

# ФИЗИКА.СПб

Тезисы докладов

Российской молодежной конференции  
по физике и астрономии

**23—24 октября 2013 года**

Издательство политехнического университета

Санкт-Петербург  
2013

**Организатор**

ФТИ им. А.Ф. Иоффе

**Спонсоры**

Российская академия наук  
Администрация Санкт-Петербурга  
Российский фонд фундаментальных исследований  
Фонд некоммерческих программ «Династия»

**Программный комитет**

Аверкиев Никита Сергеевич (ФТИ им. А.Ф. Иоффе) — председатель  
Арсеев Петр Иварович (ФИАН)  
Варшалович Дмитрий Александрович (ФТИ им. А.Ф. Иоффе)  
Воробьев Леонид Евгеньевич (СПбГПУ)  
Гавриленко Владимир Изяславович (ИФМ)  
Дьяконов Михаил Игоревич (Université Montpellier II, France)  
Иванчик Александр Владимирович (ФТИ им. А.Ф. Иоффе)  
Карачинский Леонид Яковлевич (ФТИ им. А.Ф. Иоффе)  
Конников Семен Григорьевич (ФТИ им. А.Ф. Иоффе)  
Кучинский Владимир Ильич (СПбГЭТУ, ФТИ им. А.Ф. Иоффе)  
Новожилов Виктор Юрьевич (СПбГУ)  
Пихгин Никита Александрович (ООО «Эльфоллум», ФТИ им. А.Ф. Иоффе)  
Рудь Василий Юрьевич (СПбГПУ)  
Соколовский Григорий Семенович (ФТИ им. А.Ф. Иоффе)  
Степина Наталья Петровна (ИФП им. А. Ф. Ржанова)  
Сурис Роберт Арнольдович (ФТИ им. А.Ф. Иоффе)  
Тарасенко Сергей Анатольевич (ФТИ им. А.Ф. Иоффе)

**Организационный комитет**

Соколовский Григорий Семенович (ФТИ им. А.Ф. Иоффе) — председатель  
Азбель Александр Юльевич (КЦФЕ)  
Вдовина Мария Александровна (ФТИ им. А.Ф. Иоффе)  
Дюделев Владислав Викторович (ФТИ им. А.Ф. Иоффе)  
Карачинский Леонид Яковлевич (ФТИ им. А.Ф. Иоффе)  
Кузнецова Яна Вениаминовна (ФТИ им. А.Ф. Иоффе)  
Лосев Сергей Николаевич (ФТИ им. А.Ф. Иоффе)  
Петров Павел Вячеславович (ФТИ им. А.Ф. Иоффе)  
Поняев Сергей Александрович (ФТИ им. А.Ф. Иоффе)

Молодежная конференция 2013 года продолжает традицию Итоговых семинаров по физике и астрономии по результатам конкурсов грантов для молодых ученых, проводившихся в Санкт Петербурге в течение более десяти лет, с середины 90-х.

<b>Астрономия и астрофизика</b>	<b>3</b>
Диффузия и кулоновское разделение ионов в плотном веществе <i>Безногов М. В., Яковлев Д. Г.</i> .....	3
Определение природы жёстких рентгеновских источников из обзоров всего неба обсерваториями ИНТЕГРАЛ и Swift <i>Миронов А. И., Лутовинов А. А., Буренин Р. А., Ревнивцев М. Г., Цыганков С. С., Павлинский М. Н., Коробцев И. В., Еселевич М. В.</i> .....	5
Релятивистские солитоны в пульсарных туманностях <i>Петров А. Е., Быков А. М.</i> .....	8
NZ Ser: результаты анализа фотометрической активности за 25 лет <i>Барсунова О. Ю., Гринин В. П., Мельников С., Катышева Н. А., Шугаров С. Ю.</i> ...	9
Орбитальные резонансы в экзопланетных системах <i>Попова Е. А., Шевченко И. И.</i> .....	10
Моделирование источников нетеплового излучения в областях активного звёздообразования <i>Гладилин П. Е., Быков А. М., Осипов С. М.</i> .....	11
Распределение яркости и поляризации жесткого рентгеновского излучения вдоль вспышечных петель на Солнце <i>Шабалин А. Н., Чариков Ю. Е., Кудрявцев И. В.</i> .....	13
Жесткое рентгеновское излучение и эволюция энергетического распределения ускоренных во время солнечных вспышек электронов <i>Моторина Г. Г., Кудрявцев И. В., Лазутков В. П., Савченко М. И., Скородумов Д. В., Чариков Ю. Е.</i> .....	15
Крупномасштабная асимметрия изображений протопланетных дисков, вызванная движением маломассивных объектов <i>Демидова Т. В., Гринин В. П.</i> .....	16
Теория динамических приливов и ее применение к солнцеподобным звездам <i>Чернов С. В., Иванов П. Б., Papaloizou J.C.V.</i> .....	17
Сверхтекучие g-моды в нейтронных звездах <i>Доммес В. А., Гусаков М. Е., Кантор Е. М.</i> .....	18
Скопление галактик в поле гамма-всплеска GRB021004 <i>Соколов И. В.</i> .....	19
Нейтронное энерговыделение при куперовском спаривании в смесях сверхтекучих Ферми-жидкостей в нейтронных звёздах <i>Мельников М. А., Гусаков М. Е.</i> .....	20

Методика определения размеров кратеров на поверхностях безатмосферных тел Солнечной системы <i>Клянчин А. И., Прокофьева-Михайловская В. В.</i> .....	21
Информационная система для прогнозирования солнечных вспышек <i>Шендрик А. В., Курочкин Е. А., Тохчукова С. Х., Богод В. М., Петерова Н. Г.</i> .....	22
Использование широкодиапазонных облучателей для наблюдений Солнца на РАТАН-600 <i>Курочкин Е. А., Коржавин А. Н., Богод В. М., Тохчукова С. Х., Шендрик А. В.</i> .....	24
Функция светимости активных галактик типа NLS по данным обзора SDSS DR 7 <i>Ермаш А. А., Комберг Б. В.</i> .....	26
Определение свойств аккреционного потока у поверхности белого карлика в промежуточных полярах по переменной их оптической яркости <i>Семена А. Н.</i> .....	27
Длительные периоды аномальной активности Солнца <i>Люзнова А. В., Блинов А. В.</i> .....	28
Численное моделирование светоиндуцированного дрейфа в облаке межзвездного газа <i>Соболев А. И.</i> .....	31

