединённого подхода – теории функционала электронной плотности в приближении локальной электронной плотности (DFT/LDA) и теории динамического среднего поля (DMFT) – LDA+DMFT [1].

В данной работе предложен согласованный путь решения проблемы поправки на двойной учёт, возникающей при объединении двух сформулированных на совершенно разной основе зонных подходов: функционала электронной плотности и модели Хаббарда. Причина проблемы поправки на двойной учёт связана с невозможностью представить обменно-корреляционную энергию в LDA приближении в терминах модели Хаббарда и наоборот. Поэтому нами предложено не учитывать обменно-корреляционный вклад в LDA расчёте только для сильно коррелированных электронных состояний (d или f). Тогда на языке функционала электронной плотности, выражение для гамильтониана, назовём его $H_{LDA'}$, принимает вид:

$$\hat{H}_{\text{LDA}'} = -\frac{\hbar^2}{2m_e}\Delta + V_{\text{ion}}(\mathbf{r}) + \int d^3r' \,\rho(\mathbf{r}')V_{ee}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') + V_{\text{xc}}^{\text{LDA}}(\rho'),$$

где первые три слагаемых такие же как в общепринятом LDA (кинетическая энергия, ионный потенциал и электрон-электронное взаимодействие), а последнее слагаемое – обменно-корреляционный потенциал – считается, используя не полную зарядовую электронную плотность, равную:

$$ho'(\mathbf{r}) = \sum_{i
eq i_d} |arphi_i(\mathbf{r})|^2,$$

где индекс i_d обозначает сильно-коррелированные состояния, для которых корреляционные эффекты затем будут учтены в рамках DMFT.

В результате в LDA' для сильно-коррелированных состояний электронное взаимодействие остаётся только вида Хартри. Поэтому для дальнейшего использо-вания в DMFT поправку на двойной учёт необходимо брать согласовано так же в приближении Хартри для модели Хаббарда, однако возможно использование любого другого приближения для поправки на двойной учёт, существующего на данный момент [2,3]. Данный подход получил название LDA'+DMFT [4].

В рамках LDA'+DMFT с поправкой на двойной учёт в виде Хартри исследованы наиболее типичные представители двух классов сильно коррелированных систем: диэлектрики с переносом заряда MnO, CoO, NiO и коррелированные металлы SrVO₃, Sr₂RuO₄. Для них получены плотности состояний, спектральные функции и оптические проводимости. Результаты LDA'+DMFT для NiO и CoO качественно лучше, чем результаты LDA+DMFT с поправкой на двойной учёт в виде Хартри, поскольку в LDA+DMFT они находятся в металлической фазе. Впервые в расчётах MnO, CoO, NiO были учтены 4s состояния, которые имеют большую ширину и располагаются по энергии практически до уровня Ферми, попадая в щель. Тем не менее, для MnO, CoO, NiO получено хорошее согласие с фотоэмиссионными и оптическими спектрами (на Рис.1 изображены результаты для NiO). Для сильно коррелированных металлов в LDA'+DMFT наблюдается хорошее согласие с предыдущими LDA+DMFT расчётами и существующими экспериментами.



Рис.1. Сравнение LDA+DMFT и LDA'+DMFT плотностей состояний с фотоэмиссионными спектрами (справа) и оптических проводимостей с экспериментальными данными (слева).

В общем, результаты LDA'+DMFT дают лучшее количественное согласие с экспериментальными данными (величиной щели и положением кислородных состояний), по сравнению с LDA+DMFT результатами. Результаты работы опубликованы в [3,4].

- K.Held, et al., in Quantum Simulations of Complex Many-Body Systems: From Theory to Algorithms, (Eds. J. Grotendorst, D. Marks, A. Muramatsu) NIC Series Volume 10 (2002) p. 175, (arXiv:cond-mat/0112079v1)
- 2. M.Karolak, et al. Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena 181, 1, 11 (2010).
- 3. I.A.Nekrasov, N.S.Pavlov, M.V.Sadovskii, arXiv:1208.4732.
- 4. I.A.Nekrasov, N.S.Pavlov, M.V.Sadovskii, Письма в ЖЭТФ 95, 659 (2012).

ИЗУЧЕНИЕ СИНХРОННЫХ РЕЖИМОВ ГЕНЕРАЦИИ В ЦЕПОЧКЕ ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ КОНТАКТОВ

<u>Панкратова Е.В.</u>¹, Панкратов А.Л.^{2,3}

 ¹Волжская государственная академия водного транспорта, 603950, г.Нижний Новгород, ул.Нестерова, д.5а
 ²Институт физики микроструктур РАН 603950, г.Нижний Новгород, ул.Ульянова, д.46
 ³Нижегородский государственный технический университет им.Р.Е.Алексеева 603950, г.Нижний Новгород, ул.Минина, д.24 pankratova@aqua.sci-nnov.ru

Изучение генерации СВЧ-излучения джозефсоновским контактом, находящимся под постоянным напряжением (так называемого нестационарного эффекта Джозефсона [1,2]), имеет большое значение для фундаментальных и прикладных исследований по сверхпроводимости. Особый интерес, в частности, вызывают многоэлементные системы связанных джозефсоновских контактов, использование которых в режиме когерентного излучения позволяет получить существенное увеличение мощности генерации различных СВЧ устройств [3-5].

В данной работе рассматриваются цепочки, состоящие из различного числа п линейно связанных джозефсоновских контактов. Проведенные численные расчеты вольт-амперных характеристик (ВАХ) показали, что их вид существенно зависит от параметров системы. В частности, увеличение значения параметра связи є приводит к увеличению расстояния между ступеньками и увеличению их высоты, Рис.1.



Рис.1. Вольт-амперные характеристики, полученные при (*a*) *ε*=1.0 и (б) *ε*=5.0; *n*=10, *α*=0.1.

Изучены условия существования различных синхронных режимов. Показано, что в системе могут устанавливаться как синфазные режимы, так и более сложные синхронные режимы со сдвигом фаз. Примеры различных реализаций, наблюдаемых в системе при изменении параметра постоянного тока *I*, представлены на Рис.2. Проведен анализ влияния параметров системы на изменение мощности генерируемого излучения.



Рис.2. Изменение во времени напряжения на первом (черная кривая), среднем (пунктирная кривая) и последнем (серая кривая) контакте цепочки

при *n*=10, *ε*=5.0, *α*=0.1.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 12-01-00498_а) и Министерства образования и науки РФ (договор № 11.G34.31.0039).

- B.D.Josephson. Possible new effects in superconductive tunneling, Phys. Lett., 1, 251-253 (1962).
- 2 К.К.Лихарев. Введение в динамику джозефсоновских переходов. М.: Нау ка, (1985).
- 3 A.K.Jain, K.K.Likharev, J.E.Lukens, J.E.Sauvageau. Mutual phase locking in Josephson junction arrays, Phys. Reports, vol. 109, pp 309-426 (1984).
- 4 P.Hadley, M.R.Beasley, K.Wiesenfeld, Phase locking of Josephson junction ar rays, Appl. Phys. Lett., vol. 52, pp. 1619-1621 (1988).
 - 5 K.Wiesenfeld, S.P.Benz, P.A.A.Booi, Phase-locked oscillator optimization for arrays of Josephson junctions, J. Appl. Phys., vol. 76, pp. 3835-3846 (1994).
РАСПРОСТОРАНЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В АНИЗОТРОПНОЙ НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ С ДИСПЕРСИЕЙ

<u>Пасека О.И.</u>, Сухоруков А.П.

Московский государственный университет им.М.В.Ломоносова 119991. г.Москва, ул.Ленинские горы, д.1

paseka@physics.msu.ru

Предельно короткие оптические импульсы (ПКИ), содержащие несколько колебаний электромагнитного поля, находят все более широкое применение в нелинейной оптике, медицине, спектроскопии и диагностике сверхбыстрых процессов и материалов, в лазерной физике при изучении взаимодействия света с веществом, в телекоммуникационных системах и других областях [1]. Импульсы, содержащие всего три - пять осцилляций поля, получены экспериментально в ближнем инфракрасном диапазоне длин волн с помощью параметрических генераторов [2, 3]. В данной работе исследуется процессы распространения оптических импульсов, состоящих из малого числа колебаний, в нелинейной диспергирующей среде. Изучается распространение обыкновенной и необыкновенной компонент поля в анизотропной среде при наличии групповой и фазовой расстроек. Приводятся результаты численного моделирования связанных уравнений для компонент электрического поля.

В работе анализируется система уравнений

$$\frac{\partial E_1}{\partial z} = \Gamma_1 \frac{\partial^3 E_1}{\partial \tau^3} + \beta \frac{\partial (E_1 E_2)}{\partial \tau}$$

$$\frac{\partial E_2}{\partial z} = \Gamma_2 \frac{\partial^3 E_2}{\partial \tau^3} + \frac{\beta}{2} \frac{\partial E_1^2}{\partial \tau} + \nu \frac{\partial E_2}{\partial \tau}$$
(1)

где E_1 и E_2 - компоненты полного поля в анизотропной среде, $v = \frac{1}{c_1} - \frac{1}{c_2}$ - расстройка

скоростей, $\tau = t - \frac{z}{c_1}$ - бегущее время, Γ_i - коэффициент дисперсси третьего порядка, i=1,2, β - коэффициент квадратичной нелинейности. Для возможности сжатия импульса существенно то, что в уравнении (1) перед четвёртым слагаемым стоит знак минус. Среда полагается диэлектрической и однородной. Начальный импульс, подаваемый на вход в среду, имеет вид

$$E_{1}(z=0,\tau) = E_{10}e^{-\tau^{2}/T_{0}^{2}}\sin(\omega_{1}\tau)$$

$$E_{2}(z=0,\tau) = 0$$
(2)

Уравнение (1) решается численными методами с начальным условием вида (2). Наблюдается процесс генерации второй гармоники (при некоторых значениях параметров системы (1)).

Также существует второй подход к решению системы (1), где считается медленно меняющимся не профиль волны, а ее амплитуда, это метод ММА. Подставим в систему (1)

$$E_{1} = \frac{1}{2} (A_{1}(z,\tau)e^{i\omega_{1}\tau} + A_{1}^{*}(z,\tau)e^{-i\omega_{1}\tau})$$

$$E_{2} = \frac{1}{2} (A_{2}(z,\tau)e^{i\omega_{2}\tau} + A_{2}^{*}(z,\tau)e^{-i\omega_{2}\tau})$$
(3)

и получим после преобразований

$$3\Gamma_{1}\omega_{1}^{2} = D,$$

$$z' = z, \ \tau' = \tau - Dz,$$

$$q_{1} = \Gamma_{1}\omega_{1}^{3}, \ q_{2} = \Gamma_{2}\omega_{2}^{3} - \nu\omega_{2}$$

$$\Delta k = q_{2} - 2q_{1} = 8\Gamma_{2}\omega_{1}^{3} - 2\nu\omega_{1} - 2\Gamma_{1}\omega_{1}^{3} = 2\omega_{1}^{3}(4\Gamma_{2} - \Gamma_{1}) - 2\nu\omega_{1}$$
(4)

систему

$$A_{1} = \widetilde{A}_{1}e^{-iq_{1}z}, A_{2} = \widetilde{A}_{2}e^{-iq_{2}z}, D_{1} = 3\Gamma_{1}\omega_{1}, D_{2} = 3\Gamma_{2}\omega_{2}, \frac{\beta\omega_{1}}{2} = \gamma$$

$$\frac{\partial\widetilde{A}_{1}}{\partial z} = +iD_{1}\frac{\partial^{2}\widetilde{A}_{1}}{\partial \tau'^{2}} + i\gamma\widetilde{A}_{1}^{*}\widetilde{A}_{2}e^{-i\Delta kz}$$

$$\frac{\partial\widetilde{A}_{2}}{\partial z} = +iD_{2}\frac{\partial^{2}\widetilde{A}_{2}}{\partial \tau'^{2}} - (3\Gamma_{2}\omega_{2}^{2} - 3\Gamma_{1}\omega_{1}^{2} - \nu)\frac{\partial\widetilde{A}_{2}}{\partial \tau'} + i\gamma\widetilde{A}_{1}^{2}e^{+i\Delta kz}$$
(5)

Интересно отметить, что система (5), использующая пренебрежения МММА, дает численные результаты, близкие к системе (1) с начальным условием аналогичным (2) только для случая, когда начальное число подаваемых импульсов велико, больше 10. Это объясняется тем, что в (5) при использовании подстановки (3) в волновых числах для обоих импульсах появляются дополнительные слагаемые, характеризующие свойства среды. Групповая и фазовая расстройки вносят свой вклад в картину распространения имппульсов в такой среде.

Автор благодарит за поддержку РФФИ (проект 11-02-00681), а также ФЦП Минобрнауки РФ (ГК 16.740.11.0577).

- 1. Й.Херман, Б.Вильгельми "Лазеры сверхкоротких световых импульсов" М.:Мир, 1986.
- 2. A.Baltuska, Z.Wei et al. //Opt. Lett. 1997. V. 22. P. 102.
- 3. T.Beddard, M.Ebrahimzadeh // Opt. Lett. 2000. V. 25. P. 1052.

ВЛИЯНИЕ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ СФЕРИЧЕСКОЙ НАНОАНТЕННЫ НА СПЕКТР РЕЗОНАНСНОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ БЛИЗКО РАСПОЛОЖЕННОГО ДВУХУРОВНЕВОГО АТОМА

Пастухов В. М., Владимирова Ю. В., Задков В. Н.

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

pastukhov@physics.msu.ru

В настоящее время одним из наиболее интересных направлений развития современной науки является изучение физических явлений на наноразмерных масштабах, вплоть до одиночных атомов и молекул. Наноплазмоника – одно из таких направлений, в котором изучаются явления, связанные с колебаниями электронов проводимости в металлических наноструктурах и наночастицах и взаимодействием этих колебаний со светом, атомами и молекулами, с целью создания сложных оптических наноустройств [1, 2].

Металлические наночастицы также называют наноантеннами, поскольку они, по аналогии с радиоантеннами, преобразуют дальнее электромагнитное поле в ближнее [1, 2]. Таким образом, наноантенны позволяют эффективно концентрировать энергию падающего излучения в нанометровой области и управлять процессами излучения квантовой системы, расположенной вблизи наночастицы [2].

Современные нанотехнологии позволяют синтезировать наночастицы практически произвольной формы и состава [1]. Металлическая сферическая наноантенна (мы полагаем, что наносфера сделана из серебра $\varepsilon = -15.37 + i 0.231$; радиус а = 20 нм; длина волны падающего лазерного излучения λ =632.8 нм) является простейшим примерно наноантенны, для которой возможно аналитическое решение [3].

Важно отметить, что, кроме локализации поля, наноантенна влияет на излучательные свойства (скорость спонтанного перехода и частоту перехода) близко расположенной квантовой системы (атом, молекула, квантовая точка). В большинстве работ, связанных с изучением влияния металлических наночастиц на излучательные свойства атомов, исследуется именно изменение скорости спонтанного перехода [3, 4]. Работ, посвященных изучению влияния нанообъектов на спектр резонансной флуоресценции и антигруппировку фотонов, относительно немного [5, 6]. В данной работе изучен спектр резонансной флуоресценции двухуровневого атома, расположенного близко к поверхности сферической наноантенны. Показано, что спектр зависит от нескольких ключевых параметров: радиуса наносферы, положения атома относительно наносферы; отстройки частоты падающего на сферу лазерного излучения от частоты перехода атома; ширины линии падающего лазерного излучения [5, 6, 7].

Наряду со спектром резонансной флуоресценции, рассмотрен эффект антигруппировки фотонов в присутствии наносферы. Следует отметить, что данный эффект был предсказан и в дальнейшем экспериментально подтвержден для флуоресцентного излучения двухуровневых атомов натрия [6, 7].

Детальное понимание процессов взаимодействия квантовых излучателей и нанообъектов является важным при создании наноразмерных сенсоров, для ближнепольной микроскопии и для спектроскопии отдельных атомов и молекул [8, 9].

- Palash Bharadwaj, Bradley Deutsch, and Lukas Novotny. "Optical Antennas". B: Adv. Opt. Photon. 13, 438–483, (2009).
- 6. L. Novotny and N. van Hulst, Nat. Photonics 5, 83 (2011).
- 7. V V Klimov, M Ducloy, and V S Letokhov. "Spontaneous emission of an atom in the presence of nanobodies". B: Quantum Electronics **31**, 569 (2001).
- 8. Gu Y., Huang L., Martin O.J.F. Resonance fluorescence of single molecules assisted by a plasmonic structure // B: Phys. Rev. B May 2010, № 81.19. p. 193103-1 193103-4.
- 9. Yu.V. Vladimirova, V.V. Klimov, V.M. Pastukhov, V.N.Zadkov, Phys. Rev. A85, 053408 (2012).
- 10.B. R. Mollow, Phys. Rev. 178, 1969 (1969).
- 11.H. J. Kimble and L. Mandel, Phys. Rev. A13, 2123 (1976).
- 12.S. M. Flores and J. L. Toca-Herrera, Nanoscale 1, 40 (2009).
- 13.F. J. Garcia de Abajo, Rev. Mod. Phys. 82, 209 (2010).