## **Атомная физика и физика элементарных частиц 32**

---

Аномальное поведение показателя преломления нейтрона в идеальном кристалле вблизи брэгговского резонанса <i>Ласица М. В., Е.О. Вежлев, Ю.П. Брагинец, С.Ю. Семенихин, И.А. Кузнецов, В. В. Федоров, В.В. Воронин</i> .....	32
Теоретическое исследование эффектов нарушения Р и Т в твёрдых телах <i>Скрипников Л. В.</i> .....	33
Вычисление спектров и поляризуемостей ионов изоэлектронной серии атома магния <i>Коновалова Е. А., Козлов М. Г., Сафронова М. С.</i> .....	35
К поиску эффектов нарушения Р,Т-четности в атоме Tl и молекуле RaF <i>Кудашов А. Д., Скрипников Л. В., Петров А. Н., Титов А. В.</i> .....	36
Перезарядка при холодных столкновениях атомов рубидия с ионами кальция и иттербия <i>Яковлева С. А., Беляев А. К., Бучаченко А. А.</i> .....	38

Низкочастотная динамика коротких пептидов <i>Вашченко В. Э., Федосеев А. И., Савватеева-Попова Е. В., Лушников С. Г., Хавинсон В. Х.</i> .....	39
Неинвазивный спекл-датчик скорости крови в микроциркуляторном русле <i>Лукашова О. Ф.</i> .....	40
2Н ЯМР исследования кристаллов лизоцима тетрагональной модификации <i>Пивоварова Ю. В., Лушников С. Г., Залар Боштиан</i> .....	43
Изучение влияния холестерина на механические свойства кровяных клеток K562 <i>Няшаев И. А., Чубинский-Надеждин В. И., Анкудинов А. В.</i> .....	45
Образование межмолекулярных сшивок производными актиноцина при взаимодействии с ДНК в условиях полуразбавленных растворов <i>Осинникова Д. Н., Морошкина Е. Б.</i> .....	47
Модель взаимодействия ДНК с потенциальными противоопухолевыми соединениями на основе рутения, содержащими биологически активные лиганды <i>Коженков П. В., Бакулев В. М., Турел И., Касьяненко Н. А.</i> .....	49
Взаимодействие молекулы ДНК с цис- и транс-изомерами светочувствительного катионного ПАВ <i>Унксов И. Н., Касьяненко Н. А.</i> .....	52
Исследование воздействия излучения диапазона 0,05–1,2 ТГц на мембранный потенциал митохондрий, проницаемость клеточной мембраны и функциональную активность клеток <i>Несговорова Ю. С., Дука (Цуркан) М. В., Кудрявцев И. В., Серебрякова М. К., Назарова И. В., Трулёв А. С., Смолянская О. А., Беспалов В. Г., Полевщиков А. В.</i> .....	54
Оценка безопасности использования терагерцового излучения диапазона 0,05–1,2 ТГц в медицинских целях путем исследования влияния на лимфоциты человека <i>Снегова А. М., Дука (Цуркан) М. В., Серебрякова М. К., Кудрявцев И. В., Трулев А. С., Смолянская О. А., Полевщиков А. В.</i> .....	56
Изучение многокомпонентных систем ДНК- металлокомплексы с фталоцианинами — ПАВ <i>Алексеев Г. В., Касьяненко Н. А.</i> .....	58

Разработки и тестирование специализированной системы ввода пробы для масс-спектрометрической диагностики инфицированности человека <i>Helicobacter pylori</i> <i>Шешеня Е. С., Блащенко Н. М., Галль Н. Р.</i> .....	60
Формирование тубулярных структур из мембраны клеток человека с помощью установки «Лазерный пинцет» <i>Ведяйкин А. Д., Морозова Н. Е., Сабанцев А. В., Побегалов Г. Е., Арсениев А. Н.</i>	61
Изучение взаимодействия наночастиц серебра и алюминия с молекулой ДНК в водно-солевом растворе <i>Варшавский М. С., Белых Р. А., Волков И. Л., Касьяненко Н. А.</i> .....	64
Кристаллизация и рентгеноструктурный анализ белка — антитела к вирусу бешенства <i>Елисеев И. Е., Юденко А. Н., Дубина М. В.</i> .....	65
Исследование конформационных перестроек молекулы белка Hsp70 методом малоуглового рентгеновского рассеяния <i>Юденко А. Н., Елисеев И. Е., Уклеев В. А., Ищенко А. М., Дубина М. В.</i> .....	68
Разработка микрооптомеханического датчика для контроля внутричерепного давления <i>Лютецкий Н. А.</i> .....	70

## Наноструктурированные и тонкопленочные материалы

72

Изучение и моделирование электропроводности композитных материалов, полученных на основе полипропилена и технического углерода <i>Степанюшина А. С., Москалюк О. А., Цобкалло Е. С., Юдин В. Е., Алешин А. Н.</i> ..	72
Совершенствование методики исследования автоэмиссионных свойств наноструктурированных материалов <i>Филиппов С. В., Попов Е. О., Колосько А. Г., Романов П. А.</i> .....	74
Дифракционные методы анализа ферромагнитных пленок с неоднородным распределением намагниченности <i>Татарский Д. А., Рогов В. В., Петренко А. В., Удалов О. Г., Гусев Н. С., Гусев С. А., Никитенко Ю. В., Фраерман А. А.</i> .....	77
Исследование влияния постоянного магнитного поля на процессы агрегации в коллоидных растворах магнетита <i>Гареев К. Г., Кононова И. Е., Мошников В. А., Налимова С. С.</i> .....	79
Формирование и исследование мембран на основе $\text{por-Al}_2\text{O}_3$ <i>Шиманова В. В., Муратова Е. Н.</i> .....	81

Особенности структуры и гальваномагнитных свойств пленок висмута, полученных в сверхвысоком вакууме <i>Крушельницкий А. Н.</i> .....	82
Влияние коллоидных наночастиц золота на флуоресценцию молекул озона в полимере и на поверхности силикагеля С-80 <i>Цибульникова А. В., Тихомирова Н. С., Слежкин В. А., Брюханов В. В.</i> .....	85
Диэлектрические свойства алмазоподобных пленок, выращенных ионно-плазменным методом <i>Долгинцев Д. М., Броздниченко А. Н., Кастро Р. А.</i> .....	87
Сравнение методик постростовой обработки плёнок ZnO:V, выращенных методом газофазной эпитаксии <i>Семерухин М. Ю., Кукин А. В., Терукова Е. Е., Аблаев Г. М., Теруков Е. И.</i> .....	88
Влияние наночастиц серебра, полученных боргидридным методом на люминесценцию молекул люминофоров в пленках ПВС и на поверхности мезопористого кремнезема <i>Тихомирова Н. С., Цибульникова А. В., Слежкин В. А., Брюханов В. В.</i> .....	91
Дифракционные решётки на основе nanoостровковой плёнки серебра <i>Червинский С. Д., Шустова О. В., Журихина В. В., Липовский А. А.</i> .....	92
Исследование наночастиц серебра, формируемых в приповерхностной области стекла и на его поверхности <i>Редутто И. В., Капралов Н. В., Червинский С. Д., Липовский А. А.</i> .....	94
Получение новых тонкопленочных электрокалорических наноматериалов не содержащих свинец методом золь-гель <i>Абрашова Е. В., Кононова (Грачева) И. Е., Мошников В. А., Фоминых А. К.</i> .....	96
Нанооболочки на основе соединений кадмий-ртуть-теллур <i>Мутилин С. В., Соотс Р. А., Воробьев А. Б., Икусов Д. Г., Михайлов Н. Н., Принц В. Я.</i> .....	98
Формирование силицидов марганца на поверхности кремния <i>Гребенюк Г. С., Пронин И. И.</i> .....	101
Модификация аморфного углерода магнитными наночастицами: корреляция между наноструктурой углеродной матрицы и электромагнитными свойствами <i>Чекулаев М. С., Ястребов С. Г., Иванов-Омский В. И., Звонарева Т. К., Сиклицкая А. В.</i> .....	103
Определение структуры углеродных нанотрубок рентгенографическими методами <i>Логинов Д. В., Алешина Л. А., Макарова А. Н.</i> .....	104
Исследование проводимости одиночных плёнок оксидированного графена, восстановленного в потоке молекулярного водорода <i>Северюк В. А., Брунков П. Н., Дидейкин А. Т., Конников С. Г.</i> .....	105

Анализ структуры зерен микрокристаллического кремния в матрице смектического типа на основе методики малоуглового рассеяния рентгеновских лучей	
<i>Шарков М. Д., Бойко М. Е., Бойко А. М., Белякова Н. С., Конников С. Г.</i>	107
Исследование гидрозолей дезагломерированных частиц детонационных наноалмазов методом атомно-силовой микроскопии	
<i>Дергачев А. И., Брунков П. Н.</i>	110
Исследование свойств коллоидных квантовых точек CdSe, синтезированных в водных и органических средах	
<i>Михайлов И. И., Романовский Д. С., Панченко А. Е., Тарасов С. А., Матюшкин Л. Б., Мазинг Д. С., Александрова О. А., Мошников В. А.</i>	112
Структура наноалмазов, полученных методом лазерного ударно-волнового синтеза	
<i>Шестаков М. С., Байдакова М. В., Кукушкина Ю. А., Ситникова А. А., Яговкина М. А., Кириленко Д. А., Соколов В. В., Швидченко А. В., Вуль А. Я., Zousman V., Levinson O.</i>	114
Комплексное изучение полимерных композитов с углеродными наполнителями	
<i>Фроня М. А., Алексеева С. И., Викторова И. В.</i>	116
Многофункциональные нанокompозитные частицы $\text{SiO}_2/\text{Gd}_2\text{O}_3:\text{Eu}^{3+}$ для систем комплексной диагностики и адресного лечения рака	
<i>Еуров Д. А., Курдюков Д. А., Медведев А. В., Кириленко Д. А., Нашекин А. В., Голубев В. Г.</i>	118
Получение коллоидных квантовых точек селенида кадмия в водной среде	
<i>Мазинг Д. С., Матюшкин Л. Б.</i>	120
Нелинейный диэлектрический отклик в сегнетоэлектрических пленках бетаинфосфита	
<i>Свинарев Ф. Б., Балашова Е. В., Кричевцов Б. Б., Юрко Е. И.</i>	122
Экспериментальное исследование диффузии атомов галлия по кристаллографическим плоскостям (0001) и (11-20) GaN в условиях МОГФЭ	
<i>Рожавская М. М., Лундин В. В., Трошков С. И.</i>	124
Синтез GaN ННК на подложках сапфира методом МОГФЭ через нанопленку титана с рекордной скоростью	
<i>Рожавская М. М., Лундин В. В., Лундина Е. Ю., Трошков С. И.</i>	127
Монослойные пленки оксида графена на поверхности кремния	
<i>Кудашова Ю. В., Алексенский А. Е., Брунков П. Н., Дидейкин А. Т., Кириленко Д. А., Саксеев Д. А., Севрюк В. А., Шестаков М. С.</i>	129



Ближнее поле вблизи золотой конической наноантенны <i>Рогов А. М., Харинцев С. С.</i> .....	132
Резонансы в сетях из случайных комплексных импедансов <i>Олехно Н. А., Бельтюков Я. М., Паршин Д. А.</i> .....	133
Динамика фотоиндуцированного поглощения света в кристаллах силиката висмута <i>Худякова Е. С., Кистенева М. Г., Шандаров С. М., Толстик А. Л., Корниенко Т. А.</i> ...	135
Разработка сенсора датчика формы пульсовой волны <i>Рахманин С. П.</i> .....	137
О возможности оптимизации метода обнаружения элемента по эмиссионным спектрам <i>Пермякова Е. С., Толмачев Ю. А., Немец В. М., Щеулин А. С.</i> .....	139
Применение метода ортогонального светорассеяния для решения задач биомолекулярной электроники <i>Непомящая Э. К., Величко Е. Н.</i> .....	141
Варианты управления световыми импульсами в условиях двойного радио-оптического резонанса <i>Тимофеев А. С., Трошин А. С.</i> .....	144
Неупругие сечения при низкоэнергетических Mg+H столкновениях <i>Родионов Д. С., Беляев А. К., Барклем П. С., Гиту М., Спилфидель А., Фотриер Н.</i> ..	146
Филаментация ультракоротких лазерных импульсов в воздухе при внесении фазовой модуляции волнового фронта <i>Мокроусова Д. В., Ионин А. А., Ирошников Н. Г., Ларичев А. В., Селезнев Л. В., Синицин Д. В., Сунчугашева Е. С.</i> .....	149
Выявление структурных особенностей стеарата серебра методом диэлектрической спектроскопии <i>Смирнов А. П., Горяев М. А., Кастро Р. А.</i> .....	150
Изготовление оптических антенн для локально усиленной рамановской спектроскопии методом адаптивного электрохимического травления <i>Васильченко В. Е., Харинцев Сергей Сергеевич, Салахов Мяззюм Халимуллович</i> ..	153
Калиевоалюмооборотные стекла с нанокристаллами CuCl — новый многофункциональный оптический материал <i>Ширишев П. С., Бабкина А. Н., Сидоров А. И., Цехомский В. А., Никоноров Н. В., Голубков В. В.</i> .....	154