КОРРЕЛЯЦИЯ МЕЖФОТОННЫХ ИНТЕРВАЛОВ МЕРЦАЮЩЕЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ НАНОКРИСТАЛЛОВ CDSE КАК КРИТЕРИЙ ЕДИНСТВЕННОСТИ НАНОКРИСТАЛА

Витухновский А.Г.¹, <u>Переверзев А.Ю.^{1,2}</u>, Федянин В.В.^{1,3} ¹Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН *119991, г.Москва, Ленинский проспект, д.53* ²Московский физико-технический институт *141170, Московская область, г.Долгопрудный, Институтский пер., д.9* ³Московский педагогический государственный университет *119571, г.Москва, пр.Вернадского, д.88.*

pereverzev_ay@mail.ru

При исследовании мерцающей люминесценции полупроводниковых нанокристаллов проводится первичная проверка того, что сигнал принимается именно от одиночной точки, а не от нескольких. В качестве критерия принимается функция распределения величины сигнала за время усреднения [1]. Одиночной точкой считается такая точка, у которой наблюдается два хорошо разделенных пика в распределении итенсивности, относящиеся к светлому и темному состоянию нанокристалла. Те точки, у которых не удается разделить два пика обычно не исследуются. Одним из способов определения одиночности исследуемого нанокристалла являются эксперименты по группировке и антигруппировке фотонов.

В работе [2] было показано, что интервалы времени между двумя последовательно зарегистрированными фотонами излучения от нанокристалла при непрерывном возуждении обладают значительной корреляцией, причем вид кореляционной функции нанокристалла определяется наличием мерцающей люминесценции и ее степенным распределением.

В настоящей работе было показано, что вид корреляционной кривой может служить критерием одиночности измеряемого нанокристалла. В отличие от экспериментов по группировке и антигруппировке фотонов, в работе задействован только один фотоприемник.

В работе экспериментально исследовали мерцание флуоресценции полупроводниковых нанокристаллов CdSe размером 3.6 нм при непрерывном возбуждении излучением лазера с длиной волны 376 нм. При этом регистрировали абсолютное время прихода каждого фотона люминесценции, испущенного нанокристаллом, с разрешением 4 пс. Корреляционная функция для траекторий интенсивности с хорошо разделенными пиками (рис.1(а) слева) имеет экспоненциальный вид в высокой точностью приближения (рис.1(а) справа). У траекторий интенсивности, где присутствует более двух пиков (рис.1(б) слева), кореляционная функция существенно отклоняется от экспоненты (рис.1(б) справа).

Такое различие позволяет с большей точностью определять, какие данные следует относить к одиночному образцу, а какие - к их ансамблю, таким образом исследовать непосредственно флуктуации индивидуальных точек, что и является основной задачей конфокальной микроскопии.



Рис.1. Сравнение корреляционных функций для нанокристаллов с двумя хорошо разделёнными пиками (а) и несколькими пиками (б). Распределения интенсивности справа, соовтветствующие корреляционные функции справа. Результат приближения экспонентой обозначен пунктиром. Время усреднения 10 мс.

Литература

F.D.Stefani, X.Zhong, W.Knoll et al., New J. Phys., 7, 195, (2005).
 Переверзев А.Ю., Федянин В.В., Витухновский А.Г. и др., Письма в ЖЭТФ, 96, 17, (2012).

РЕЦИКЛИНГ ПРОДУКТОВ ЭРОЗИИ КАТОДА В ОТРИЦАТЕЛЬНОМ КОРОННОМ РАЗРЯДЕ

Амиров Р.Х.¹, Коростылев Е.В.², <u>Пестовский Н.В.^{2,3}</u>, Петров А.А.^{2,3}, Савинов С.Ю.^{2,3}, Самойлов И.С.¹ ¹Объединенный институт высоких температур РАН *125412, г.Москва, ул.Ижорская, д.13, стр.2* ² Московский физико-технический институт *141700, Московская область, г.Долгопрудный, Институтский пер., д.9* ³Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН *119991, г.Москва, Ленинский проспект, д.53* <u>samosval@mail15.com</u>

Отрицательный коронный разряд в режиме импульсов Тричела [1] является источником наночастиц, формирующихся в результате эрозии катодной поверхности [2]. При этом может наблюдаться возврат продуктов эрозии на катодную поверхность и оседание в виде кристаллических и дендритоподобных наноструктур [3]. Так, например, в воздухе при атмосферном давлении рециклинг наблюдается в случае медных и серебряных катодов, но не наблюдается при использовании катодов, изготовленных из графита или алюминия. Ранее установлено, что причиной эрозии катода в отрицательном коронном разряде являются электровзрывные процессы [4]. Целью данной работы является объяснение рециклинга и его избирательного свойства по отношению к катодному материалу при условии реализации электровзрывного механизма эрозии.

Отрицательный коронный разряд исследовался в воздухе в режиме импульсов Тричела в электродной конфигурации острие - плоскость. После разряда катоды исследовались при помощи растровых электронных микроскопов Jeol JSM-7001F и FEI Quanta 200 с разрешением ~ 1 нм.

Обнаружено, что продуктами эрозии катода являются наночастицы размером ~ 10 нм. Была разработана одномерная модель динамики продуктов эрозии в электродном промежутке. Основными уравнениями модели являются уравнение движения (1), уравнение зарядки частицы (2), и уравнение баланса тепла на поверхности частицы (3):

$$m\frac{dV}{dt} = F_{dr} + F_{el} \tag{1}$$

$$\frac{1}{S}\frac{dq}{dt} = j_{\rm T} + j_{pl} \tag{2}$$

$$mc\frac{dT}{dt} = P_{drag} + P_{rad}$$
(3)

Здесь m – масса частицы, V – скорость, F_{dr} – сила трения, F_{el} – сила электростатического притяжения, S – площадь поверхности частицы, q –заряд, j_T – плотность тока термоэмиссии на поверхности частицы, j_{pl} – плотность тока ионов и электронов из разрядной плазмы, с – теплоемкость материала, T – температура, P_{drag} - мощность теплообмена в результате столкновений с молекулами воздуха, P_{rad} – мощность радиационного охлаждения.



Рис.1. Динамика медной частицы диаметром 10 нм: 1 – рециклинг наблюдается при

- начальной скорости 500 м/с;
- 2 рециклинг не наблюдается при начальной скорости 1100 м/с.



Рис.2. Динамика медной частицы при начальной скорости 1000 м/с и температуре 4800 К: 1 – радиус частицы 3 нм; 2 – 4 нм; 3 – 5 нм; 4 – 6 нм.

Согласно результатам моделирования, рециклинг объясняется зарядкой наночастиц положительными ионами (рис.1), а также в результате термоэлектронной эмиссии (рис.2), и электростатическим притяжением. Избирательное свойство рециклинга объясняется различием начальной скорости, температуры и размера наночастиц из различных материалов. Предложенная модель рециклинга согласуется с электровзрывным механизмом эрозии катода в отрицательном коронном разряде.

Работа поддержана грантом РФФИ № 12-08-01223, и выполнена с использованием оборудования ЦКП МФТИ - контракт № 16.552.11.7022

- Loeb L.B. Electrical Coronas. Their Basic Physical Mechanisms. Berkeley, CA: Univ. California Press, (1965) 694 p.
- 2. Nolan P.J. and Kuffel E. Geofisica Pura e Applicata, 36 (1957) 201.
- 3. Асиновский Э.И., Петров А.А., Самойлов И.С. ЖТФ, 78 (2008) 137.
- Petrov A.A., Amirov R.H. and Samoylov I.S. IEEE Transactions on Plasma Sciences, 37 (2009) 1146–1149.

ФОРМИРОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО СПЛАВА НА ОСНОВЕ УГЛЕРОДИСТОЙ СТАЛИ С ПОМОЩЬЮ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СИЛЬНОТОЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

<u>Петров В.И.</u>, Марков А.Б. Институт сильноточной электроники СО РАН 634055, г.Томск, пр.Академический, д.2/3 petrov@lve.hcei.tsc.ru

Известны различные способы нанесения покрытий [1, 2]: плазменные, газоплазменные, электродуговые, магнетронные, детонационные, диффузионные и другие. Все эти способы широко используются в промышленности, но в ряде случаев могут проявляться и их недостатки: низкая прочность самого слоя; малая адгезия наносимого слоя к основе; высокая пористость; рыхлость нанесенных слоев. Следствием этого является низкая износостойкость покрытия. Одним из способов существенного улучшения адгезии и уменьшения пористости покрытия является использование электронно-пучкового миксинга. Электронно-пучковый миксинг — это процесс формирования тонкого слоя сплава на поверхности обрабатываемой детали с предварительно нанесенной тонкой пленкой другого материала. Формируемая при этом структура называется поверхностным сплавом.

Основное отличие поверхностного сплава от покрытия это отсутствие границы раздела между наносимым покрытием и подложкой. Поверхностный слой с заданным химическим составом оказывается вплавленным в подложку и составляет с ней единое целое. Не существует отдельно покрытия и подложки, а существует единый конгломерат, состоящий из материала подложки и поверхностного сплава.

В данной работе поверхностные сплавы формировались на установке «РИТМ-СП». Установка «РИТМ-СП» предназначена для формирования функциональных поверхностных сплавов контролируемого состава на металлических изделиях. Установка позволяет получать низкоэнергетический сильноточный электронный пучок (НСЭП) с энергией до 30 кэВ и длительностью импульса 2–4 мкс [3].

Процесс формирования поверхностных сплавов можно разделить на два этапа. Первый - подготовка поверхности образцов к нанесению покрытия, которая позволяет снизить вероятность локального отслоения пленки от подложки. Второй этап непосредственно формирование сплава, включающий нанесение тонких слоев покрытия с их последующим вплавлением в подложку. Многократное повторение этих двух операций позволяет варьировать толщину покрытия в зависимости от задачи. Оптимальный выбор параметров нанесения и перемешивания слоя, позволяет проплавить систему пленка-подложка и тем самым произвести перемешивание материалов за счет массопереноса.

В промышленности практически повсеместно применяются углеродистые стали. Повышение коррозионной стойкости, износостойкости и улучшение других параметров этих материалов является актуальной задачей.



ности образцов.

В работе выбраны режимы для формирования поверхностного сплава углеродистой и нержавеющей сталей с помощью источника НСЭП. Оптимизированы параметры нанесения пленок с помощью магнетронной распылительной системы. Установлено, что химический состав на поверхности образцов со сформированным поверхностным сплавом толщиной более 2,5 мкм соответст-

вует химическому составу напыляемой нержавеющей стали (Рис.1).

В результате формирования поверхностного сплава с нержавеющей сталью удалось улучшить свойства поверхности Ст3: снизить шероховатость в три раза и повысить микротвердость почти в два раза (Рис.2).



Рис.2. Шероховатость (а) и микротвердость (б) поверхности образцов.

- 1. Е.Берлин, С.Двинин, Л.Сейдман. Вакуумная технология и оборудование для нанесения и травления тонких пленок. – М.: Техносфера, 2007.
- 2. Б.С.Данилин. Вакуумное нанесение тонких пленок. М.: Энергия 1967, 312с.
- 3. A.B.Markov, A.V.Mikov, G.E.Ozur, A.G.Padei, Instruments and Experimental Techniques, 54, 862-866, (2011).

ТРИ СТАДИИ В РАЗВИТИИ ПОВЕРХНОСТНОГО БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА, ВОЗБУЖДАЕМОГО ИМПУЛЬСОМ УМЕРЕННОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

<u>Петряков А.</u>, Акишев Ю., Апонин Г., Балакирев А., Грушин М.,.Каральник В, Трушкин Н. *ГНЦ РФ ТРИНИТИ* ул. Пушковых вл.12, Троицк, Москва, 142190, Россия <u>shurik_na@bk.ru</u>

Поверхностные барьерные разряды при атмосферном давлении можно разделить на две группы: сильноточные разряды (так называемые «скользящие разряды»), используемые в основном в лазерной технике [1], и слаботочные разряды, которые широко используются для обработки поверхности [2], в биомедицине [3], для управления потоком газа и т.д.

Объект исследования данной работы – слаботочный поверхностный барьерный разряд (ПБР) в геометрии острие – плоскость. Разряд зажигается в одиночном импульсе высокого напряжения отрицательной полярности (фронт импульса ~1мкс). Исследование развития структуры разряда проводилось в аргоне и воздухе при давлении 300торр и 750торр. Было обнаружено наличие трех стадий развития ПБР и доказано, что лист плазмы расширяется вдоль барьера не только на стадии роста тока разряда, но и на стадии спада тока.

Первая стадия соответствует росту тока разряда при подаче импульса напряжения. Развитие ПБР на этой стадии представляет собой быстрое распространение пробоев или локальных переходов из Таунсендовского разряда в тлеющий (другими словами, быстрое распространение поверхностной волны ионизации, формирующей лист плазмы).

Вторая стадия соответствует быстрому спаду тока разряда, однако радиус листа плазмы при этом практически не изменяется. Происходит выравнивание поверхностного потенциала вдоль листа плазмы, сформированного в первой стадии.

Третья стадия импульсного ПБР соответствует медленному уменьшению тока разряда и сопровождается дальнейшим расширением листа плазмы вдоль барьера. Длительность стадии значительно превосходит длительность первой и второй стадий. Расширение листа плазмы – последствие выравнивания потенциала во второй стадии.



Рис.1. а) и б) – мгновенные фотографии поверхностного барьерного разряда (вид сверху) в отрицательном импульсе напряжения в геометрии острие-плоскость в аргоне (P=1 атм.) и осциллограмма тока и напряжения разряда. Снимки синхронизованы с током и напряжением разряда. Время экспозиции – 200нс; интервал между снимками 100нс. Номера фотографий 1-4 соответствуют положению меток на оси времени на Рис.1б.

На Рис.1 фотографии с номерами 1 и 2 соответствуют первой стадии развития разряда, фотография номер 3 – второй стадии, фотография номер 4 – третьей.

Работа поддержана Российским Фондом Фундаментальных Исследований грант № 12-02-31840-мол_а.

- 1. Кузьмин Г. П., Тарасенко В. Ф., Скользящий разряд с СО₂ и в эксимерных лазерах, «Радиотехника и электроника», 1984, т. 29, в. 7,с. 1217
- Cernak M., Rahel J., et al. Generation of Thin Surface Plasma Layers for Atmospheric-Pressure Surface Treatments – Contrib. Plasma Phys., 2004,vol.44, p.492-495.
- Ehlbeck J., Schnabel U., et al. Low temperature atmospheric pressure plasma sources for microbial decontamination - J. Phys. D: Appl. Phys. 2011, vol.44, 013002 (18pp)

КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ФЕРРОБОРАТОВ

<u>Плохов Д.И.¹</u>, Попов А.И.², Звездин А.К.¹, Костюченко Н.В.^{1,3} ¹Институт общей физики им.А.М.Прохорова РАН *119991, г.Москва, ул.Вавилова, д.38* ²Национальный исследовательский университет МИЭТ *Москва, г.Зеленоград, проезд 4806, д.5* ³Московский физико-технический институт *141170, Московская область, г.Долгопрудный, Институткий пер., д.9* <u>dmitry.plokhov@gmail.com</u>

В последние годы магнитоэлектрические (МЭ) материалы привлекают к себе все возрастающее внимание. На протяжении своей более чем полувековой истории они представляли лишь академический интерес в силу малой величины магнито-электрического эффекта (МЭЭ). И лишь недавно были синтезированы новые материалы с достаточно большой величиной этого эффекта. Замечательны МЭ материалы, прежде всего, возможностью управления магнитным состоянием вещества с помощью электрического поля и наоборот. Эти новые эффекты, безусловно, открывают интересные практические перспективы, однако, и многие фундаментальные проблемы, относящиеся к природе этих эффектов, все еще не решены.

Среди МЭ материалов значительный интерес представляет новый класс (несобственных) мультиферроиков: редкоземельные (РЗ) ферробораты RFe₃(BO₃)₄, которые имеют ромбоэдрическую кристаллическую структуру, характеризующуюся пространственной группой R32.

МЭ свойства исследуемых материалов в основном определяются наличием РЗ ионов. Большой орбитальный момент РЗ иона, слабая спин-орбитальная связь и низко-симметричное кристаллическое поле приводят к тому, что одноионные механизмы МЭЭ в случае РЗ ионов доминируют над двухионными механизмами, типичными для d-ионов. Рассматривается два механизма возникновения поляризации ферроборатов: за счет индуцирования магнитным полем электрического дипольного момента РЗ ионов (электронный механизм) и за счет смещения подрешеток в кристалле друг относительно друга (ионный механизм).

В работе развит квантовомеханический подход к описанию МЭЭ ферроборатов, позволяющий дать не только качественное (как феноменологические теории), но и количественное описание МЭ свойств этих соединений, в первую очередь зависимости электрической поляризации от величины и ориентации магнитного поля и температуры. Проведено сравнение теоретических результатов с экспериментальными данными [1], показавшее хорошее их согласие (см.рис.1 и 2).