Фемтосекундная спектроскопия оптического эффекта Керра при многоимпульсном возбуждении <i>Жарков Д. К., Шмелёв А. Г., Никифоров В. Г., Лобков В. С.</i> .....	157
Резонансные брэгговские структуры на основе системы квантовых ям InGaN в GaN <i>Большаков А. С., Чалдышев В. В., Заварин Е. Е., Сахаров А. В., Лундин В. В., Цацульников А. Ф.</i> .....	158
Динамическая дифракция света в одномерных фотонных кристаллах с синусоидальным профилем диэлектрической проницаемости <i>Романенко К. О.</i> .....	160
Отражение света от брэгговской решетки и хаотических массивов металлических нановключений As и AsSb в матрице AlGaAs <i>Ушанов В. И., Чалдышев В. В., Преображенский В. В., Путято М. А., Семягин Б. Р.</i> 162	
Линейный электрооптический эффект в одномерных фотонных кристаллах <i>Драгинда Ю. А., Палто С. П., Юдин С. Г., Лазарев В. В.</i> .....	163

## Оптоэлектронные приборы 165

---

Многоуровневая генерация и р-легирование в полупроводниковых лазерах с квантовыми точками InAs/InGaAs <i>Корнев В. В., Савельев А. В., Жуков А. Е., Максимов М. В., Омельченко А. В., Шерняков Ю. М.</i> .....	165
Разработка технологии получения слоев соединений $A^3B^5$ с изменяющейся шириной запрещенной зоны для использования их в фотоэлектрических преобразователях <i>Свистунов А. Н., Левин Р. В.</i> .....	167
Разработка технологии изготовления гетероструктур для приемников лазерного излучения <i>Маричев А. Е., Хвостиков В. П.</i> .....	168
Пространственная и спектральная селекция мод фазированной линейки инжекционных лазеров с помощью объёмной Брэгговской решетки <i>Паюсов А. С., Гордеев Н. Ю., Задиранов Ю. М., Максимов М. В.</i> .....	169
Разработка мощных полупроводниковых лазеров для прямого применения в обработке материалов <i>Веселов Д. А., Николаев Д. Н., Шашкин И. С., Пихтин Н. А., Слипченко С. О., Тарасов И. С.</i> .....	171

Влияние добавления сверхрешеток на процессы люминесценции в нитридных наногетероструктурах <i>Менькович Е. А., Тарасов С. А., Юргин П. А., Suihkonen S., Svensk O., Riuttanen L., Nukänen H.</i> .....	173
Одномодовые температурно-стабильные вертикально-излучающие лазеры спектрального диапазона 850 нм <i>Назарук Д. Е., Павлов М. М., Малеев Н. А., Бобров М. А., Блохин С. А.</i> .....	175
Детектирование излучения полупроводниковых лазеров методом атомно-силовой микроскопии <i>Алексеев П. А., Дунаевский М. С., Монахов А. М., Баранов А., Титков А. Н.</i> .....	177
Двухполосные светодиоды на основе наногетероструктур с глубокой квантовой ямой $\text{AlSb/InAs}_{(1-x)}\text{Sb}_x/\text{AlSb}$ , работающие при комнатной температуре в спектральном диапазоне 1,6–2,2 мкм <i>Слобожанюк С. И., Данилов Л. В., Яковлев Ю. П.</i> .....	179
Волоконные лазеры сверхкоротких импульсов: технология и применение <i>Гуменюк Р. В.</i> .....	181
Применение метода дифракции быстрых электронов (ДБЭ) для <i>in situ</i> определения состава и степени релаксации слоев $(\text{Al,In,Ga})\text{N}$ , $(\text{Al,In})\text{Sb}$ , $\text{InAs}$ <i>Мальшев Е. И., Нечаев Д. В.</i> .....	183
СО-лазер с модуляцией добротности резонатора вращающимся зеркалом и синхронизацией мод <i>Будилова О. В., Ионин А. А., Киняевский И. О., Климачев Ю. М., Козлов А. Ю., Котков А. А.</i> .....	184
Нелинейная динамика полупроводниковых лазеров с квантоворазерной активной областью при импульсной накачке <i>Кольхалова Е. Д., Соколовский Г. С., Abusaa M., J. Danckaert, Дюделев В. В., Дерягин А. Г., Новиков И. И., Максимов М. В., Жуков А. Е., Устинов В. М., Кучинский В. И., Sibbett W., Рафалов Э. У., Viktorov E. A., Erneux T.</i> .....	186

## Поверхностные явления 188

---

Изучение процессов перераспределения атомов, протекающих при формировании металлических слоев на поверхности нитридов галлия-алюминия <i>Ламкин И. А., Тарасов С. А., Курин С. Ю., Петров А. А.</i> .....	188
Новый тип поверхностных электромагнитных волн на границе металл-диэлектрической сверхрешётки с анизотропными проводящими слоями <i>Голеницкий К. Ю., Богданов А. А.</i> .....	190

Проблемы устойчивости зольей деагломерированного детонационного наноалмаза <i>Швидченко А. В., Алексенский А. Е., Шестаков М. С.</i> .....	192
Прецизионное перемещение микро- и наночастиц под электронным пучком <i>Комиссаренко Ф. Э., Денисюк А. И.</i> .....	193

## **Приборы и материалы ТГц и СВЧ диапазона 196**

---

Электродинамические характеристики поверхностных мод в планарном ферритовом волноводе конечной ширины <i>Бубликов К. В., Садовников А. В.</i> .....	196
Управляемый гиперболический метаматериал, на основе полупроводниковой сверхрешетки <i>Денисов К. С., Богданов А. А.</i> .....	198
Полосно-пропускающий СВЧ фильтр с двойной электрической и магнитной перестройкой <i>Белявский П. Ю., Анохин А. С., Ефимов С. В., Витько В. В., Семенов А. А.</i> .....	199
Материалы с мультиферроидными свойствами на основе слоистых структур и твердых растворов <i>Мыльников И. Л., Семенов А. А., Дедык А. И.</i> .....	202
Автогенерация динамического хаоса в кольцевых системах на основе металлизированных ферритовых пленок и слоистых пленочных феррит-сегнетоэлектрических структур <i>Кондрашов А. В., Устинов А. Б.</i> .....	204
Исследование волновых процессов в феррит-сегнетоэлектрических структурах, содержащих несколько пленок феррита <i>Никитин А. А., Витько В. В., Никитин А. А., Семенов А. А., Устинов А. Б.</i> .....	207
Передаточная характеристика нелинейного одномерного магнетонного кристалла <i>Дроздовский А. В.</i> .....	209
Волновые процессы в тонкослойных феррит-сегнетоэлектрических структурах, содержащих щелевую линию <i>Витько В. В., Никитин Ал. А., Никитин Ан. А., Семенов А. А., Белявский П. Ю.</i> ... 211	
Нелинейное затухание интенсивных спиновых волн в металлизированных ферромагнитных пленках <i>Устинов А. Б.</i> .....	213
Высокочувствительные детекторы для космических миссий <i>Абашин А. Е., Кузьмин Л. С., Тарасов М. А., Мухин А. С., Гордеева А. В.</i> .....	215

Экспериментальная установка для оценки оптической МЭШ 350 ГГц болометра <i>Мухин А. С., Абашин А. Е., Большаков О. С., Леснов И. В.</i> .....	217
Влияние уровня легирования и состава твердого раствора на распределение потенциала поперек плоскости слоев и диодные характеристики n <sup>+</sup> -SiGe/Si/p-SiGe гетероструктур релаксированных по упругим напряжениям <i>Орлов М. Л.</i> .....	219
Гетеродинный приёмник на основе массивов джозефсоновских контактов <i>Галин М. А., Клушин А. М., Семёнов А. Д., Селиверстов С. В., Финкель М. И., Гольцман Г. Н.</i> .....	222
Исследование передаточных характеристик согласованного фильтра на пленках железо-иттриевого граната <i>Мартынов М. И., Никитин А. А., Устинов А. Б.</i> .....	224

## Примеси и дефекты в твердом теле 227

Диэлектрическая релаксация в кристаллах силленитов $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}:\text{Fe}$ <i>Набиуллина Л. А., Кастро Р. А.</i> .....	227
Тензор кристаллического ГЭП в узлах редкоземельных металлов в решетках $\text{R}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ <i>Рабчанова Т. Ю.</i> .....	229
Исследование фазовых переходов в керамике $\text{Ba}_{(1-x)}\text{MnTi}_x\text{O}_3$ и $\text{BaTi}_{(1-x)}\text{Mn}_x\text{O}_3$ <i>Румянцева Е. Д., Залесский В. Г., Зайцева Н. В.</i> .....	230
Диэлектрическое исследование кристаллов прустита $\text{Ag}_3\text{AsS}_3$ в области высоких частот <i>Гуния Н. Ю., Бордовский В. А., Кастро Р. А.</i> .....	232
Оптические свойства структур $\text{CdHgTe}$ , выращенных молекулярно-лучевой эпитаксией на подложках $\text{GaAs}$ <i>Шияев А. В., Мынбаев К. Д., Баженов Н. Л., Ижнин И. И., Ижнин А. И.</i> .....	233
Возбуждение акустических импульсов в кристаллах $\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$ мощными наносекундными электронными пучками <i>Шияев И. В., Барышников В. И., Иванов А. В.</i> .....	235
Дефектообразование при росте на призматических гранях $4\text{H-SiC}$ <i>Фадеев А. Ю., Лебедев А. О.</i> .....	236
Высокотемпературная инверсная населенность спиновых подуровней дефектов в карбиде кремния как основа твердотельных мазеров <i>Солтамов В. А., Солтамова А. А., Баранов П. Г.</i> .....	238

Характеризация многослойных гетероструктур III-N на подложках кремния (111) методами высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии и просвечивающей электронной микроскопии <i>Верховцева Е. В., Мясоедов А. В., Калмыков А. Е., Николаев А. Е., Сахаров А. В., Сорокин Л. М., Ягочкина М. А.</i> .....	240
---	-----

## Физика и технология преобразования энергии 243

---

Увеличения удельной мощности и удельной энергии устройства на основе сегнетопьезоактивной керамики для легкого электротранспорта <i>Зубцов В. И., Зубцова Е. В.</i> .....	243
Исследование солнечных элементов на основе четверного раствора GaNAsP, согласованного по параметру решётки с кремнием <i>Баранов А. И., Гудовских А. С.</i> .....	245
Фотоэлектрические преобразователи в системе со спектральным расщеплением солнечной энергии <i>Курин С. Ю., Доронин В. Д.</i> .....	247
Полупрозрачные солнечные модули на основе аморфного и микрокристаллического кремния <i>Аблаев Г. М., Жилина Д. В., Косарев А. И., Кукин А. В., Семерухин М. Ю., Шварц М. З., Теруков Е. И.</i> .....	250

## Физика квантовых структур 253

---

Линейный и нелинейный магнитоэлектрические эффекты в композиционных мультиферроиках <i>Фирсова Т. О.</i> .....	253
Акустоэлектронные эффекты в структуре p-SiGe/Ge/SiGe <i>Малыш В. А., Дричко И. Л., Смирнов И. Ю.</i> .....	254
Пиннинг и возможные расстояния между линейными вихрями в трехмерной упорядоченной джозефсоновской среде <i>Поцелуев К. А., Зеликман М. А.</i> .....	255
8-зонная модель Кейна для квантово-размерных гетероструктур на основе кубических полупроводников A <sup>3</sup> B <sup>5</sup> <i>Миронова М. С., Глинский Г. Ф.</i> .....	257

Моделирование процессов эмиссии носителей заряда из InAs квантовых точек в матрицу n-GaAs <i>Бакланов А. В., Брунков П. Н., Гуткин А. А.</i> .....	259
Увлечение электронов фононами вызывает гигантское увеличение термоэдс в графене <i>Коняхин С. В.</i> .....	261
Изменение свойств экситонных состояний в квантовых ямах Zn(Cd)Se/ ZnMgSSe/GaAs при фотоиндуцированном перераспределении заряда <i>Шевцов С. В., Адиятуллин А. Ф., Кривобок В. С., Козловский В. И.</i> .....	263

## **Физика плазмы, гидро- и аэродинамика** **266**

---

Расчет пристенных турбулентных течений с конвективным теплообменом в рамках зонных RANS-LES подходов <i>Грицкевич М. С.</i> .....	266
Применение вихререзающих подходов для расчета течения вдоль пучка цилиндров с локальными завихрителями потока <i>Матюшенко А. А., Гарбарук А. В.</i> .....	268
Реализация методики неопределенного контрольного контура для профилирования сверхзвуковой части сопла Лаваля <i>Костюшин К. В.</i> .....	270
Распространение фазово-модулированных СВЧ импульсов в плазменных волноводах скользящих мод <i>Богацкая А. В., Сметанин И. В.</i> .....	272
Рентгеновская диагностика для исследований наносекундной лазерной плазмы <i>Бураков В. А., Кологривов А. А., Пузырев В. Н., Стародуб А. Н., Фроня А. А., Чернодуб М. Л., Якушев О. Ф.</i> .....	273
Численное моделирование физических процессов в цилиндрической баллистической лабораторной установке для получения высоких скоростей метаемых тел <i>Быков Н. В.</i> .....	276
Двумерная гибридная модель для расчёта плазмы тлеющего разряда: сравнение с гидродинамической и кинетической моделями, оценка применимости <i>Эйленджеоглу Э., Рафатов И.</i> .....	278
Исследование взаимодействия инжестируемых высокоэнергичных дейтронов с плазмой сферического токамака Глобус-М <i>Бахарев Н. Н., Гусев В. К.</i> .....	279