Работа поддержана РФФИ (гранты 10-02-00846 и 11-02-12170).



Рис.1. Электрическая поляризация вдоль кристаллографической оси а в магнитном поле Н || а и Н || b для ферроборатов самария и неодима.



Рис.2. Температурные зависимости поляризации вдоль кристаллографической оси а для ферроборатов самария и неодима в продольном магнитом поле.

Литература

1 А.М.Кадомцева и др., Физика низких температур, 2010, т. 36, № 6, с. 640.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ БИОЛОГИЧЕСКИХ МОЛЕКУЛ С АЛМАЗОПОДОБНЫМИ СТРУКТУРАМИ

Мельник Н.Н., <u>Пляшечник О.С.</u>, Переведенцева Е.В. Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН *119991, г.Москва, Ленинский проспект, д.53* lelya.reshma@mail.ru

В данной работе изучалась система: подложка с нанесенной на нее алмазоподобной структурой + биологическая молекула (лизоцим), адсорбированная на подложку. Исследования проводились методами люминесценции и комбинационного рассеяния света.

В работе [1] показано, что если на поверхность наноалмазов нанести биологические молекулы, то изменяется форма спектра фотолюминесценции исходного наноалмаза, хотя биологическая молекула не обладает собственной фотолюминесценцией. Было сделано предположение, что возможно взаимодействие наноалмазов С нанесенными биологическими на них молекулами может происходить через поверхностные состояния и важную роль в этом играют графитоподобные наночастицы на поверхности наноалмаза. Возбужденные электроны поверхности наноалмазов могут туннелировать как в саму структуру, так и в биологическую молекулу. Возбужденный электрон, поглотившийся биологической молекулой, нерациационно отдает часть своей энергии молекуле, может туннелировать в наноалмаз с меньшей энергией. Результатом такого процесса является дополнительный пик в люминесцентных спектрах.

В отличие от наноалмазов изучаемые нами образцы представляют собой алмазоподобные пленки, чья поверхностная площадь меньше поверхностной площади наноалмазов. Более того, некоторые пленки по структуре отличались от классических алмазных пленок. Представляет интерес изучить описанный выше эффект на данных образцах.

На рис.1 представлено сравнение спектров, снятых при одинаковых условиях до нанесения лизоцима (кривая 1) и после (кривая 2). Видно, что при наличии биологической молекулы на поверхности спектр люминесценции изменяется – появляется дополнительный максимум, накладывающийся на максимум алмазоподобной пленки. Таким образом, ближайшее окружение проявляет себя [2]. Подобные экспериментальные данные повторяются с алмазоподобными пленками, полученными разными методами. Это говорит о

том, что данная методика может служить дополнительным источником информации для исследования биологических молекул.



рис.1

- 1 E.Perevedentseva, N.Melnik, C.-Y.Tsai, Y.-C.Lin, M.Kazaryan, C.-L.Cheng, JOURNAL OF APPLIED PHYSICS 109, 034704 _2011
- 2 N.N.Melnik, Yu.G.Sadofyev, T.N.Zavaritskaya, L.K.Vodop'yanov, Nanotech nology 11 (2000) 252–255

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУРНЫХ И ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СОЕДИНЕНИЙ АЗВ5

Подольская Н.И. Санкт-Петербургский филиал Межведомственного Суперкомпьютерного центра РАН 194021, г.Санкт-Петербург, улица Политехническая, д.26. Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН 194021, г.Санкт-Петербург, Политехническая ул., д.26 СПбУНОЦ нанотехнологий РАН 195220, г.Санкт-Петербург, ул.Хлопина, д.8, корп.3 <u>n.i.podolska@gmail.com</u>

Многокомпонентные соединения $A^{III}B^{V}$, в особенности нитриды III группы, являются базовыми материалами для микро- и оптоэлектроники (светоизлучающие приборы ИК, видимого и УФ спектральных диапазонов, оптоэлектроника среднего ИК диапазона, транзисторы, СВЧ-электроника и др.). Постоянное развитие технологии получения этих материалов и гетероструктур на их основе, а также расширение областей их применения требуют все более детального понимания и количественного предсказания микроструктуры и термодинамических свойств многокомпонентных соединений $A^{III}B^{V}$. При этом, если методики структурных измерений все более и более совершенствуются, то экспериментальные исследования термодинамических свойств соединений на основе $A^{III}B^{V}$ базируются, как правило, на косвенных измерениях и, как следствие, точность их определения часто оказывается не отвечающей современным требованиям. В случае же нитридов большинство разработанных экспериментальных методик просто не могут быть реализованы на практике.

В настоящее время в мировом масштабе наблюдается все возрастающий интерес к исследованию процессов формирования и изучению свойств нового класса материалов – низкоразмерных наноструктур на основе III-V нитевидных нанокристаллов (ННК). ННК представляют собой нанообъекты, высота которых в 100 и более раз превышает их диаметр, составляющий порядка 10 – 100 нм. Актуальность исследований структур пониженной размерности на основе III-V соединений объясняется необходимостью решения важной задачи - создания новых непланарных полупроводниковых наноматериалов и наносистем с контролируемыми свойствами.

Нанооптоэлектронные приборы на основе ННК, охватывающие как излучатели света, так и, например, солнечные элементы [1] и волноводы [2], имеют прекрасную перспективу уже в ближайшем будущем, так как они, помимо большей эффективности

и меньшей стоимости по сравнению с монолитными устройствами (на основе объемных материалов и толстых пленок), вследствие сверхмалых размеров позволят осуществлять интеграцию опто- и микроэлектронных приборов со сверхвысокой плотностью на едином чипе. За счет малого поперечного размера, возникают более широкие возможности внедрения более узкозонного нановключения в широкозонную матрицу ННК, или «квантовой точки в ННК», что может быть использовано в качестве эммитеров одиночных фотонов [3].

Механизм образования и роста по механизму Пар-Жидкость-Кристалл полупроводниковых ННК обычно исследуется с использованием континуальных моделей роста кристаллов. Необходимо отметить, что при этом достаточно много ключевых параметров (например, химический потенциал, поверхностная энергия и др.) не могут быть определены экспериментально или в рамках континуальных моделей. Влияние этих параметров на рост и образование ННК на сегодняшний день до сих пор остается не в полной мере понятным [4]. В этом случае, численное моделирование является инструментом, позволяющим исследовать процессы нуклеации и роста ННК на атомарном масштабе.

В докладе будет представлена оптимизированная методика моделирования структурных и термодинамических свойств объемных материалов на основе многокомпонентных полупроводниковых соединений $A^{III}B^{V}$, а также новая термодинамическая (статистическая) модель предсказания их термодинамических свойств (параметр взаимодействия, энергия смешения, энтальпия, энтропия, фазовые диаграммы, химические потенциалы и др.). Кроме того, будет показано как разработанные методики и модели могут быть использованы для анализа свойств, а том числе специфических (например, поверхностная энергия), низкоразмерных полупроводниковых наноструктур.

- 1 M.Law, L.E.Greene, J.C.Johnson, R.Saykally, P.Yang, "Nanowire dye- sensitized solar cells," Nature Materials 4, 455 (2005).
- 2 M.Law, D.Sirbuly, J.Johnson, J.Goldberger, R.Saykally, P.Yang, "Nanorib bonwaveguides for subwavelength photonics integration," Science 305, 1269-1273 (2004).
- 3 M.Borgstrom, V.Zwiller, E.Moller, A.Imamoglu, "Optically bright quantum dots in single nanowires," Nano Lett. 5, 1439-1443 (2005).
- 4 В.Г.Дубровский, Г.Э.Цырлин, В.М.Устинов. «Полупроводниковые ните видные нанокристаллы: синтез, свойства, применения (Обзор)». ФТП, 2009, т. 43, вып. 12, с. 1585–1628

СТОЛКНОВИТЕЛЬНЫЕ КОМПЛЕКСЫ КИСЛОРОДА X-O2 КАК НОВЫЙ ИСТОЧНИК ОБРАЗОВАНИЯ СИНГЛЕТНОГО КИСЛОРОДА O₂(A¹A_G)

<u>Пыряева А.П.¹</u>, Гольдорт В.Г.², Кочубей С.А.², Бакланов А.В.¹ ¹⁾Институт химической кинетики и горения СО РАН *630090, г.Новосибирск, ул.Институтская, д.3* ²⁾Институт физики полупроводников СО РАН *630090, г.Новосибирск, пр.академика Лаврентьева, д.13* <u>alra.pyryaeva@gmail.com</u>

Молекулярный кислород очень слабо поглощает излучение во всем спектральном диапазоне от УФ- до ИК-области. Так, все оптические переходы в этом спектральном диапазоне в молекуле кислорода запрещены по спину и/или орбитальной симметрии, результатом чего являются очень малые значения сечения поглощения фотона. Однако наличие молекулярного окружения приводит к росту величины сечения поглощения излучения кислородом на порядки, в некоторых случаях – до значений, наблюдаемых для разрешенных переходов. Такие условия реализуются в столкновительных комплексах X-O₂: при столкновении молекул в газовой фазе, при взаимодействии молекул кислорода с молекулами растворителя в жидкости или с молекулами в твердых криогенных матрицах.

Исследование фотохимических реакций в таких комплексах позволяет понять механизмы влияния слабосвязанного окружения на механизмы фотопревращений молекул, а также представляет собой большой фундаментальный интерес, так как на сегодняшний день основными объектами исследования в фотохимии являются индивидуальные молекулы.

Фотовозбуждение столкновительных комплексов X-O₂ приводит к радикально новой фотохимии кислорода. Возбуждение комплексов X-O₂ с энергией кванта даже ниже порога диссоциации кислорода λ >242.4 нм может приводить к образованию активных форм молекул O₂, образование которых при фотовозбуждении отдельных молекул кислорода строго запрещено.

В работе [1] был обнаружен и описан новый, неизвестный ранее процесс образования синглетного кислорода $O_2(a^1\Delta_g)$ при УФ-фотовозбуждении столкновительных комплексов O_2 - O_2 . Молекулы синглетного кислорода $O_2(a^1\Delta_g)$ благодаря своей высокой реакционной способности играют ключевую роль в многообразных природных фотобиологических и фотохимических процессах, в том

числе в фото-процессах земной атмосферы, а также находят широкое применение в практических приложениях: лазерная физика, медицина и другие области.

В настоящей работе основное внимание уделено качественному и количественному описанию механизма нового фотохимического процесса образования $O_2(a^1\Delta_g)$ при лазерном УФ-фотовозбуждении столкновительных комплексов O_2 - O_2 , азот-кислород N_2 - O_2 и изопрен-кислород C_5H_8 - O_2 в газовой фазе. В ходе экспериментов чистый кислород или смеси O_2 - N_2 , O_2 - C_5H_8 при давлении кислорода до 150 атм облучались лазерным излучением с длиной волны в диапазоне 238÷285 нм. Образование синглетного кислорода $O_2(a^1\Delta_g)$ регистрировалось пу-

тем детектирования его ИК-люминесценции на длине волны 1.27 мкм.

В работе проведено измерение квантового выхода образования $O_2(a^1\Delta_g)$ при облучении чистого кислорода и смесей O_2 - N_2 , O_2 - C_5H_8 в диапазоне 239-284 нм. Спектральная зависимость квантового выхода образования $O_2(a^1\Delta_g)$ из комплексов O_2 - O_2 , показанная на рисунке, имеет максимум близкий к 2 на длине волны 262,6 нм.



Анализ кривых потенциальной энергии сталкивающихся молекул O_2 - O_2 показал, что поглощение УФ-излучения столкновительными комплексами O_2 - O_2 приводит к образованию кислорода в состоянии Герцберг III $O_2(A' \, {}^{3}\Delta_u)$, которое отвечает за образование синглетного кислорода в результате релаксационного процесса $O_2(A' \, {}^{3}\Delta_u)+O_2(X^{3}\Sigma_g) \rightarrow 2 O_2(a^{1}\Delta_g)$.

Мы полагаем, что образование синглетного кислорода может происходить при УФ-фотовозбуждении столкновительных комплексов кислорода X-O₂ с любой молекулой-партнером X в среде (газе или конденсированной среде), содержащей кислород, тем самым внося вклад в процессы фотоокисления.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований РФФИ (грант 12-03-00170-а). Пыряева А.П. благодарит за поддержку компанию ОПТЭК.

Литература

1 A.P.Trushina, V.G.Goldort, S.A.Kochubei, A.V.Baklanov, Chem. Phys. Letters 2010, 485, 11-15.

РЕЗОНАНСНЫЕ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МАГНИТОСТРИКЦИОННЫХ ПЬЕЗОТРАНСФОРМАТОРОВ И УСИЛИТЕЛИ НАПРЯЖЕНИЯ НА ИХ ОСНОВЕ

Радченко Г.С.^{1,2}

 ²НИИ Физики Южного федерального университета 344090, Россия, г.Ростов-на-Дону, пр.Стачки, д.194
 ¹Педагогический институт Южного федерального университета 344022, Россия. г.Ростов-на-Дону, ул.Большая Садовая, д.33 grig1980@mail.ru

В настоящее время одной из важных задач современной физики резонансных преобразователей [1-8] является корректное определение рабочих резонансных частот. Это важно для описания экспериментальных работ [3-5, 9, 10], в которых создан резонансный прибор для взаимного преобразования электрических и магнитных полей через упругую подсистему. Известно, что в окрестности электромеханического резонанса образца наблюдается эффективное усиление механических колебаний [1-9], что приводит к повышению эффективности преобразователя.

Рассмотрим схему магнитострикционного пьезотрансформатора, изображенную в работе [11]. Необходимая теория и эквивалентная схема данного прибора содержится в работе [11]. Экспериментально данный прибор описан в [4].

Итоговая формула для магнитоэлектрического напряжения на выходе МЭ трансформатора, возникающего под действием переменного магнитного поля H^* , дана ниже.

$$V_{out} = -\frac{\left(4H^*l^2q^*\rho\sqrt{\frac{\rho^*}{s^*}}(g+\beta\cdot s)^2\cdot\frac{\sin^3[\alpha]}{\cos[\alpha]}\right)}{g\cdot(g^2l+\beta\cdot l\cdot s-g\cdot h\cdot W)\cdot(3\rho^*\cdot\sqrt{\rho\cdot s}\cdot\cos[2\alpha]\cdot\sin[2\cdot\alpha^*]+\rho\cdot\sqrt{\rho^*\cdot s^*}\cdot\cos[2\cdot\alpha^*]\cdot\sin[2\cdot\alpha^*]+\rho\cdot\sqrt{\rho^*\cdot s^*}\cdot\cos[2\cdot\alpha^*]\cdot\cos[2\cdot\alpha^*]+\rho\cdot\sqrt{\rho^*\cdot s^*}\cdot\cos[2\cdot\alpha^*]\cdot\sin[2\cdot\alpha^*]+\rho\cdot\sqrt{\rho^*\cdot s^*}\cdot\cos[2\cdot\alpha^*]\cdot\sin[2\cdot\alpha^*]+\rho\cdot\sqrt{\rho^*\cdot s^*}\cdot\cos[2\cdot\alpha^*]\cdot\sin[2\cdot\alpha^*]+\rho\cdot\sqrt{\rho^*\cdot s^*}\cdot\cos[2\cdot\alpha^*]\cdot\sin[2\cdot\alpha^*]+\rho\cdot\sqrt{\rho^*\cdot s^*}\cdot\cos[2\cdot\alpha^*]\cdot\cos[2\cdot\alpha^*]+\rho\cdot\sqrt{\rho^*\cdot s^*}\cdot\cos[2\cdot\alpha^*]\cdot\cos[2\cdot\alpha^*]+\rho\cdot\sqrt{\rho^*\cdot s^*}\cdot\cos[2\cdot\alpha^*]\cdot\cos[2\cdot\alpha^*]+\rho\cdot\sqrt{\rho^*}+\rho\cdot\sqrt{\rho^*\cdot s^*}\cdot\cos[2\cdot\alpha^*]+\rho\cdot\sqrt{\rho^*}+\rho\cdot\sqrt{\rho^*}\cdot\cos[2\cdot\alpha^*]+\rho\cdot\sqrt{\rho^*}+\rho\cdot\sqrt{\rho^*}+\rho\cdot\sqrt{\rho^*}\cdot\cos[2\cdot\alpha^*]+\rho\cdot\sqrt{\rho^*}+\rho\cdot\sqrt$$

Эффективные свойства входной секции и параметры в формуле (1) описываются в работе [11]

На рис.1 изображена зависимость магнитоэлектрической восприимчивости по напряжению от концентрации пьезофазы (кристалла PMN-PT) в первичной секции.

Данный прибор эффективно используется в качестве маломощного преобразователя магнитного поля в электрическое напряжение [3-5]. Авторы благодарны проф. Сахненко В.П. за постоянный интерес к работе.



Рис.1. Концентрационная зависимость МЭ коэффициента от концентрации пьезофазы в первичной секции МЭ трансформатора на частоте приложенного магнитного поля, равной 400 кГц. Параметры Terfenol-D берутся из работы [4], параметры PMN-PT из [4, 10].

- 1 Chih-yi Lin, Design and analysis of Piezoelecrtic Transformer Converters, Dissertation for Ph.D. in Electrical Engineering, July 15, Blackburg, Virginia, P.1-171, (1997)
- 2 Sh.Dong, J.-F. Li, D. Viehland // J. of Materials Science, V.41, P.97, (2006)
- 3 L. Lv, J.-P. Zhou, Y.-Y. Guo et al. // J. Phys. D: Appl. Phys., V.44, P.055002, (2011)
- 4 Y. Wang, M.L. Chung, F. Wang et al. // J.Phys.D: Appl.Phys., V.42, P.135414, (2009)
- 5 Y.Wang, F.Wang, S.W.Or et al. // Applied Physics Letters, V.93, P.113503, (2008)
- 6 Д.А.Филиппов, Т.А.Галкина, G.Srinivasan // Письма ЖТФ, V.36, C.23, (2010)
- Д.А.Филиппов, Т.А.Галкина, В. Лалетин, G.Srinivasan // Письма ЖТФ, V.38, C.82, (2012)
- 8 S.Lin and C.Xu // Smart Mater. Struct., V.17, P.065008, (2008)
- 9 Г.С.Радченко // Письма ЖТФ, V.34, С.14, (2008)
- 10 D.Zhou, F.Wang, L.Luo et al. // J.Phys. D: Appl.Phys., V.41, P.185402, (2008)
- 11 Г.С.Радченко, М.Г.Радченко // Письма ЖТФ, V.38, С.18, (2012)

РОСТ, МОРФОЛОГИЯ И СТРУКТУРНЫЕ СВОЙСТВА СВЕРХПРОВОДЯЩИХ КРИСТАЛЛОВ FeSe

Горина Ю.И., <u>Калюжная Г.А.,</u> <u>Голубков М.В., Родин В.В., Романова Т.А.,</u> Сентюрина Н.Н., Черноок С.Г.

FeSe – «железный» сверхпроводник с наиболее простой структурой является актуальным объектом исследований, направленных на изучение механизма сверхпроводимости в новом классе ВТСП. Для получения сверхпроводящих кристаллов FeSe, пригодных для прецизионных измерений в сверхсильных магнитных полях и сверхнизких температурах необходимо учитывать следующие особенности: 1) существует сверхпроводящая тетрагональная фаза β-FeSe, peaлизуемая в узкой области гомогенности (49-49,4 ат.% Se) и высокотемпературная гексагональная фаза δ-FeSe, не обладающая сверхпроводимостью, 2) наличие полиморфного перехода между этими фазами [2], не позволяющее на сегодняшний момент вырастить однофазные сверхпроводящие кристаллы. Поэтому для выращивания кристаллов с преобладанием сверхпроводящей фазы наиболее предпочтительными являются низкотемпературные методы, использующие флюс для понижения температуры кристаллизации. Однако для совершенствования технологии получения качественных сверхпроводящих кристаллов также важно исследование механизма их роста.

Методом выращивания из раствора-расплава в КС1 были получены пластинчатые кристаллы FeSe_{0.8-0.9} с гексагональной огранкой и размерами (2x1,5x0,6)мм³[3]. Большинство кристаллов имеют с одной стороны гладкую поверхность, когда на другой стороне пластины наблюдаются различные фигуры роста. При оптимизации условий роста FeSe удалось получить кристаллы с гладкими поверхностями с двух сторон: по изменению морфологии кристаллов в различных технологических процессах можно наблюдать переход от дендритного и секториального к послойному механизму роста. Все выращенные кристаллы обладают объемной сверхпроводимостью по данным температурной зависимости магнитной восприимчивости и по данным температурной зависимости сопротивления имеют температуру сверхпроводящего перехода $T_c=12-13$ К и ширину сверхпроводящего перехода $\Delta T_c=1.7-2$ К.

Рентгенодифракционный анализ показал, что кристаллы являются двухфазными: на дифрактограммах каждого кристалла наблюдаются отражения (101), (202) тетрагональной и (002), (004) для гексагональной фазы. Анализ отношения интегральных интенсивностей кривых качания для рефлексов (101) тетрагональной и (002) гексагональной фазы показал, что процент сверхпроводящей фазы в полученных кристаллах составляет 75-95%; полуширина кривой качания сверхпроводящей фазы составила 5-9⁰. Близость максимумов кривых качания для тетрагональной и гексагональной фазы и малое рассогласование, не превышающее 5%, при наложении друг на друга сеток атомов плоскостей (101)Tetr и (002)Hex, говорит в пользу эпитаксиального сращивания этих фаз. При более высоких температурах растет гексагональная δ-FeSe фаза, которая будет являться подложкой для дальнейшего гетероэпитаксиального роста β-FeSe фазы.

При помощи методики EBSD снималась ориентационная карта поверхности кристалла. На рисунке 1а показано чередование гексагональной и тетрагональной фаз, причем кристаллографическая ориентация соответствует данным рентгено-дифракционного анализа. Сопоставляя эти данные с электрономикроскопической фотографией поверхности кристалла (рис. 1б), можно сказать, что рельеф формируется из слоя тетрагональной фазы, на которой нарастают «полоски» гексагональной фазы. Это можно объяснить тем, что при спонтанном



Рис.1 росте кристаллов в растворе-расплаве отвод скрытой теплоты кристаллизации от фронта кристаллизации лимитирован конвекцией раствор-расплава. При понижении температуры, ввиду увеличения вязкости раствор-расплава теплоотвод становиться менее эффективным из-за недостаточной конвекции [4], что приводит к локальному перегреву в области фронта и вследствие этого, к кристаллизации гексагональной фазы.

Литература

1 Okamoto H. // J. Phase Equilibria.-1991.-V. 12. - P. 383.

2 Lennie A.R., England K.E.R, Vaughan D.J. // American Mineralogist.–1995.–V. 80.–P. 960.

3 Горина Ю.И., Калюжная Г.А., Голубков М.В. и др.// Кристаллография.2012,т.57,№ 4,с.654.

4 Белов Н.В. Процессы реального кристаллообразования. – М. : Наука, 1977.

ПРИМЕНЕНИЕ СФОРМИРОВАННЫХ ДОЭ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ -«ПОЛУМЕСЯЦЕВ» ДЛЯ ЗАДАЧ ОПТИЧЕСКОГО МАНИПУЛИРОВАНИЯ БИОЛОГИЧЕСКИМИ ОБЪЕКТАМИ

<u>Рыков М.А.</u>^{1,2}, Скиданов Р.В.¹ Институт систем обработки изображений РАН 443001, г.Самара, ул.Молодогвардейская, д.151 Самарский государственный аэрокосмический университет им.С.П.Королёва 443086, г.Самара, Московское шоссе, д.34 <u>michael.rykov@gmail.com</u>

Оптический пинцет — весьма тонкий и точный инструмент, действие которого основано на использовании светового давления ([1],[2]). Особое распространение техника получила в области цитологии и микробиологии, где её способность манипулировать отдельными клетками нашла наиболее широкое применение.

Настоящая работа посвящена изучению свойств модифицированного ДОЭ лазерного пучка в задачах оптического захвата. Очевидно, что можно найти такую форму светового пучка, которая при той же мощности излучения будет обеспечивать большее значение силы в направлении одной из осей в плоскости сечения пучка, чем гауссов пучок. Для этого будем деформировать пучок указанным на рисунке образом.



Рис.1. Модификация гауссова пучка

Такое распределение амплитуды будет иметь форму полумесяца и может быть описано формулами:

$$A(x, y) = \exp\left(\frac{-x^2}{a^2}\right) \times \exp\left(-\frac{(y-c(x)-t_3 \times a)^2}{(t_2 \times a)^2}\right);$$
$$c(x) = \sqrt{r^2 - x^2} - r + d;$$
$$r = \frac{a}{2} \times \left(\frac{1+t_1^2}{t_1}\right).$$

Полученное распределение теперь используем для расчёта силы, действующей на объект, освещённый пучком такой формы. Используя метод наискорейшего градиентного спуска для оптимизации формы пучка по параметрам t_1 , t_2 и t_3 . Для удовлетворения дифракционных ограничений наложим ограничение снизу на параметр $t_2 \ge 0.04$,

что будет соответствовать характерной ширине полумесяца d - a = 2 мкм. Тогда получим $t_1 = 0.94$, $t_2 = 0.04$, $t_3 = 0.00$.

Моделирование процесса захвата при помощи ЭВМ ([3],[4]) показывает, что оптимизированное распределение обеспечивает 0,88 теор. максимума (распределение в виде дельта-функции), а гауссово — только 0,31.

С пучками описанной выше формы проводились экперименты по измерению максимальной силы захвата методом измерения отрывных сил. В [5] ранее было показано, что равновесие между силой сопротивления среды и силами светового давления наступает практически мгновенно, а силу сопротивления среды можно оценить формулой Пуассона. То есть, $F_{max} = v_{max} 6\pi r\eta$.



Рис.2. а,б,в - захват клеток дрожжей пучком-полумесяцем. Чёрная точка отмечает положение неподвижной относительно предметного столика клетки. Белая стрелка – положение захваченной частицы. Промежуток времени *т* между снимками — 0,55с

Первоначальное предположение в целом оправдалось: при захвате и перемещении основная доля облучения приходится на периферию клетки, как это видно на рис.2. Максимальная сила захвата в пучках-полумесяцах составила 1200пН при входной мощности лазера 1300мВт.

Для сравнения аналогичные эксперименты были произведены с гауссовым пучком. В этих экспериментах максимальная сила оказалась 400пН при входной мощности 250мВт. С учётом энергетической эффективности ДОЭ, создающего пучок (~30%), можно сказать, что при сравнимой мощности излучения, попадающей в фокус пучка, сила захвата пучка-полумесяца в несколько раз больше силы, которую можно получить, используя гауссов пучок.

Предлагаемый нами тип лазерного пучка, следовательно, обеспечивает более привлекательные силовые характеристики.

Литература

1. A.Ashkin, J.M.Dziedzic, J.E.Bjorkholm, S.Chu Optics Letters, 11, No5, 288-290, (1986)

- 2. A.Ashkin, J.M.Dziedzic Science, 235, 1517–1520, (1987)
- 3. P.B.Скиданов Компьютерная оптика, 28, 18–21,(2005)
- 4. S.H.Simpson, S.Hanna Phys. Rev. A, 84, №5, 053808-053819 (2011)
- 5. Р.В.Скиданов, М.А.Рыков Компьютерная оптика 34, №3, 308–314, (2010)

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНЫХ И ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ LT-GAAS СТРУКТУР ДЛЯ МОНОЛИТНО-ИНТЕГРИРОВАННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ КРЕМНИЕВЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ

Горбацевич А.А., Бурбаев Т.М.,.Казаков И.П, Мартовицкий В.П., Мельник Н.Н., Мурзин В.Н., <u>Савинов С.А.</u>, Шмелев С.С. Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН *119991, г.Москва, Ленинский проспект, д.53* postmaster@lebedev.ru

Работа посвящена разработке технологии выращивания на кремниевой подложке и исследованию структурных и оптических свойств эпитаксиальных структур на основе низкотемпературного GaAs (LT-GaAs) с целью создания монолитно-интегрированных элементов кремниевых интегральных схем для оптической связи и генерации терагерцового излучения. В качестве быстродействующего и нелинейного активного элемента использован слой LT-GaAs, время жизни возбуждённых носителей в котором достигает — ~0.1 пс. LT-GaAs характеризуется относительно высокой подвижностью носителей и низкой темновой проводимостью. Особенные свойства LT-GaAs обусловлены формированием когерентных полуметаллических преципитатов As, возникающих в условиях избытка мышьяка и определяющих сравнительно высокую проводимость и быструю релаксацию возбуждённых носителей. Свойствами когерентных преципитатов As в LT-GaAs можно гибко управлять путем изменения независимых параметров роста и последующего отжига.

В результате проведенных исследований разработаны методы создания LT-GaAs/GaAs и LT-GaAs/Si гетероструктур с различным содержанием сверхстехиометрического As в слоях LT-GaAs. Методами МПЭ на подложках GaAs и Si получены слои LT-GaAs при различных параметрах роста: температуры подложки, соотношения молекулярных потоков As/Ga (таб.1).

N⁰	Тип	Температура	Соотношение	Температура	Длительность
образца	подложки	подложки, °С	давлений As/Ga	отжига, °С	отжига, мин.
479	GaAs (001)	270	10	600	10
480	GaAs (001)	270	10	без отжига	-
481	Si (001)	270	10	600	10

Таб.1. Технологические условия роста и отжига изготовленных LT-GaAs образцов.

Выполненные экспериментальные исследования методами in situ спектроскопии анизотропного отражения и дифракции быстрых электронов, а также методами рентгеновской дифрактометрии, комбинационного рассеяния света (КРС), фотолюминесценции (ФЛ) и фотопроводимости, позволили проследить за особенностями процессов трансформации дефектной структуры с формированием преципитатов As в LT-GaAs/Si при отжиге и свидетельствуют о высоком качестве изготовленных структур. Данные рентгеноструктурных исследований демонстрируют тот факт, что параметр решетки слоя LT-GaAs на Si подложке после отжига приближается к своему равновесному значению. Наличие пика на кривой качания 33,4⁰, характерного для GaAs, свидетельствует о монокристаллической структуре слоя LT-GaAs. В спектре КРС (рис.1) присутствуют две интенсивные полосы с частотами, близкими к частотам ТО (269 см⁻¹) и LO (292 см⁻¹) фононов монокристалла GaAs, что также указывает на монокристалличность изготовленной LT-GaAs структуры и отсутствие сильных внутренних напряжений в отожженном LT-GaAs слое, благодаря выпадению избыточного мышьяка в преципитаты As. Зарегистрированная низкая излучательная эффективность слоя LT-GaAs (рис.2) свидетельствует о коротких временах жизни фотовозбужденных носителей, что обусловлено значительной концентрацией точечных дефектов, являющихся центрами релаксации.



Рис.1. Спектр КРС отожженного образца №481 на Si подложке, измеренный при T = 300К.



Рис.2. Спектры ФЛ неотожженого образца № 480 на GaAs подложке, измеренные при T = 77K.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России, РФФИ (11-02-01182, 11-02-12133), Программы Президиума РАН № 24, ОФН РАН IV.12 и III.7.

О ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ РЕЛАКСАЦИИ МАГНИТНОГО МОМЕНТА СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЁНОК

Санников И.И.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» 115409, г.Москва, Каширское шоссе, д.31

ilyasann@mail.ru

Предложен метод определения параметров пиннинга из релаксационных данных. На примере плёнки YBa₂Cu₃O_{7-δ} продемонстрировано его использование и определены температурные зависимости параметров пиннинга.

Методом SQUID-магнитометрии на неподвижном образце, помещённом в одну из приёмных катушек трансформатора потока, проведены прецизионные измерения релаксации магнитного момента *M*(*t*) эпитаксиальной сверхпроводящей плёнки YBa₂Cu₃O_{7-δ}. Релаксационные кривые подгонялись полиномами второй степени от логарифма времени с погрешностью не превышавшей шумов измерения, а затем дифференцировались для определения скорости релаксации $S = -(d\ln M/d\ln t)$ (рис.1). Прецизионное измерение M(t) позволило построить зависимость скорости релаксации от времени $1/S = (U_C/T - \beta \ln t_0) + \beta \ln t$ ($t_0 =$ $(T/U_C)\mu_0 J_C dR/E_C$ - «эффективное» время перескоков [1], U_C - энергия пиннинга в отсутствии движущей силы, J_C - критическая плотность тока, E_C - величина напряженности поля, соответствующего критическому току, R и d - радиус и толщина пленки). Из величин скоростей в начале и конце измерения определен показатель $\beta = [1/S(t_2)) - 1/S(t_1)]/\ln(t_2/t_1)$ и его температурная зависимость (рис.1). J_C и U_C (рис.1) определялись с помощью следующей итерационной процедуры. При фиксированной величине J_C из уравнения $x + \beta \ln x = 1/S(t_1) + \beta \ln(\mu_0 J_C dR/E_C t_1)$, следующего из зависимости 1/S(t), рассчитывалось отношение $x = U_C/T$. С вычисленным значением *x* кривая $J(t) \sim M(t)$ подгонялась зависимостью $J(t) = J_{\rm C}[1 + t_{\rm C}]$ $(\beta/x) \ln(xtE_C/\mu_0J_CdR)]^{-1/\beta}$ [1], используя величину J_C в качестве подгоночного параметра, а затем для полученного значения J_C процедура повторялась. После четырёх итераций процедура сходилась и параметры определялись с точностью до третьего знака. В качестве начального значения J_C использовалась плотность тока в начале измерения $J(t_1)$, а E_C принималась равной 1мкВ/см [1]. Определив параметры пиннинга, можно построить зависимость энергии пиннинга от плотности тока $\beta U = U_{\rm C}[(J_{\rm C}/J)^{\beta}-1]$ (рис.2).