Численное исследование течения в фильтре-циклоне <i>Богданов Д. А., Поняев С. А.</i> .....	281
Экспериментальные исследования режимов работы электрораспылительных источников ионов и капель <i>Фомина Н. С., Масюкевич С. В., Галль Н. Р.</i> .....	283
Разработка быстродействующего зонда для сферического токамака Глобус-М <i>Лепихов С. А., Гусев В. К., Хромов Н. А.</i> .....	284
Исследование нелинейных колебаний в системе газовый разряд- полупроводник методом частиц <i>Кушоглу С. Д., Эрден Э., Рафатов И., Чакыр С.</i> .....	287
Расширение плазменного микрошнура в вакуум <i>Фальков А. Л., Попруженко С. В.</i> .....	288
Моделирование истечения струи реагирующей смеси углеродного пара <i>Шустров Ю., Поняев С. А.</i> .....	289
Численное моделирование циркуляции вод в Каспийском море <i>Нестеренко Е. А., Зырянов В. Н.</i> .....	291
Учет влияния объемного содержания дисперсной фазы на процессы межфазного взаимодействия при численном исследовании течений пузырьковых сред <i>Чернышев А. С.</i> .....	293
Диагностика плазмы в токамаке с помощью радиальной корреляционной рефлектометрии <i>Теплова Н. В., Гусаков Е. З., Эро Стефан</i> .....	295

## Другие вопросы физики 297

---

Гигантская поляризация и СВЧ магнитная динамика сверхрешеток в $GdMn_2O_5$ <i>Ханнанов Б. Х., Головенчиц Е. И., Санина В. А.</i> .....	297
Изучение характеристик магнитоупорядоченных веществ с помощью ЯМР при дополнительном воздействии импульсов магнитного поля <i>Клѣхта Н. С.</i> .....	299
Квантовый стандарт частоты на атомах $^{133}Cs$ для спутниковой навигационной системы <i>Петров А. А., Давыдов В. В.</i> .....	301
Расчет диаграмм состояния бинарных растворов эвтектического типа с промежуточными фазами переменного состава <i>Панов Г. А., Захаров М. А.</i> .....	303



Влияние клеевой прослойки на величину магнитоэлектрического эффекта в двухслойной магнитострикционно-пьезоэлектрической структуре <i>Галичян Т. А., Филиппов Д. А.</i> .....	304
Влияние подслоя CrW на магнитные свойства тонких пленок FePt <i>Ганеев В. Р., Камзин А. С., Вей Ф. Л., Зарипова Л. Д.</i> .....	306
Влияние имплантации ионов 3d-металлов (Fe, Ni) и последующей термической обработки на структурные и магнитные свойства диоксида титана <i>Вахитов И. Р., Валеев В. Ф., Дулов Е. Н., Лядов Н. М., Тагиров Л. Р., Хайбуллин Р. И.</i> .....	307
Резонансное возбуждение интенсивных акустических волн в кристаллах при специальном выборе геометрии незеркального отражения <i>Бессонов Д. А.</i> .....	309
Электрические свойства системы наночастиц иодида серебра, введенных в пористую матрицу опала <i>Лукин А. Е., Иванова Е. Н., Панькова С. В.</i> .....	311
Влияние акустических поперечных колебаний на контракцию тлеющего разряда <i>Фадеев С. А., Кашапов Н. Ф.</i> .....	313

## POSTDEADLINE

315

Оптические и электрические свойства тонких плёнок ZnO, имплантированных ионами серебра <i>Лядов Н. М., Валеев В. Ф., Нуждин В. И., Файзрахманов И. А.</i> .....	315
Релаксация горячих носителей в нанокристаллах кремния <i>Герт А. В.</i> .....	317
Оптическое манипулирование Бесселевыми лучами полупроводниковых лазеров <i>Соболева К. К., Соколовский Г. С., Лосев С. Н., Дюделев В. В.</i> .....	318

## Диффузия и кулоновское разделение ионов в плотном веществе

*Безногов М. В.<sup>1,2</sup>, Яковлев Д. Г.<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>СПБАУ НОЦ НТ

<sup>2</sup>ФТИ

*Эл. почта: mikavb89@gmail.com*

Исследована диффузия в многокомпонентной плазме ионов в плотном веществе компактных звезд — в ядрах белых карликов и оболочках нейтронных звезд. Диффузия приводит к перераспределению (стратификации) химических элементов внутри звезд и, как следствие, может влиять на все свойства звезд, которые зависят от химического состава. Например, в углеродно-кислородных ( $^{12}\text{C}$  —  $^{16}\text{O}$ ) ядрах белых карликов важно диффузионное оседание  $^{22}\text{Ne}$ , которое приводит к подогреву старых карликов и помогает объяснить результаты наблюдений [1–5]. Диффузия также определяет протекание ядерного горения в белых карликах и нейтронных звездах [6–8].

Диффузия в смесях слабонеидеальных газов хорошо изучена [9, 10], но плазма ионов в компактных звездах сильнонеидеальна благодаря кулоновскому взаимодействию частиц. Коэффициенты диффузии в такой плазме детально исследовались в различных работах (в основном, с помощью моделирования методами молекулярной динамики [11–13]), однако вопрос о корректных выражениях для диффузионных потоков с учетом неидеальности плазмы до сих пор не рассматривался.

В данной работе обнаружен новый (ранее не учитывавшийся) “кулоновский” вклад в диффузионную плотность потока массы. Он обусловлен наличием кулоновского взаимодействия между ионами в присутствии внешнего гравитационного поля звезды и электрических полей, связанных с поляризацией плазмы в гравитационном поле. Характерной особенностью “кулоновского” вклада является то, что он обеспечивает разделение даже тех сортов ионов, которые имеют одинаковое отношение массы к заряду ( $A/Z$ ), но различные  $Z$ . Без учета этого

вклада подобные сорта ионов не разделяются. Проведенные расчеты показали, что при различных  $A/Z$  обычное “гравитационное” разделение ионов доминирует и “кулоновским” вкладом можно пренебречь. Особую важность “кулоновский” вклад приобретает при изучении углеродно-кислородных ( $^{12}\text{C}$  —  $^{16}\text{O}$ ) ядер белых карликов, в которых ранее считалось, что углерод и кислород не разделяются. Однако с учетом кулоновских поправок происходит медленное оседание кислорода на масштабе нескольких миллиардов лет на периферии ядра белого карлика. Это может оказывать значительное влияние на эволюцию и наблюдательные проявления белых карликов. Аналогичное разделение ионов возможно в гелий-углеродных ( $^4\text{He}$  —  $^{12}\text{C}$ ) ядрах маломассивных белых карликов и в оболочках нейтронных звезд.