Краткий анализ полученных данных, приведенных на рисунках 1 и 2, выявил следующую картину. В экспериментах наблюдался рост *S* при высоких температурах, отмечавшийся ранее для плёнок YBa₂Cu₃O_{7- δ} [2], и низкотемпературный рост, по-видимому, обусловленный переходом от квантового туннелирования к термоактивированному крипу вихрей [2]. Наличие зависимости $\beta(T)$ свидетельствует о том, что режим крипа потока изменяется с температурой. Максимальная величина β близка к значению, соответствующему двумерному коллективному крипу вихрей [3]. Изменение характера релаксации в районе 20 К, наблюдаемое на температурной зависимости нормированной скорости релаксации, находит отражение в виде минимума на зависимости $U_C(T)$ (рис.1). Квазилинейный рост U_C при температурах выше 20 К соответствует поведению, наблюдавшемуся ранее [1-2]. Отметим, что для температур 24 К $\leq T \leq$ 69 К, кривые U(J) лежат в одном диапазоне токов, но их крутизна и величины энергий сильно различаются, т.к. кривые соответствуют разных температурах, не образуют единую универсальную кривую, как предполагалось ранее [4].



Рис.1. Температурная зависимость скорости релаксации и параметров пиннинга в поле *H*=907Э.



Рис.2. Зависимости *U*(*J*) при разных температурах.

Литература

1. A.Gurevich and E.H.Brandt, Phys. Rev. Lett. **73**, 178 (1994). E. Moraitakis et al., Supercond. Sci. Technol. 12, 682 (1999).

2. I.L.Landau and H.R.Ott, Physica C 340, 251 (2000); Phys. Rev. B 63, 184516 (2001).

3. M.V.Feigel'man et al., Phys. Rev. Lett. 63, 2303 (1989).

4. M.E.McHenry et al, Phys. Rev. B 44, 7614 (1991). S. Sengupta et al., Phys. Rev. B 47, 5165 (1993).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЛАЗЕРНОГО УДАРНО-ВОЛНОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА СВЕРХПРОВОДНИК Bi-2223

<u>Свистунова О.И.</u>, Иванов А.А., Руднев И.А. Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ *Москва, Каширское шоссе, 31 svistola@yandex.ru*

В данной работе проводилось исследование влияния ударно-волнового воздействия (УВВ) на ВТСП. Проведенные ранее исследования (см. например,[1,2]) дают основания предполагать, что при воздействии на ВТСП ударных волн большой мощности можно ожидать существенных изменений сверхпроводящих характеристик как за счет создания более равновесных структурно-фазовых состояний, так и за счет образования дислокационных петель внедрения и вакансионных пор – центров пиннинга.

В качестве образца была выбрана многожильная герметичная лента Bi-2223, так называемая лента первого поколения, приготовленная методом PIT (power in tube) фирмы Sumitomo. Сверхпроводник заключен в матрицу из серебра и ламинирован латунью для герметизации и увеличения механической прочности. Для создания УВВ использовали эксимерный лазер (KrF) с длиной волны 248 нм, частотой 5 Гц и характерной длительностью импульса 15-20 нсек.

Для исследования пространственного распределения критического тока в ВТСП ленте после воздействия ударных волн был применён метод сканирующей холловской магнитометрии, заключающийся в измерении величины локального магнитного поля вблизи поверхности ВТСП образца, предварительно намагниченного во внешнем магнитном поле. Из полученных данных с помощью численного решения задачи инверсии закона Био-Савара в рамках модели Бина можно определить критический ток в различных точках исследуемого образца. С помощью сканирующей холловской магнитометрии были построены поверхности распределения захваченного магнитного поля и критического тока, которые демонстрируют изменение токонесущей способности образца ленты после воздействия ударной волны. Величина критического тока до и после лазерного воздействия определялась четырехзондовым методом по вольтамперным характеристикам.

В начале эксперимента были измерены исходные значения критического тока. Затем поверхность ленты подвергалась лазерному воздействию. В ходе работы меняли плотность потока и количество импульсов лазерного излучения. Установили, что пороговое значение плотности потока составляет $1,25*10^7 \text{ BT/cm}^2$. При воздействии на образец двойным импульсом с интервалом 0,2 сек и пороговым значением плотности потока критический ток падает в 2 раза. А при повторном облучении одиночными импульсами величина критического тока восстанавливается до исходного значения.



Рис. Вольтамперная характеристика при различных лазерных воздействиях: 1. до воздействия; 2. 2-й импульс при 1,25*10⁷ **Вт/см**²; 3. 2-й импульс при 1,25*10⁷ **Вт/см**²; 4. 1-й импульс при 1,25*10⁷ **Вт/см**²

Проведенные эксперименты показывают возможность повышения плотности критического тока в сверхпроводящих лентах на основе Bi-2223 на 80 % за счет лазерного ударно-волнового воздействия.

Дальнейшая задача исследований заключается в поиске оптимального режима облучения, так как эффект ударно-волнового воздействия на критический ток зависит от количества ударов, расстояния от образца до линзы, мощности лазерного излучения, а также возможно других факторов, которые должны быть установлены и оптимизированы.

Литература

Б.П. Михайлов и др. Перспективные материалы №6, стр. 57-60, 2009.
 Л.Х. Антонова и др., Физика металлов и металловедение, том 111, № 2, стр. 162–168, 2011.

СЕЛЕКЦИЯ МОД В ГИРОТРОНЕ СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА С ГОФРИРОВАННОЙ СТЕНКОЙ РЕЗОНАТОРА

Завольский Н.А., Петелин М.И., <u>Седов А.С.</u>, Фильченков С.Е. Институт Прикладной Физики Российской академии наук г. Нижний Новгород,ул Ульянова 46, ГСП-120 603950, Россия anton-sedov@mail.ru

В настоящее время существует потребность в источниках когерентного излучения диапазона частот 0.2-1 ТГц с выходной мощностью порядка 10-200 Вт [1-3]. Наиболее подходящими источниками в данной области параметров сейчас являются гиротроны [4]. Первые исследования в области субмиллиметровых гиротронов были проведены в начале 70-х годов [5], где были достигнуты рекордные уровни непрерывной мощности, однако затем данные работы были временно остановлены из-за отсутствия приложений и появления более актуальных задач.

В связи со сложностью создания сильных постоянных магнитных полей, большинство гиротронов этого диапазона проектируются на гармониках гирочастоты. При этом, из-за возрастающей конкуренции со стороны мод на первой гармонике гирочастоты приходится использовать сравнительно низкие рабочие моды.

Таким образом, одной из задач решаемых для данного класса гиротронов является селективное возбуждение рабочей моды (на гармониках гирочастоты) при подавлении возбуждение паразитных мод на основной гирогармонике.

В данной работе предлагается принцип селекции основанный на использовании осесимметричного гофрированного резонатора с плавно изменяющейся вдоль оси глубиной гофрировки

Данный принцип заключается в следующем: Поверхность стенки резонатора аксиально-симметрична, а ее профиль вдоль оси гиротрона представляет периодическую структуру с медленно меняющейся амплитудой, то есть фактически набор канавок, глубина которых медленно меняется вдоль оси резонатора. При этом ВЧ-поле проникает в канавки на некоторое расстояние, зависящее от частоты падающей на поверхность волны, причем, чем меньше частота волны, тем меньше данное расстояние. Это позволяет подобрать профиль огибающей таким образом, чтобы для рабочей моды на второй гармонике гирочастоты критическая частота не зависела от продольной координаты *z*, а для паразитной моды зависела. То есть, если представить гофриро-

ванный резонатор в виде эквивалентного гладкого резонатора, то для рабочей моды он будет отрезком регулярного (цилиндрического) волновода, а для паразитной моды – нерегулярного волновода.

Для примера рассматривался маломощный гиротрон с рабочей частотой 300 ГГц, работающий на моде $TE_{8,5}$ (вторая гирогармоника). Ускоряющее напряжение 20 кВ, питч-фактор электронного пучка 1.2, рабочий ток до 2 А, длина участка взаимодействия L = 20 мм, период гофрировки d = 1 мм

Как видно из расчетов при использовании гофрировки стартовый ток паразитной моды в зоне генерации рабочей моды увеличивается примерно в 5 раз. Это позволяет увеличить рабочий ток до 3 А.

Таким образом, предложенный принцип селекции можно успешно использовать в гиротронах для подавления возбуждения паразитных мод на первой гармонике используя различные варианты профилирования гофрировки.

- 1. Bykov Yu, Eremeev A., Glyavin M., et al. // IEEE Trans. on Plasma Science. 2004, V.32, No. 1, P. 67.
- T. Idehara, S. Mitsudo, M. Ui, I. Ogawa, M. Sato, and K. Kawahata, "Development of frequency tunable gyrotrons in millimeter to submillimeter wave range for plasma diagnostics," *J. Plasma Fusion Res. Series*, vol. 3, pp. 407–410, 2000.
- M. K. Hornstein; V. S. Bajaj, R. G. Griffin; and R. J. Temkin. "Efficient low-voltage operation of a CW gyrotron oscillator at 233 GHz," IEEE Trans. On Plasma Science Vol. 35 (1): pp. 27-30 (Feb. 2007)
- 4. Nusinovich G.S. Introduction to the Physics of Gyrotrons/ The Johns Hopkins University press/ Baltimore-London 2004
- 5. Зайцев Н.И., Панкратова Т.Б., Петелин М.И., Флягин В.А. // Радиотехника и электроника, 1974, Т.19, №5, С.1056-1060

ОСОБЕННОСТИ ФИЛАМЕНТАЦИИ ОСТРОФОКУСИРОВАННОГО ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Ионин А.А.¹, Кудряшов С.И.¹, Селезнев Л.В.¹, Синицын Д.В.¹, <u>Сунчугашева</u> Е.С.^{1,2}

¹Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН, *119991, г.Москва, Ленинский проспект, д.53* ²Московский физико-технический институт (НИУ) *141170, Московская область, г.Долгопрудный, Институтский пер., д.9* elena.sunchugasheva@gmail.com

При распространении ультракоротких импульсов (УКИ) в прозрачных средах с надкритическими мощностями начинается их самофокусировка, а в области распространения пучка возникает плазма (процесс филаментации [1,2]). Большинство экспериментальных и теоретических работ посвящено исследованию филаментации коллимированного и слабофокусированного излучения, поэтому целью данной работы стало исследование параметров плазменных образований при филаментации острофокусированных ультракоротких лазерных импульсов.

Эксперименты проводились на фемтосекундной титан-сапфировой лазерной системе (Avesta Ltd) с параметрами импульсов: 744 нм и 248 нм, 100 фс (FWHM), до 1.9 мДж, 10 Гц, 4 мм (e⁻¹). В эксперименте по определению геометрических параметров филамента излучение фокусировалось линзами с разными числовыми апертурами (NA), визуализация области филаментации осуществлялась с помощью оптического микроскопа и ПЗС камеры. На рисунках показаны полученные зависимости среднего радиуса R_{pl} (рис.1(1)) и средней длины L_{pl} (рис.2(1, 2)) плазменного канала от параметра NA. Для сравнения приведены соответствующие данные (рис.1(2)) из экспериментальной работы [3] и расчетные радиус фокального пятна гауссовского пучка при его линейной фокусировке $R_f = 2\sqrt{1 - NA^2}/(k_0 NA)$ (рис.1(3)) И линейные размеры перетяжки $L_f = (2k_0 N A^2)^{-1}$ (рис.2(3)).

Плотность лазерной плазмы определялась двумя способами: используя полученные геометрические параметры и методом оптической эмиссионной спектроскопии. В первом случае величина ρ_{eff} (рис.3(1)) оценивалась по значению показателя преломления (модель Друде $n(r) = (1 - \rho_s (r) / \rho_c)^{1/2}$), который получался с учетом угла рефракции лазерного излучения на плазменном образовании $\theta_{pl} = \int |\nabla_{\perp} n(r)| dl \approx n/R_{pl}$, причем ввиду дополнительной фокусировки линзой $\theta_{pl} = \theta - \sqrt{1/(k_0 R_0)^2 + NA^2}$. Во втором случае электронная плотность плазмы определялась по спектральному уширению триплета линий атоматного кислорода О I (777,19, 777,42 и 777,54 нм), полученному с помощью спектрографа (рис.3(2)). Доминирующим механизмом уширения линий является штарковское уширение, поэтому ρ_e определялась из ширины лоренцевого контура на полувысоте $\Delta\lambda_{01} = 2 \omega_{01}^{exp} \left(\frac{\rho_e}{10^{16}}\right)$, где $\omega_{01}^{exp} = 0,0166$ нм – коэффициент уширения Штарка [4]. Также приведены значения электронной плотности из работы [3] (рис.3(3)).



Работа поддержана грантами РФФИ 11-02-01100, 10-02-01477 и УНК ФИАН.

- 1. Couairon A., Myzyrowicz A. // Phys. Reports. 2007. V. 441. № 2-4. P. 47-189.
- Кандидов В.П., Шлёнов С.А., Косарева О.Г. // Квант. Электроника. 2009. Т. 39 № 3. С. 205–228.
- Theberge F., Liu W., Simard P., Becker A., Chin S.L. // Phys. Rev. E. 2006.
 V. 74. 036406.
- Bernhardt J., Liu W., Theberge F., Xu H.L., Daigle J.F., Chateauneuf M., Dubois J., Chin S.L // Opt. Comm. 2008, V. 281, P. 1268.
ВСПУХАНИЕ И АМОРФИЗАЦИЯ АЛМАЗА ПРИ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ

<u>Таль А.А.</u>, Хмельницкий Р.А., Дравин В.А., Латушко М.И., Хомич А.А., Хомич А.В., Трушин А.С., Алексеев А.А., Терентьев С.А.

При высоком радиационном повреждении (РП) происходит аморфизация алмаза, при этом уменьшается плотность материала. При ионной имплантации в алмаз это приводит к выпиранию имплантированного слоя над поверхностью образца, возникновению большого механического напряжения и к изгибу пластинки образца. Цель работы: в области РП, приводящего к аморфизации алмаза, определить изменение плотности аморфизованного материала и механические напряжения в нем.

В тонкие, круглые алмазные пластинки сделана имплантация ионов He⁺ с таким набором энергий (от 24 до 350 кэВ) и доз, чтобы создать в имплантированном слое однородное РП (схема образца на рис. 1). Изготовлено 3 пары образцов с суммарными дозами имплантации $2 \cdot 10^{15}$, $1 \cdot 10^{16}$ и $5 \cdot 10^{16}$ см⁻².



Рис. 1. Схематическое сечение образца, эпюра механических напряжений в нем и конфокальные конфигурации измерений комбинационного рассеяния с лицевой и оборотной стороны образца

Основной метод исследования – измерение изгиба импланти-

рованных алмазных пластинок (R) и выпирания (s) имплантированного слоя с

помощью оптической интерференционной профилометрии. По изгибу пластинок рассчитано механическое напряжение в имплантированном слое. Механические напряжения независимо измерены методом комбинационного рассеяния. Исследовано оптическое поглощение имплантированного слоя.

Рис. 2. Топография поверхности образца после имплантации с сумарной дозой $1 \cdot 10^{16}$ см⁻²



В области РП, приводящего к аморфизации алмаза, наблюдается насыще-

ние зависимостей свойств материала от дозы облучения: с ростом дозы облучения от $1 \cdot 10^{16}$ до $5 \cdot 10^{16}$ см⁻² выпирание выросло в 2,5 раза, а механические напряжения всего в 1,2-1,4 раза. Причина этого – уменьшение плотности и модуля упругости материала. При этом систематически в образцах с большим содержанием примеси азота РП оказывается больше.

В алмазе увеличение РП приводит к потемнению. В образцах с дозой имплантации $2 \cdot 10^{15}$ см⁻² оптическое поглощение определяется в основном вакансиями. В образцах с дозой $1 \cdot 10^{16}$ см⁻² в оптическое поглощение добавляется компонента (или компоненты), дающая бесструктурное поглощение, спадающее из УФ в ИК область, а вклад вакансий уменьшается в 2 раза. При переходе к образцам с дозой $5 \cdot 10^{16}$ см⁻² бесструктурная компонента поглощения немного увеличивается, а поглощение на вакансиях уменьшается еще в 5 раз. В результате увеличение дозы имплантации в 5 раз приводит к просветлению материала в диапазоне длин волн больше 550 нм! Это говорит о том, что с ростом РП увеличивается количество областей аморфного материала, а доля кристаллического алмаза с вакансиями стремительно уменьшается.

Результаты измерений и расчетов сведены в таблицу.

Образцы		Ошибка	DR398	DR399	DR400	DR403	DR401	DR402
Концентрация азота, $\times 10^{17} \text{ см}^{-3}$		1	10	480	12	700	3,5	350
Доза имплантации, ×10 ¹⁵ см ⁻²		3 %	2	2	10	10	50	50
σ_f, ΓΠa	По изгибу	0,5	2,2	3,8	10,2	10,1	14,1	12,1
	По Raman	3	-	-	6	9	10	9
S , HM		2	5	5	21	21	54	56
Оценка модуля Юн- га имплантированного алмаза, ГПа		100	1050	1050	960	660	620	300
Вспухание (- Δ ρ/ρ), %		0,3	1,1	1,3	4,7	5,5	11,4	14,6

Таблица: Результаты измерений и расчетов.

В исследованной в настоящей работе области РП алмаза с ростом дозы облучения наблюдаются эффекты насыщения РП, уменьшение роли точечных дефектов (вакансий), аморфизация материала, приводящая к уменьшению плотности и изменению механических свойств материала.

ПЛАНАРНЫЕ МАТРИЧНЫЕ АВТОЭМИССИОННЫЕ ИСТОЧНИКИ ЭЛЕКТРОНОВ НА ОСНОВЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК С НИЗКОВОЛЬТНЫМ УПРАВЛЕНИЕМ ДЛЯ ЭЛЕКТРОВАКУУМНЫХ ПРИБОРОВ

<u>Тарасов Е.А.</u>, Синицын Н.И., Абаньшин Н.П.¹, Горфинкель Б.И.¹ Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им.В.А.Котельникова РАН 410019, г.Саратов, ул.Зеленая, д.38, <u>reqaet@yandex.ru</u> ¹ОАО «НИИ «Волга», 410052, г.Саратов, Проспект 50 лет Октября, д.101, праbanshin@mail.ru

В настоящее время наиболее перспективным направлением практического применения углеродных нанотрубок (УНТ) является создание автоэмиссионных катодов электровакуумных приборов, в которых нанотрубки используются в качестве полевых эмиттеров электронов [1, 2]. Применение конструкций автоэмиссионных катодов (АЭК) со сплошным нанотрубным покрытием ограничено из-за низких значений плотности катодного тока, обусловленных малым коэффициентом усиления электрического поля в массиве УНТ вследствие взаимной экранировки [3]. Даная проблема может быть решена путем изготовления матричных АЭК (МАЭК) с управляемой эмиссией посредством металлических микроразмерных сеток, расположенных на изоляционном слое. Таким образом, становится возможным устранить эффект экранировки электрического поля в близкорасположенных ячейках матрицы, содержащих УНТ.

В данной работе представлены результаты экспериментальных работ, целью которых являлось создание МАЭК на основе УНТ с управляющей сеткой (то есть способных работать в режиме триода). В качестве подложек использованы пластины монокристаллического кремния (марки КДБ-20), на поверхности которых предварительно формировался диэлектрический слой SiO₂. Затем на диэлектрик напылялся слой хрома (Cr), который в дальнейшем предполагается использовать в качестве управляющей сетки. Таким образом, была создана тройная структура Si/SiO₂/Cr, представляющая собой заготовку для катодной матрицы с сеточным управлением. При помощи средств оптической фотолитографии и операций химического травления в данной структуре была получена упорядоченная матрица, состоящая из отверстий глубиной ~ 7 мкм (рис.1,а). Период матрицы составил 25 мкм, а площадь квадратного «окна» в металлическом слое – 100 мкм² (рис.1,б). Время синтеза УНТ подбиралось таким образом, чтобы верхние части образовавшихся массивов из нанотрубок были значительно ниже плоскости управляющей сетки.



Рис.1. Изображения МАЭК на основе УНТ, полученные на сканирующем электронном микроскопе: а –изображение ячейки МАЭК, содержащей УНТ (метка соответствует 1 мкм);

б – поверхность матричного катода (метка соответствует 10 мкм).

Предварительные испытания полученных катодов в диодном режиме (без использования управляющей сетки) показали, что заметный ток автоэмиссии (плотностью от 26 мкА/см²) начинает наблюдаться при напряженности внешнего электрического поля 4 - 5 В/мкм. При напряженности электрического поля 10-12 В/мкм зафиксирован автоэмиссионный ток плотностью 0,63 А/см². Исследования проводились при давлении в камере 5×10⁻⁵ Па, зазор между поверхностями анода и сетки составил 100 мкм.

Литература

1. А.В.Елецкий. Холодные полевые эмиттеры на основе углеродных нанот рубок // Успехи физических наук, 2010. Т.180, №9. С.897.

2. Xiomara Calder´on-Col´on, Huaizhi Geng, Bo Gao, Lei An, Guohua Cao and Otto Zhou. A carbon nanotube field emission cathode with high current density and long-term stability // Nanotechnology, 2009. Vol.20, №32. P.325707 (5 pp).

D.Kim, J.E.Bouree, S.Y.Kim. Calculation of the field enhancement for a nano- tube array and its emission properties // Journal Of Applied Physics, 2009. V.105, №8. P. 084315 (5 pp).

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ БЫСТРЫХ ИОНОВ С ИОННО-ЦИКЛОТРОННЫМИ ВОЛНАМИ В ТОКАМАКЕ

Теплухина А.А.^{1, 2}

¹ Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт» 123182, г.Москва, пл.Академика Курчатова, д.1 ² Московский физико-технический институт 141700, Московская обл., г.Долгопрудный, Институтский пер., д.9.

anna.teplukhina@phystech.edu

Одним из основных методов нагрева плазмы в современных токамаках является резонансное поглощение электромагнитных радиочастотных волн. Электрическое поле волны с частотой, кратной ионно-циклотронной, ускоряет заряженные частицы, которые в результате нагревают плазму за счёт столкновений. Для интерпретации экспериментальных данных и в численном моделировании радиочастотного ионно-циклотронного резонансного (ИЦР) нагрева [1] широко используется классическая теория Томаса Стикса [2, 3], позволяющая в частности рассчитывать скачок полной энергии, магнитного момента и полоидального момента частицы при пересечении области резонанса. При этом теория хорошо обоснована лишь в случае «локального» резонанса, когда длительность пребывания иона в резонансной зоне ограничена его движением вдоль магнитного поля. Однако для траекторий типа «potato orbit» (puc.1), характер-



Рис.1. Траектория частицы в случае приосевого ИЦР нагрева. Магнитная ось: Z=0, R=6.2.

ных для приосевого ИЦР нагрева, условие локальности резонанса нарушается. Аналитическое описание взаимодействия «волначастица» в таком случае затруднено, и, таким образом, необходима разработка методики непосредственного численного моделирования траекторий ионов. Модель, корректно описывающая поведение ионов при нелокальном резонансе, позволит интерпретировать данные реальных экспериментов, таких как диагностика NPA (анализатор нейтральных частиц) на токамаке JT-60U, данных сцинтилляционного детектора те-

ряемых ионов на токамаке JET и др.



В данной работе рассматривается резонансное взаимодействие «волначастица» между ионами плазмы и ИЦР волной в условиях реалистичного равновесия токамака. Исследуется случай быстрых ионов, траектории которых сильно отклонены от магнитных поверхностей (рис.2), движущихся в реальном магнитном поле токамака в присутствии ИЦР волны. Разработана соответствующая численная методика, позволяющая рассчитывать траекторию, энергию и магнитный момент ионов в ходе интегрирования уравнений движения. На рис.3 представлены результаты расчетов относительного изменения поперечной скорости (магнитный момент $\mu = mV_{\perp}^2/2B$) при прохождении резонанса по теории Стикса и согласно предложенной методике. В условиях локального резонанса было обнаружено хорошее совпадение результатов численного моделирования с аналитической теорией Стикса. При этом в случае нелокального резонанса было продемонстрировано заметное расхождение. Таким образом, комбинируя результаты, полученные по классической теории Стикса и с помощью разработанной методики, можно точно описать взаимодействие «волна-частица» во всей области вычислений.

Литература

- 1 M.A.Kovanen, W.G.F.Core "Hector: a Code for the Study of Charged Particles in Axisymmetric Tokamak Plasmas", J. of Comp. Phys., 105 (1993).
- 2 T.H.Stix "The Theory of Plasma Waves". McGraw-Hill Inc., 1962.
- 3 T.H.Stix "Fast-wave Heating of a Two-component Plasma", Nuclear Fusion, 15, 737 754 (1975).

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВОДОРОДА В МОДЕЛИ ЗАЩИТНОЙ ОБОЛОЧКИ АЭС ПРИ ПОМОЩИ КОДА АНГАР

Толкачева Н.В.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем безопасного развития атомной энергетики Российской академии наук 115191, г. Москва, Большая Тульская ул., д. 52 nvtolkacheva@ibrae.ac.ru

В ходе тяжелых аварий (ТА) на АЭС под защитную оболочку (ЗО) может выделиться большое количество водорода, который, в основном, образуется при высокотемпературной паро-циркониевой реакции в корпусе реактора. Стратификация выделившегося водорода представляет угрозу безопасности: возникновение областей его высокой концентрации может привести к дефлаграции или детонации и разрушению ЗО (последнего барьера на пути радиоактивных веществ в окружающую среду). Для предотвращения таких сценариев или смягчения их последствий разрабатываются системы безопасности и инструкции по управлению тяжелыми авариями, направленные на исключение горения и детонации водорода. Эти задачи требуют анализа теплогидравлических процессов, происходящих в ЗО во время ТА. Поскольку во время тяжелой аварии в ЗО протекает большое число сложных и взаимосвязанных процессов и явлений, основным инструментом оценки состояния АЭС являются расчетные коды. В данной работе расчеты производились по коду АНГАР [1].

В работе производится анализ процессов в ЗО, характерных для сценария ТА с потерей теплоносителя, на базе концептуальной экспериментальной установки HYMIX [2]. Установка была разработана с выполнением условий масштабируемости в отношении явлений перемешивания водорода (включая стратификацию водорода) и с сохранением высотных соотношений при переходе от ЗО АЭС с ВВЭР к НҮМІХ.

Сосуд установки HYMIX имеет цилиндрическую форму с полусферическим куполом. Максимальная высота составляет 23 м; внутренний диаметр равен 14 м. Стенки сосуда выполнены из стали толщиной 8 мм (с постоянной температурой 40 °C). Суммарный объем сосуда равен 3181 м³. Начальная температура воздуха составляет 40 °C, давление – 100 кПа. Сценарий состоит из двух фаз с центральной инжекцией пара (0-5820 с; высотная отметка источника – 4 м) и водорода (6771-8400 с, высотная отметка источника – 15.2 м) с температурой 140 °С.

При моделировании физических процессов с помощью кода АНГАР осуществляется разбиение объема реального объекта на расчетные объемы (составляется т.н. нодализационная схема), имеющие относительно однородную локальную структуру и соединенные между собой расчетными связями с заданными характеристиками.

Целью работы является изучение теплогидравлических процессов и поведения смеси воздух-пар-водород в сосуде установки с использованием различных нодализационных схем. В частности, задача исследований заключается в адекватном выборе нодализационной схемы для описания анализируемых процессов.

Для заданного сценария подачи паро-водородной смеси, соответствующего сценарию ТА на АЭС с ВВЭР, получено, что при недостаточно подробной нодализационной схеме не удается описать расслоение паровоздушной смеси и водорода: наблюдается равномерное перемешивание с объемной концентрацией водорода 6%. При использовании более детальной нодализационной схемы с более точной локализацией источника и более подробным описанием распространения струи водорода наблюдается расслоение – в нижней части концентрация не превышает 1%, а в подкупольном пространстве достигает 14%.

Литература

- 1. Программное средство АНГАР. Отчёт о верификации и обосновании ПС. ОАО «Атомэнергопроект» Инв. № 9208. 2009.
- D. Paladino et al., Proceedings of ICAPP 12, Chicago, USA, June 24-28, 2012, Paper 12325

ГЕНЕРАЦИЯ ГАРМОНИК ВЫСОКОГО ПОРЯДКА В ЭЛЛИПТИЧЕСКИ-ПОЛЯРИЗОВАННОМ ЛАЗЕРНОМ ПОЛЕ

<u>Хохлова М.А.</u>^{1,2}, Стрелков В.В.²

¹ Московский государственный университет им.М.В.Ломоносова *119991. г.Москва, ул.Ленинские горы, д.1* ² Институт общей физики им.А.М.Прохорова РАН *119991, г.Москва, ул.Вавилова, д.38* MargaritkaKhokhlova@gmail.com

Как было показано в экспериментальных исследованиях [1,2], процесс генерации гармоник высокого порядка (ГГВП) очень чувствителен к эллиптичности лазерного поля. В частности, эффективность преобразования быстро спадает с увеличением эллиптичности генерирующего излучения. Это представляет интерес, так как чувствительность ГГВП к эллиптичности лазерного поля играет ключевую роль в методах генерации одиночного аттосекундного импульса, основанных на поляризационном стробировании.

Такой результат может быть просто объяснен в рамках трехступенчатой модели П.Коркума [3], которая описывает процесс ГГВП как туннельную ионизацию атома в лазерном поле, свободное движение электрона в этом поле и рекомбинацию электрона на родительском ионе, сопровождающаяся испусканием жесткого ультрафиолета или рентгена. Таким образом, уменьшение эффективности генерации гармоник можно связать с тем фактом, что электронный волновой пакет "промахивается" мимо родительского иона в эллиптическиполяризованном поле лазера.

Гармоники, генерируемые в эллиптически-поляризованном поле, эллиптически поляризованы, причем эллипс поляризации повернут на некоторый угол (угол поворота) по отношению к эллипсу поляризации основного излучения. Возникновение угла поворота в рамках модели Коркума можно понять, предполагая, что направление главной оси поляризации поля гармоники совпадает с направлением импульса электрона в момент рекомбинации. Однако, эллиптичность гармоник высокого порядка (ГВП) не удалось объяснить в рамках этой модели, поэтому в [4] было предложено, что эллиптичность гармоник возникает вследствие конечного размера волнового пакета электрона и "промахивания" центра волнового пакета мимо родительского иона. В [4] были получены результаты для угла поворота и эллиптичности ГВП, которые хорошо согласуются с результатами численных расчетов при генерации на атомах (ионах) с внешней s-подоболочкой.

С помощью квантово-механического расчета в одноэлектронном приближении нами были получены аналитические результаты для угла поворота и эллиптичности ГВП в случае генерации на атомах (ионах) с внешней р- и dподоболочками [5] (см.рисунок).



а) Угол поворота и б) эллиптичность в зависимости от номера гармоники для s- и pподоболочек Ar и d-подоболочки Sc при длине волны генерирующего излучения 1300 нм.

Из рисунка δ) видно, что для случаев р и d внешних подоболочек в зависимости эллиптичности поля ГВП от номера гармоники присутствует сингулярность. Эта сингулярность появляется при обращении в нуль проекции дипольного момента на направление импульса в момент рекомбинации (модуль дипольного момента не равен нулю), что соответствует куперовскому минимуму в сечении фотопоглощения. Таким образом, расчеты в рамках этой простой модели качественно согласуются с экспериментальными фактами.

Литература

- 1. Ph.Antoine, B.Carre, A.L'Huillier, and M.Lewenstein, Phys. Rev. A 55, 1314 (1997).
- 2. J.Levesque, Y.Mairesse, N.Dudovich, H.Pepin, J.C.Kieffer, P.B.Corkum, and D.M.Villeneuve, Phys. Rev. Lett. 99, 243001 (2007).
- 3. P.B.Corkum, Phys. Rev. Lett. 71, 1994 (1993).
- 4. V.V.Strelkov, A.A.Gonoskov, I.A.Gonoskov, and M.Yu.Ryabikin, Phys. Rev. Lett. 107, 043902 (2011).
- V.V.Strelkov, M.A.Khokhlova, A.A.Gonoskov, I.A.Gonoskov, and M.Yu.Ryabikin, Phys. Rev. A 86, 013404 (2012).

О ФАЗОВОЙ ДИАГРАММЕ Ј1-Ј2-ЈЗ МОДЕЛИ ГЕЙЗЕНБЕРГА

Шварцберг А.В.¹, Михеенков А.В.^{1,2}, Барабанов А.Ф.²

¹ Московский Физико-технический Институт

141170, Московская область, г.Долгопрудный, Институтский пер., д.9

² Институт физики высоких давлений им. Л.Ф.Верещагина РАН 42190, г.Троицк, Московской обл., Калужское шоссе, стр. 14 a.v.shvartsberg@gmail.com

Изучение двумерной фрустрированной модели Гейзенберга является важным аспектом более общей проблемы квантовых фазовых переходов. Относительно привычной квазиклассической картины квантовые флуктуации могут переводить систему из упорядоченного состояния в состояние спинжидкостного типа [1]. В спиновой жидкости восстанавливается SU(2) симметрия гамильтониана. Вблизи точки квантового фазового перехода (J₂/J₁=0,5) остается открытым вопрос о наличии фаз с нарушением трансляционной симметрии. С экспериментальной точки зрения, модель описывает слоистые квазидвумерные соединения — ВТСП купраты [2] и ванадаты, при этом могут реализовываться как случаи антиферромагнитных (положительных) констант, так и случаи, когда одна из констант связи является ферромагнитной.