### Список литературы

1. Althaus L. G., Garcia-Berro E., Renedo I., Isern J., Corsico A. H. and Rohrmann R. D., Evolution of white dwarf stars with high-metallicity progenitors: the role of Ne-22 diffusion, *Astrophys. J.*, 719, 612, 2010;
2. Garcia-Berro E. et al., *White dwarf cooling age of 8 Gyr for NGC 6791 from physical separation processes*, *Nature*, 465, 194, 2010;
3. Isern J., Mochkovitch R., Garcia-Berro E. and Hernanz M., *The role of the minor chemical species in the cooling of white dwarfs*, *Astron. Astrophys.*, 241, L29, 1991;
4. Bildsten L. and Hall D. M., *Gravitational settling of Ne-22 in liquid white dwarf interiors*, *Astrophys. J.*, 549, L219, 2001;
5. Deloye C. J. and Bildsten L., *Gravitational settling of Ne-22 in liquid white dwarf interiors: cooling and seismological effects*, *Astrophys. J.*, 580, 1077, 2002;
6. Chang P. and Bildsten L., *Diffusive nuclear burning in neutron star envelopes*, *Astrophys. J.*, 585, 464, 2003;
7. Chang P. and Bildsten L., *Evolution of young neutron star envelopes*, *Astrophys. J.*, 605, 830, 2004;
8. Chang P., Bildsten L., Arras P., *Diffusive nuclear burning of helium on neutron stars*, *Astrophys. J.*, 723, 719, 2010;
9. Chapman S. and Cowling T. G., *The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases*, Cambridge Univ. Press, 1952;
10. Hirschfelder J. O., Curtiss C. F. and Bird R. B., *Molecular theory of gases and liquids*, New York: Wiley, 1954;

11. Hansen J. P., McDonald I. R. and Pollock E. L., *Statistical mechanics of dense ionized matter. III. Dynamical properties of the classical one-component plasma*, Phys. Rev. A, 11, 1025, 1975;
12. Hughto J., Schneider A. S., Horowitz C. J. and Berry D. K., *Diffusion of neon in white dwarf stars*, Phys. Rev. E, 82, 066401, 2010;
13. Hughto J., Schneider A. S., Horowitz C. J. and Berry D. K., *Diffusion in Coulomb crystals*, Phys. Rev. E, 84, 016401, 2011.

## Определение природы жёстких рентгеновских источников из обзоров всего неба обсерваториями ИНТЕГРАЛ и Swift

Миронов А. И.<sup>1</sup>, Лутовинов А. А.<sup>2</sup>, Буренин Р. А.<sup>2</sup>, Ревнивцев М. Г.<sup>2</sup>,  
Цыганков С. С.<sup>2</sup>, Павлинский М. Н.<sup>2</sup>, Коробцев И. В.<sup>3</sup>, Еселевич М. В.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>МФТИ

<sup>2</sup>Институт космических исследований РАН

<sup>3</sup>Институт солнечно-земной физики СО РАН

Эл. почта: [mironov.iki@gmail.com](mailto:mironov.iki@gmail.com)

Представлены результаты анализа четырех источников жесткого рентгеновского излучения из обзоров всего неба обсерваториями ИНТЕГРАЛ и Swift. По данным телескопа XRT обсерватории Swift и обсерватории Chandra были определены точные координаты источников, что позволило провести их последующую идентификацию в оптике. С помощью 1,5-м телескопа РТТ-150 для каждого из исследуемых объектов были получены оптические спектры, которые вместе с данными рентгеновских обсерваторий позволили установить их природу. Показано, что источник жесткого рентгеновского излучения SWIFT J1852.2+8424 на самом деле представляет собой два объекта (SWIFT J1852.2+8424A и SWIFT J1852.2+8424B), которые являются сейфертовскими галактиками первого типа с красными смещениями  $z = 0.1828$  и  $z = 0.2249$ , соответственно; источник SWIFT J1553.6+2606 является квазаром на красном смещении  $z = 0.166$ ; рентгеновский и оптический спектры источника SWIFT J1852.8+3002 свидетельствуют о его галактической природе (скорее всего, это двойная рентгеновская система). Еще один объект, IGR J22534+6243, оказался рентгеновским пульса-

ром в массивной двойной системе с сильным внутренним поглощением. С помощью данных обсерваторий Swift, ROSAT и Chandra был измерен собственный период вращения нейтронной звезды  $P \approx 46.67$  сек, прослежена его эволюция, получен широкополосный спектр объекта, построены профили импульса в разных энергетических диапазонах.

### **Список литературы**

1. Baumgartner и др. (Baumgartner W., Tueller J., Markwardt C., et al.), *ApJS*, принято к печати, (2013) [arXiv:1212.3336];
2. Берд и др. (Bird A., Bazzano A., Bazzani L., et al.), *Astrophys. J. Suppl. Series* 186, 1, (2010);
3. Бикмаев И., Ревнивцев М., Буренин Р., Сюняев Р., *Письма в Астрон. журнал* 32, 588, (2006);
4. Бикмаев И., Буренин Р., Ревнивцев М., и др., *Письма в Астрон. журнал* 34, 723, (2008);
5. Буренин Р., Мещеряков А., Ревнивцев М., и др., *Письма в Астрон. журнал* 34, 367, (2008);
6. Буренин Р., Бикмаев И., Ревнивцев М., и др., *Письма в Астрон. журнал* 35, 83, (2009);
7. Винклер и др. (Winkler C., Courvoisier T., Di Cocco G., et al.), *Astron. Astrophys.* 411, L1, (2003);
8. Герелс и др. (Gehrels N., Chinkarini G., Giommi P., et al), *Astrophys. J.* 611, 1005, (2004);
9. Дикей, Локман (Dickey J., Lockman F.), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 28, 215, (1990);
10. Израэль, Родригез (Israel G., Rodriguez G.), *Astron. Telegram* 4241, 1, (2012);
11. Карасев Д. И., Лутовинов А. А., Ревнивцев М. Г., Кривонос Р. А., *Письма в Астрон. журнал*, 38, 704 (2012);
12. Кларк и др. (Clark J. S., Tarasov A. E., Okazaki A. T. et al.), *Astron. Astrophys.* 380, 615, (2001);
13. Кривонос и др. (Krivonos R., Tsygankov S., Revnivitsev M., et al.), *Astron. Astrophys.* 523, A61, (2010a);
14. Кривонос и др. (Krivonos R., Revnivitsev M., Tsygankov S., et al.), *Astron. Astrophys.* 523, A107, (2010b);
15. Кривонос и др. (Krivonos R., Tsygankov S., Lutovinov A., et al.), *Astron. Astrophys.* 545, A27, (2012);
16. Кусумано и др. (Cusumano G., La Parola V., Segreto A., et al.), *Astron. Astrophys.* 524, 64, (2010);