В работе в рамках сферически симметричного самосогласованного подхода [3] изучается J1-J2-J3 модель — расширение стандартной фрустрированной J1-J2 модели Гейзенберга на квадратной решётке. При учёте третьего обмена в окрестности квантовой критической точки появляются фазы с нетривиальным геликоидальным дальним порядком. Гамильтониан J1-J2-J3 модели имеет вид

$$\hat{H} = \frac{1}{2} J_1 \sum_{i,g} \hat{S}_i \hat{S}_{i+g} + \frac{1}{2} J_2 \sum_{i,d} \hat{S}_i \hat{S}_{i+d} + \frac{1}{2} J_3 \sum_{i,g} \hat{S}_i \hat{S}_{i+2g}$$

где **g** и **d** — вектора первых и вторых ближайших соседей.

Для антиферромагнитного первого обмена (J₁>0) при T=0 построена фазовая диаграмма, определены области существования спиновой жидкости и четырех фаз с дальним порядком (шахматная, страйп-фаза и две геликоидальные фазы). Границы фаз согласуются с данными кластерных численных расчетов [4]. В области отрицательного третьего обмена предположено существование фазы с двумя взаимопроникающими дальними порядками — шахматным и страйп.

Для ферромагнитного первого обмена J₁<0 построенная фазовая диаграмма также согласуется с кластерными данными. В этом случае показано, что спектр спиновых возбуждений вблизи границы ферромагнитной фазы имеет нетривиальный вид с большими бездисперсионными областями. Изучена

эволюция ферромагнитного состояния вблизи точки потери дальнего порядка. Область с ферромагнитным дальним порядком характеризуется спин-спиновыми корреляционными функциями, не зависящими от расстояния между узлами.

В рамках единого подхода изучена J1-J2 модель для произвольных знаков обменных констант. Для различных температур построены зависимости корреляционных функций и среднеузельной энергии.

Литература

1. Sachdev S., Nature Physics 4, 173, 2008

Plakida N.M., «High-Temperature Cuprate Superconductors», Springer Berlin,
2010

3. Барабанов А.Ф., Михеенков А.В., Шварцберг А.В., Теор. Мат. Физ. **168**, 389-416, 2011

Sindzingre P., Shannon N., Momoi T., J. Phys. Conf. Ser. 200, 022058-022062,
2010

5. Mikheyenkov A.V., Barabanov A.F., Shvartsberg A.V., Sol. St. Comm. **152**, 831–834, 2012

ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ ПЕРВОГО РОДА В НЕМАТИЧЕСКОМ ЖИДКОМ КРИСТАЛЛЕ С ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ ПОД ДЕЙСТВИЕМ СВЕТОВОГО И НИЗКОЧАСТОТНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЕЙ

Будаговский И.А.¹, Золотько А.С.¹, Павлов Д.С.¹, Смаев М.П.¹, <u>Швецов С.А.^{1,2}</u>, Бойко Н.И.³, Барник М.И.⁴ ¹ Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН *119991, г.Москва, Ленинский проспект, д.53* ^{2.} Московская область, г.Долгопрудный, Институт *141170, Московская область, г.Долгопрудный, Институтский пер., д.9* ³ Московский государственный университет им.М.В.Ломоносова *119991. г.Москва, ул.Ленинские горы, д.1* ⁴ - Институт кристаллографии им.А.В.Шубникова РАН *Москва, Россия* shvetsov@ymail.com

Обнаружены и исследованы ориентационные переходы первого рода в НЖК с отрицательной нелинейностью под действием наклонно падающего светового пучка [1] и низкочастотного электрического поля.

Исследования проводились методом аберрационного самовоздействия светового пучка. В качестве образца использовался планарный НЖК ЖКМ-1277, легированный гребнеобразным полимером Р97 с азобензольными боковыми фрагментами. Массовая доля добавки составляла 0.5%.



Полимер индуцировал отрицательную оптическую нелинейность, т.е. директор НЖК поворачивался от светового поля, что приводило к уменьшению показателя преломления необыкновенной волны.

Были измерены зависимости числа аберрационных колец от мощности светового пучка при различных значениях низкочастотного напряжения (рис. 1). Установлено, что увеличение напряжения приводит к появлению скачкообразной переориентации директора, расширению области бистабильности и последующему подавлению переориентации. Переход при увеличении мощности светового пучка объясняется возрастанием оптического вращающего момента, при этом наличие преднаклона директора на подложках НЖК обеспечивает обратный переход.



Рис.1. Зависимость числа колец самодефокусировки N и модуля светоиндуцированного показателя преломления $|\Box n|$ от мощности P светового пучка ($\Box = 473$ нм), падающего на планарный НЖК ЖКМ-1277 + 0.5% Р97, при различных значениях приложенного напряжения: (1) 0.8, (2) 0.9, (3) 1, (4) 1.3 В (незаштрихованные символы соответствуют увеличению P, заштрихованные – уменьшению P).

Проведены теоретические расчеты, качественно согласующиеся с экспериментом. Показано, что увеличение угла преднаклона приводит к появлению обратимого перехода и увеличению области бистабильности. Ограниченность светового пучка уменьшает область бистабильности и приводит к ее исчезновению при достаточно больших углах преднаклона.

Экспериментально исследованы ориентационные переходы при изменении низкочастотного напряжения и постоянной мощности светового пучка. Увеличение мощности приводило к появлению перехода первого рода и увеличению области бистабильности.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 11-02-01315, 12-02-31348), ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" и УНК ФИАН.

Литература

 I.A.Budagovsky, D.S.Pavlov, S.A.Shvetsov, M.P.Smayev, A.S.Zolot'ko, N.I.Boiko, M.I.Barnik, "First-order light-induced orientation transition in nematic liquid crystal in the presence of low-frequency electric field", Appl. Phys. Lett., **101**, no. 2, 021112 (2012).

ВЛИЯНИЕ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА НА СВОЙСТВА ЭКСИТОННЫХ СОСТОЯНИЙ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ ZN(CD)SE/ZNMGSSE

Шевцов С.В.^{1,2}, Кривобок В.С.¹, Адиятуллин А.Ф.^{1,2} ¹Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН *119991, г.Москва, Ленинский проспект, д.53* ² Московский Физико-технический институт *141700, М.О., г.Долгопрудный, Институтский переулок, д.9.* <u>s.v.shevtsov@outlook.com</u>

Исследование эффектов, связанных с экситон-электронным рассеянием в полупроводниковых структурах, важно для оптимизации работы светоизлучающих устройств на основе квантовых ям (КЯ). В частности, подобные явления могут играть ключевую роль при разработке и создании когерентных источников нового типа – поляритонных лазеров [1]. Целью данной работы исследование экситон-электронного рассеяния в КЯ является Zn(Cd)Se/ZnMgSSe при высоких температурах. При этом основное внимание уделяется влиянию двумерного электронного газа (ДЭГ) с низкой концентрацией на силу осциллятора и уширение экситонных состояний. Для подавления явлений, связанных с экситон-фононным взаимодействием, существенно затрудняющих наблюдение эффектов при комнатных температурах, экситон-электронное рассеяние в работе исследуется при температуре 85-90К.

Для исследования были выбрана серия образцов с КЯ Zn(Cd)Se/ZnMgSSe,



Рис.1. Зависимость уширения спектральных линий от концентрации ДЭГ

выращенных на подложках из GaAs с помощью технологии газофазной эпитаксии ИЗ металлорганических соединений. Для регистрации спектров отражения фотолюми-несценции И использовался двойной монохроматор Jobin Yvon ПЗС-матрицей. U1000 с Для возбуждения люминесценции использовался полупроводниковый фиолетовый лазер с длиной волны 405 нм. Для изменения концентрации ДЭГ использовались полупроводниковые лазеры с длинами волн 655 и 950 нм. Для дальнейшего анализа был выбран образец с двумя КЯ ширинами 20 нм и шириной барьеров 70 нм. имеюший наименьшее

неоднородное уширение экситонных линий.

В спектрах стационарной фотолюминесценции отчетливо различались резонансы, соответствующие свободному и связанному на нейтральных донорах (D⁰) экситону верхней КЯ. При увеличении интенсивности накачки 405 нм лазером наряду с уширением линий наблюдалось возрастание интенсивности линии связанного экситона относительно свободного. Подобное поведение может быть объяснено уменьшением степени ионизации доноров за счет повышения концентрации электронов. Форма линий люминесценции при температуре 85 К хорошо описывалась контуром Лоренца, что позволило проанализировать зависимость уширения от концентрации неравновесных носителей. И для свободного, и для связанного экситонов наблюдалась линейная зависимость однородного уширения от концентрации (рис.1).

При подсветке лазерами с длинами волн 950 нм и 655 нм наблюдалось постепенное снижение квантового выхода люминесценции и уменьшение относительного вклада линии связанного экситона. Гашение линии указывает на уменьшение концентрации ДЭГ в верхней КЯ, что подтверждается уменьшением ширины линии свободного экситона. Вместе с уширением линии нижней КЯ это может указывать на перераспределение заряда между КЯ в образце. Падение квантового выхода люминесценции при включении подсветки свидетельствует об увеличении количества центров безызлуча-тельной рекомбинации. Наиболее вероятным кандидатом на роль ЭТИХ центров являются заряженные дефекты.



Рис.2. Нормированные спектры фотолюминесценции в отсутствие подсветки (пунктир) и при ИК подсветке 0.5 Вт/см² (сплошная линия).

Литература

1. B.Deveaud-Plédran, J. Opt. Soc. Am. B 29 (2), A138(2012).

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ОБРАТИМОГО ЭФФЕКТА ПАМЯТИ ФОРМЫ В КОМПОЗИТНОЙ ЛЕНТЕ ИЗ СПЛАВА ТINICU, ПОЛУЧЕННОЙ МЕТОДОМ БЫСТРОЙ ЗАКАЛКИ ИЗ РАСПЛАВА

Шейфер Д.В., Бородако К.А., Ежов Д.К. Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ Москва 115409 Россия

В настоящее время сплавы, обладающие эффектом памяти формы (ЭПФ) [1], эффективно используются для создания микроустройств в различных областях техники, в частности, в приборостроении, медицине, энергетике, космических технологиях, робототехнике. С целью миниатюризации устройств, создания микро-, а возможно, и наноустройств особый интерес представляют исследования тонкомерных материалов на основе ЭПФ как с точки зрения особенностей проявления данного эффекта, так и с точки зрения создания быстродействующих устройств на их основе. При этом в практических применениях сплавов с ЭПФ обычно требуется обратимое изменение формы в цикле нагревохлаждение. Для формирования обратимого ЭПФ, как правило, требуется специальная термомеханическая тренировка образцов, что существенно затрудняет процесс создания микроустройств. Поэтому актуальна разработка новых аморфно-кристаллических композитных материалов, которые способны проявлять обратимый ЭПФ без дополнительной термомеханической обработки.

В работе в качестве объекта исследования была выбрана аморфнокристаллическая лента из сплава $Ti_{50}Ni_{25}Cu_{25}$ (ат.%) с толщиной кристаллического и аморфного слоев 10 мкм и 30 мкм, соответственно. Лента изготавливалась методом быстрой закалки из расплава. Изображение ее характерного поперечного сечения представлено на рис. 1.



Рис. 1 Поперечный срез ленты

Для варьирования соотношения аморфной и кристаллической фаз лента утонялась со стороны аморфного слоя. С этой целью использовался метод электрохимического травления и полировки, который позволяет не только уменьшать толщину обрабатываемого образца, но и сглаживать поверхностные неоднородности.

Образец с композитной слоистой структурой позволяет реализовать эффект обратимой памяти формы . В результате процесса затвердевания расплава при закалке

кристаллический слой оказывается растянутым. При нагреве кристаллическая часть ленты сжимается, что приводит к изгибу ленты подобно биметаллической

пластине. При понижении температуры лента возвращается в исходное состояние – наблюдается полное восстановление формы (рис. 2).



Рис 2. Обратимый эффект памяти формы в композитной ленте

При этом минимальный радиус изгиба ленты уменьшается при увеличении отношения толщины кристаллического слоя К толщине аморфного слоя (рис. 3).

Рис 3. Характерная зависимость минимального радиуса кривизны от соотношения кристаллической и аморфной фазы.

Разработанная композитная лента из

0,8

d /d

1,0

1,2

1.4

сплава TiNiCu может быть эффективно использована для создания микро- и наномеханических устройств на основе ЭПФ [2-3].

Литература

- Ооцука К., Симидзу К., Судзуки Ю. Сплавы с эффектом памяти формы: Пер. с яп./Под ред. Х. Фунакубо. М.: Металлургия, 1990. 224 с.
- Fu, Y.Q., J. K. Luo, A. J. Flewitt, S. E. Ong, S. Zhang Microactuators of freestanding TiNiCu films // Smart Materials and Structures. Vol. 16 (2007), p. 2651 – 2657.
- 3. Dmitry Zakharov, Gor Lebedev, Artemy Irzhak, Veronika Afonina, Alexey Mashirov, Vladimir Kalashnikov, Viktor Koledov, Alexander Shelyakov, Dmitry Podgorny, Natalia Tabachkova and Vladimir Shavrov Submicron-sized actuators based on enhanced shape memory composite material fabricated by FIB-CVD // Smart Materials and Structures. Vol. 21 (2012).

12

10

8

4 -

2 -

0.2

0.4

0.6

R^{min}, MM 9

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СDTE, ВЫРАЩЕННОГО В УСЛОВИЯХ ОТКЛОНЕНИИ ОТ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ

Кривобок В.С., <u>Шепель А.А.</u> Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН 119991, г.Москва, Ленинский проспект,.д.53 annashepel@mail.ru

Проблемой, ограничивающей практическое использование ряда полупроводниковых соединений II-VI, является эффект самокомпенсации - спонтанного формирования компенсирующих дефектов, не являющихся стандартными примесями замещения, при легировании материала. Установление причин формирования и природы таких дефектов является необходимым для реализации управляемого легирования соединений II-VI. В недавнее время появился ряд теоретических работ, в которых с помощью метода самосогласованного псевдопотенциала, в котором многоэлектронные эффекты учитываются с помощью приближения функционала плотности, моделируются свойства комплексных дефектов. Сравнение результатов расчетов с экспериментом и выяснение природы таких дефектов требует детальных экспериментальных данных об их электронном спектре и связанных с ними локальных колебательных модах. Поэтому развитие экспериментальных методов, позволяющих помимо энергии основного состояния определять и другие характеристики дефектов, такие как частоты локальных колебаний, спектр возбужденных состояний, симметрия и т.д., является необходимым. Объектом исследования были выбраны сложные дефекты в CdTe, который представляет большой интерес для производства эффективных некогерентных источников света, лазеров, преобразователей солнечной энергии, детекторов, счетчиков рентгеновского и гамма-излучения.

Для исследования CdTe были применены методики на основе резонансной оптической спектроскопии, поскольку они позволяют определять характеристики (энергии активации, энергии возбужденных уровней, симметриию и др.) не только мелких примесных атомов, но и комплексных дефектов на их основе. Использование нелегированных кристаллов, обладающих высокой степенью компенсации, позволило анализировать электронные состояния дефектов при их сравнительно небольших концентрациях и избежать искажений спектра связанных с взаимодействием близкорасположенных центров. Это дало возможность получить в сильнокомпенсированном CdTe спектр возбужденных состояний для некоторых акцепторных комплексных центров, которые ответственны за явление самокомпенсации.



Показано, что в некоторых исследуемых кристаллах присутствует пять ти-

пов акцепторных центров, и только два определяются фоновыми примесями (Li_{Cd} и Na_{Cd}). Доминирующие акцепторы имеют энергии активации 48.2±0.4мэВ, 97.9±0.6мэВ, 119.7±1.0мэВ, не характерные для известных примесей замещения в СdТе. На рисунке представлены фрагменты спектров, демонстрирующие детали селективной люминесценции донорноакцепторных пар для центра с энергией активации 119.7мэВ. Как видно основной эффект состоит в появлении сравнительно узких линий на коротковолновом крыле донорно-акцепторных пар, каждая из которых представляет собой селективную люминесценцию, когда возбуждающий квант попадает в одну из полос поглощения, образо-

ванных возбужденными состояниями донора и/или акцептора. В монокристаллическом CdTe, легированном в процессе роста донорными примесями, дефекты с энергиями активации 48.2 мэВ и 119.7 мэВ участвуют в самокомпенсации. Структура возбужденных состояний, наблюдаемая для акцепторного центра с энергией активации 48.2мэВ и 119.7мэВ, свидетельствует о понижении симметрии (ниже T_d) у данных центров. Полученные данные в сопоставлении с расчетами в рамках самосогласованного псевдопотенциала позволят идентифицировать сложные дефекты, ответственные за самокомпенсацию.

ДИНАМИКА ИЗЛУЧЕНИЙ В ОПТИЧЕСКОМ, УЛЬТРАФИОЛЕТОВОМ И РЕНТГЕНОВСКОМ ДИАПАЗОНЕ НА НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ РАЗВИТИЯ ВЫСОКОВОЛЬТНОГО АТМОСФЕРНОГО ИСКРОВОГО РАЗРЯДА

Шпаков К.В., Богаченков В.А., Огинов А.В. Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН, 119991, г.Москва, Ленинский проспект, д.53 shpakov@lebedev.ru

До сих пор не существует единого мнения о механизме зарождения молнии, о начальных стадиях ее развития, предшествующих стримернолидерному процессу [1]. Высоковольтный искровой атмосферный разряд является наиболее близким лабораторным аналогом молнии, и более удобным объектом для исследований. Работа направлена на получение представления о процессах, протекающих на начальной стадии развития этого разряда.

Эксперименты проводились при амплитуде напряжения в импульсе до 1.2 MB, при этом амплитуда тока разряда достигала 9 кА. Разрядный промежуток составлял 510 мм. Использовались цилиндрические электроды со скругленными концами диаметром от 40 до 90 мм. Конфигурация электродов: высоковольтный (BB) электрод – земля.

Ранние эксперименты показали наличие импульсов рентгеновского излучения (РИ) на стадии подъема напряжения задолго до непосредственно пробоя. Подобные вспышки РИ могут быть зафиксированы в грозу в непосредственной близости от разрядов молнии, например с шаров-зондов [1-4]. Также подобное излучение было зафиксировано в лабораторных условиях в других исследовательских центрах [5,6]. Наряду с РИ начальная стадия развития разряда сопровождается мощным всплеском ультрафиолетового (УФ) излучения с резким фронтом нарастания (10-20 нс). По одной из теорий данные излучения могут являться признаком наличия явления убегания электронов [7].

Согласно теории, при строго определенных условиях электроны, обладающие высокой энергией (>0,1 МэВ), могут перейти в режим непрерывного ускорения во внешнем электрическом поле (за счет сильного уменьшения эффективного сечения взаимодействия с частицами среды, средняя длина свободного пробега резко возрастает). Источником таких затравочных электронов в естественных условиях могут выступать космические частицы. Для имитации таких условий в экспериментах применялась импульсная инжекция электронов непосредственно в межэлектродный зазор через закрытое медной сеткой отверстие в катоде. Инжектор выдает импульс длительностью 8-10 нс при полном числе электронов 1,5×10¹² с энергией 140-180 КэВ.

Помимо воздуха при атмосферном давлении в качестве рабочей среды также использовалась смесь воздуха с капельной фазой дистиллированной деионизованной воды. Для генерации капельной среды использовался пьезоэлектрический генератор холодного тумана. Характерный размер капель составляет 10-30 мкм.

Особое внимание уделялось регистрации излучений в оптическом, УФи РИ- диапазонах. Были локализованы области генерации УФ излучения на стадии подъема напряжения на зазоре. Получены экспериментальные данные, показывающие динамику изменения пространственного распределения интенсивности излучения в УФ диапазоне в зависимости от условий проведения эксперимента.

С помощью пятиканальной системы скоростной оптической съемки [8] получены снимки стримерно-лидерного канала с временным разрешением 8 нс, показывающие изменение динамики стримерно-лидерного процесса в зависимости от наличия или отсутствия капельной фазы воды.

Литература

1. Базелян Э.М., Райзер Ю.П., Физика молнии и молниезащиты. – М.: Физ.мат лит, 2001.

- 2. Dwyer J.R., Uman M.A., Rassoul H.K. et al. // Science. 2003. V. 299. P. 694.
- Dwyer J.R., Uman M.A., Rassoul H.K. et al. // Geophys. Res. Lett. 2005. V. 32. P. L01803.
- 4. Tsuchiya H., Enoto T., Torii T. et al. // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 102. P. 255003.
- 5. Dwyer J.R., Saleh Z., Rassoul H.K. et al. // J. Geophys. Res. 2008. V.113. D23207.
- 6. Rahman M., Cooray V., Ahmad N.A. et al. // Geophys. Res. Lett. 2008. V.35. L06805.
- Гуревич А.В., Караштин А.Н., Рябов В.А., Чубенко А.П., Щепетов Ф.Л. // УФН. 2009. Т.179. С. 779-790.
- 8. Огинов А.В., Шпаков К.В. // ФИАН. 2011. Препринт №20.

ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ДЛЯ ОБРАБОТКИ ГАММА-СПЕКТРОВ КСЕНОНОВОГО ГАММА-ДЕТЕКТОРА

<u>Шустов А.Е.</u>, Улин С.Е., Дмитренко В.В., Грачев В.М., Утешев З.М., Власик К.Ф., Новиков А.С.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» 115409, г.Москва, Каширское шоссе, д.31 smplra@gmail.com

В настоящее время существует много различных спектрометрических гаммадетекторов. Среди них наиболее популярными являются сцинтилляционные (NaI), кристаллические (CZT, LaBr₃), полупроводниковые (HPGe) и газовые (Xe). Как известно, наилучшим энергетическим разрешением обладает HPGe (0,01% на линии 662 кэВ), наихудшим – NaI (7 – 10% на линии 662 кэВ), остальные вышеупомянутые детекторы – от 1,7 до 3,5%.

Помимо хорошего энергетического разрешения важное значение имеет программное обеспечение, используемое для обработки спектров. Сейчас имеется несколько лицензионных программных пакетов (Scint Basic, Gamma Pro и др.), которые, как правило, ориентированы на конкретный тип детектора, что затрудняет эффективное использование их для других типов гамма-детекторов. По этой причине целесообразно создавать ПО, которое обеспечивает наилучшую эффективность обработки измеряемых гамма-спектров для конкретного детектора.

В настоящей работе предложен метод обработки спектров, получаемых с помощью ксенонового детектора, который разработан в радиационной лаборатории МИФИ [1,2]. Данный детектор представляет собой прибор на основе цилиндрической импульсной ионизационной камеры, наполненной сжатым ксеноном, с экранирующей сеткой. Энергетическое разрешение составляет 2.0±0.3% при энергии γ-квантов 662 кэВ. Ксеноновые детекторы обладают хорошей радиационной и температурной стойкостью [3], а также большим ресурсом работы. [4].

Процесс формирования гамма-спектра спектрометрическим гаммадетектором можно описать с помощью уравнения Фредгольма первого рода:

$$\int_{0}^{\infty} K(x, y) \cdot Z(y) dy = f(x), \qquad (1)$$

где К(x,y) - ядро интегрального уравнения – совокупность приборных функций детектора (отклик детектора), Z(y) – энергетическое распределение гамма-квантов, падающих на детектор, f(x) – результат преобразования падающего спектра в процессе его регистрации гамма-детектором. Как известно, поиск решения этого интегрального уравнения представляет собой некорректную задачу. Для ее решения необходимо использовать априорную информацию об искомом спектре. В данном случае рассматривались только положительные и ограниченные решения Z(у). Для решения данной задачи интегральное уравнение использовалось в матричном виде.





Рис.1. Ксеноновый гамма-детектор тра



Разработанное программное обеспечение для обработки и восстановления гамма-спектров основано на решении интегрального уравнения Фредгольма первого рода численными методами с применение матрицы приборных функций ксенонового детектора.

Матрица приборных функций гамма-детектора рассчитывалась методом Монте-Карло с использованием стандартного пакета программ GEANT4. Калибровка результатов расчета приборных функций была осуществлена с помощью гаммаспектров, измеренных ксеноновым детектором от эталонных гамма-источников ОСГИ.

При решении интегрального уравнения используется матрица приборных функций достаточно большого размера (1500х1500). Однако применяемые методы решения матричного уравнения позволяют найти его решение за доли секунды, что обеспечивает возможность обработки гамма-спектра в режиме реального времени. В качестве примера на рис.2 приведен измеренный спектр гамма-источника ¹³⁷Cs и результаты его обработки – восстановленный спектр в виде одной гамма-линии 662 кэВ.

Следует отметить, что разработанное ПО можно применять для обработки данных, получаемых другими типами гамма-детекторов, при условии, что в расчетах будет использоваться матрица приборных функции конкретного гаммадетектора.

Литература

1. Улин С.Е. Гамма-спектрометры на сжатом ксеноне (разработка, исследование характеристик и применение) Диссерт.на соискание ученой степени д.ф.-м.н., 2000 2. С.Е.Улин, В.В.Дмитренко, В.М.Грачев, З.М.Утешев, К.Ф.Власик, А.С.Новиков // Экологические системы и приборы №7, с.3-10, Москва, 2010

3. Власик К.Ф., Грачев В.М., Дмитренко В.В., Улин С.Е., Утешев З.М., Юркин Ю.Т. №3, с.19-24, 1998

4. Власик К.Ф., Грачев В.М., Дмитренко В.В, Улин С.Е., Утешев З.М. // Приборы и техника эксперимента, №5, с.114-122, 1999

ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ ПРЕЛОМЛЕНИЕ В ВИДИМОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА В ГЛОБУЛЯРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ, ЗАПОЛНЕННЫХ ВОДОЙ

Горелик В.С.¹, <u>Щавлев В.В.²</u>

¹ Физический институт имени П.Н.Лебедева Российской академии наук ² Московский физико-технический институт

Глобулярный фотонный кристалл (ГФК) является трехмерной кубической структурой, состоящей из плотно упакованных глобул определенного диаметра (200 - 600нм) [1]. Известны фотонные кристаллы, построенные из глобул SiO₂, TiO₂, полистирола и др. В данной работе ставилась задача наблюдать эффект отрицательного преломления в видимой области спектра в образце глобулярного фотонного кристалла.

На Рис.1 (а, б) изображена схема установки для проведения экспериментальных исследований, ход лучей и изображение светового пучка на экране.





Рис. 1а: Схема экспериментальной установки для наблюдения отрицательного преломления, когда источник находится на поверхности образца; 1 – фотоаппарат, 2 – измерительное кольцо, 3 – экран, 4 – кварцевая пластина, 5 – компьютер, 6 – спектрометр, 7 – волоконно-оптический зонд, 8 – галогеновая лампа. Рис. 16: Схема экспериментальной установки для наблюдения отрицательного преломления, когда источник находится на поверхности образца;

- 1 фотоаппарат, 2– измерительное кольцо,
- 3 экран, 4 пластина ГФК, заполненного
- водой, 5 компьютер, 6 спектрометр,
- 7 волоконно-оптический зонд, 8 галогеновая лампа.

В экспериментах излучение от галогеновой лампы распространялось через волоконно-оптический зонд, конец которого помещался вплотную к поверхности образцов. С помощью спектрометра на компьютер записывался спектр отражения от пластины ГФК. На экране из кальки появлялось изображение светового пучка, которое фиксировалось фотоаппаратом. Измерительное кольцо диаметром 16 мм. служило для определения размера светового пятна по изображению. Диаметр отверстия волоконно-оптического зонда был равен 1 мм. Экран был расположен на расстоянии 5 мм от поверхности образцов (кварцевой пластины и фотонного кристалла). В качестве образцов выступали кварцевая пластина толщиной 1,2 мм с показателем преломления n=1,47 и пластина из ГФК с диаметром глобул 260 нм и размерами 9х7х1.

Изображения световых пучков, формируемые на экране в результате эксперимента, представлены на Рис. 2 (а, б).



Рис. 2: Изображение на экране светового пучка, прошедшего через кварцевую пластину (а) и пластину ГФК, заполненного водой (б).

Диаметр светового пятна, прошедшего через кварцевую пластину, равен $D_1=2,56$ мм (Рис.2а), а через пластину ГФК, заполненного водой, $D_2=1,62$ мм (Рис.2б). Таким образом, размер светового пятна уменьшился 1,6 раз при замене кварцевой пластины на фотонно–кристаллическую пластину. Анализируя полученные результаты, можно заключить, что во втором варианте эксперимента (Рис. 1б) имеет место отрицательное преломление светового пучка в ГФК, заполненном водой, приводящее к уменьшению размера изображения светового пучка на экране.

Литература

1. В.С. Горелик «Оптика глобулярных фотонных кристаллов», *Квантовая* электроника, 2007, **37** (5), 409–432.

Алфавитный указатель докладчиков

Фамилия И.О.	Стр.	
Адиятуллин Альберт	41	
Файзрахманович		
Азаревич Андрей	43	
Николаевич		
Алферов Сергей	45	
Владимирович		
Андреев Степан	25	
Николаевич		
Анисимов Михаил	47	
Александрович		
Антипин Александр	49	
Максимович		
Арифуллин Марсель	51	
Равшанович		
Байбаков Руслан	53	
Фаридович		
Баран Александр	55	
Валерьевич		
Бейлин Никита	57	
Дмитриевич		
Богач Алексей	27	
Викторович		
Бурханов Илья	59	
Сергеевич		
Бутвина Алексей	61	
Леонидович		
Бушмелева Анна	63	
Николаевна		
Ваганов Петр	65	
Алексеевич		
Вишнякова Гульнара	67	
Александровна		
Воеводина Елена	69,	
Викторовна	71	
Вьюхина Ирина	73	
Владимировна		
Гаврилкин Сергей	75	
Юрьевич		
Гижа Сергей	77	
Сегеевич		
Головизин Артем	79	
Алексеевич		
Гришина Ольга	81	
Викторовна		
Грудцын Яков	83	
Викторович		
Душкин Лев Игоревич	85	

Фамилия И.О.	Стр.
Заболотных Андрей	87
Александрович	
Залужный Иван	89
Александрович	
Зенин Александр	91
Александрович	
Ибавов Набиюлла	93
Валиабдулаевич	
Изюмов Николай	95
Андреевич	
Казиев Андрей	97
Викторович	
Калганова Елена	99
Сергеевна	
Канаба Алексей	101
Викторович	101
Кашурникова Ольга	103
Впалимировна	105,
Киняевский Игорь	13
Олегович	15
Кишкин Сергей	107
Александрович	107
Клименко Олег	109
Александрович	107
Князев Лмитрий	111
Александрович	111
Козырев Лмитрий	113
Сергеевич	115
Конпратьев Олег	115
	115
Коновалов Михаил	117
	117
Концар Алексей	110
Викторовии	11)
Коромислов Анагсай	121
Пеонилории	121
Кориданора Одеод	123
Алексеерие	123
Иостионацию Наножна	125
Викторовия	123
Инторовна	15
Валериерии	15
Ираснора Галина	127
Краснова галина	127
Ілиланловна Криронов Минент	120
Соргарии	129
Иланинар Сротоолог	20
лузьмичев Светослав	29
Александрович	

Фамилия И.О.	Стр.
Кузьмичёва Татьяна	131
Евгеньевна	
Лепихов Сергей	133
Александрович	
Лещев Денис	135
Сергеевич	
Литовченко Иван	17
Дмитриевич	
Лобанова Инна	137
Игоревна	
Макарова Екатерина	139
Константиновна	
Макаров Сергей	141
Владимирович	
Максимова Анастасия	143
Николаевна	
Маренков Евгений	145
Дмитриевич	
Медведев Антон	147
Сергеевич	
Милютина Елена	149
Вадимовна	
Минеев Николай	151
Александрович	
Миннекаев Марат	153
Нургаязович	
Мирончук Елена	155
Сергеевна	
Мокроусова Дарья	157
Вадимовна	
Морозкин М.В.	159
Морозов Михаил	31,
Юрьевич	161
Муратов Андрей	163
Викторович	
Муслимов Арсен	165
Эмирбегович	
Нефедов Денис	167
Владимирович	
Новиков Александр	169
Сергеевич	
Осипов Максим	171
Андреевич	
Остаточников Влалимир	33
Алексанлрович	
Остроухова Екатерина	
Ивановна	173
Павлов Анлрей	
Алексанлювич	175
¹ Mercundpobri	

Фамилия И.О.	Стр.
Павлов Никита	177
Сергеевич	
Панкратова Евгения	179
Валерьевна	
Пасека Ольга	181
Игоревна	
Пастухов Владимир	183
Михаилович	
Переверзев Александр Юрьевич	185
Пестовский Николай	
Валерьевич	187
Петров Всеволод	100
Иванович	189
Петряков Александр	101
Викторович	191
Плохов Дмитрий	102
Игоревич	193
Пляшечник Ольга	105
Сергеевна	195
Подольская Наталья	197
Игоревна	
Потёмкин Фёдор	35
Викторович	
Пыряева Александра	199
Павловна	
Радченко Григорий	201
Сергеевич	
Рева Антон	19
Александрович	
Романова Гаисия	203
Андреевна	
Рыков Михаил	205
Александрович	
Савинов Сергеи	207
Александрович	
Иронории	209
Иванович	
Игорория	211
Салор Антон	
Сергеериц	213
Сергеев Александр	37
А пексан прович	51
Старолубов Анлрей	39
Виктопович	57
Сунчугашева Елена	
Сергеевна	215
Таль Алексей	
Алексеевич	217

Фамилия И.О.	Стр.	
Тарасов Евгений	210	
Александрович	219	
Теплухина Анна	221	
Александровна		
Толкачева Наталья	ว าว	
Витальевна	223	
Хохлова Маргарита	225	
Александровна		
Цвентух Михаил	21	
Михайлович		
Чернышов Дмитрий	23	
Олегович		
Шварцберг Александр	227	
Владимирович		

Фамилия И.О.	Стр.
Швецов Сергей	229
Александрович	
Шевцов Сергей	231
Владимирович	
Шейфер Дина	233
Викторовна	
Шепель Анна	235
Артемовна	
Шпаков Константин	237
Викторович	
Шустов Александр	239
Евгеньевич	
Щавлев Владимир	241
Викторович	