17. Ланди и др. (Landi R., Bassani L., Masetti N., et al.) *Astron. Telegram* 4166, 1, (2012);
18. Лутовинов А., Цыганков С., Письма в *Астрон. журнал* 35, 483, (2009);
19. Лутовинов А., Буренин Р., Ревнивцев М., Бикмаев И., Письма в *Астрон. журнал* 38, 3, (2012а);
20. Лутовинов А., Буренин Р., Ревнивцев М., и др., Письма в *Астрон. журнал* 38, 323, (2012б);
21. Лутовинов и др. (Lutovinov A., Tsygankov S., Chernyakova M.), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 423, 1978, (2012в);
22. Лутовинов и др. (Lutovinov A., Revnivtsev M., Tsygankov S., Krivonos R.), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* в печати (2013) [arXiv:1302.0728];
23. Мазетти и др. (Masetti N., Landi R., Pretorius M., et al.), *Astron. Astrophys.* 470, 331, (2007);
24. Мазетти и др. (Masetti N., Parisi P., Palazzi E., et al.), *Astron. Astrophys.* 519, 96, (2010);
25. Мазетти и др. (Masetti N., Jimenes-Bailon E., Chavushyan V., et al.) *Astron. Telegram* 4248, 1, (2012);
26. Паризи и др. (Parisi P., Masetti N., Rojas A., et al.), *Proceedings of "An INTEGRAL view of the high-energy sky (the first 10 years)" the 9th INTEGRAL Workshop*, [arX- iv:1302.6117];
27. Томсик и др. (Tomsick J., Chaty S., Rodriguez J., et al.), *Astrophys. J.* 685, 1143, (2008);
28. Томсик и др. (Tomsick J., Chaty S., Rodriguez J., et al.), *Astrophys. J.* 701, 811, (2009);
29. Туллер и др. (Tueller J., Baumgartner W., Markwardt C., et al.), *Astrophys. J. Suppl. Series* 186, 378, (2010);
30. Филиппова Е., Цыганков С., Лутовинов А., Сюняев Р., Письма в *Астрон. журнал* 31, 819, (2005);
31. Хальперн (Halpern J.), *Astron. Telegram* 4240, 1, (2012);
32. Цыганков и др. (Tsygankov S., Krivonos R., Lutovinov A.), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 421, 2407, (2012).

## Релятивистские солитоны в пульсарных туманностях

Петров А. Е.<sup>1</sup>, Быков А. М.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>СПбГПУ

<sup>2</sup>ФТИ

Эл. почта: alexey.e.petrov@gmail.com

Актуальной задачей астрофизики высоких энергий является исследование механизмов конверсии релятивистского звездного ветра в наблюдаемое электромагнитное излучение пульсарной туманности. В частности, стоит вопрос о связи открытых в 2011 году телескопами Fermi и AGILE гигантских вариаций гамма-излучения Крабовидной туманности с наблюдаемыми динамическими структурами.

В данной работе рассмотрено распространение слабонелинейных возмущений магнитного поля в сильнонеравновесной релятивистской электрон-позитронной плазме пульсарной туманности. Показано, что в режиме слабого рассеяния частиц флуктуационным полем распространение возмущения магнитного поля поперек стационарного магнитного поля описывается хорошо известным уравнением Кортевега — де Фриса (КдФ):  $\partial_t h + V \partial_x h + \mu \partial_x^3 h + \lambda h \partial_x h = 0$

Известно, что одним из решений уравнения КдФ является солитон — уединенная волна (в данном случае — горб магнитного поля), распространяющаяся, не меняя формы. В данной работе были рассчитаны параметры уравнения и его солитонного решения. Показано, что параметры решения — ширина солитона, скорость распространения возмущения — являются чувствительными к давлению сильнонеравновесного распределения релятивистских электрон-позитронных пар. При этом было выяснено, что ширины рассматриваемых возмущений при больших давлениях приближаются к пределу пространственного разрешения телескопа «Хаббл» для Крабовидной туманности (порядка  $10^{16}$  см), что открывает перспективу наблюдательного определения параметров газа релятивистских пар.

### Список литературы

1. Arons J., Pulsar Wind Nebulae as Cosmic Pevatrons: A Current Sheet's Tale, Space Science Reviews, Vol. 173, Issue 1-4, pp. 341-367, 2012;

2. Bykov A. M., Osipov S. M., Ellison D. C. Cosmic-ray current driven turbulence in shocks with efficient particle acceleration: the oblique, long-wavelength mode instability, *MNRAS*, Vol. 410, Issue 1, pp. 39-52, 2011;
3. Bykov A. M., Pavlov, G. G. Artemyev, A. V. Uvarov, Yu. A. Twinkling pulsar wind nebulae in the synchrotron cut-off regime and the gamma-ray flares in the Crab Nebula, *MNRAS: Letters*, Vol. 421, Issue 1, pp. L67-L71, 2012;
4. Bykov A. M., Uvarov, Yu. A. Electron kinetics in collisionless shock waves, *JETP*, March. Vol. 88, Issue 3, pp. 465-475, 1999;
5. Mikhailovskii A. B., Onishchenko O. G., Tatarinov E. G. Alfvén solitons in a relativistic electron-positron plasma. II. Kinetic theory, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, Vol. 27, No. 5, pp. 527-537, 1985;
6. Spitkovsky A., Arons J., Time Dependence in Relativistic Collisionless Shocks: Theory of the Variable “Wisps” in the Crab Nebula, *ApJ*, March 10., Vol. 603., pp. 669-681, 2004;
7. Vainshtein S. I., Bykov A. M., Toptygin I. N., Turbulence, current sheets and shocks in cosmical plasma, Moscow: Nauka, 1989.

## **NZ Ser: результаты анализа фотометрической активности за 25 лет**

*Барсунова О. Ю.*<sup>1</sup>, Гринин В. П.<sup>1</sup>, Мельников С.<sup>2</sup>, Катышева Н. А.<sup>3</sup>, Шугаров С. Ю.<sup>3,4</sup>

<sup>1</sup>ГАО

<sup>2</sup>АИ им. Улугбека УАН, Узбекистан

<sup>3</sup>ГАИШ МГУ

<sup>4</sup>АИ АН Словакии, Словакия

*Эл. почта: monoceros@mail.ru*

Изучается фотометрическое поведение молодой горячей звезды Ве Хербига NZ Ser на разных временных шкалах с использованием опубликованных данных, а также собственных наблюдений. Общая длина фотометрического ряда составляет около 25 лет. На этом временном интервале звезда демонстрирует малоамплитудную ( $\Delta V \approx 0.3^m$ ) иррегулярную переменность блеска, модулированную крупномасштабным циклом с амплитудой около  $0.2^m$  года. Детальный анализ данных по сезонам показывает, что на кривой блеска NZ Ser наблюдаются фотометрические детали двух типов: малоамплитудные алголеподобные осла-



бления блеска с амплитудой около  $0.2^m$  и малоамплитудные вспышки, напоминающие вспышки на звездах типа UV Кита, но более мощные и продолжительные. Изменения блеска звезды сопровождаются изменениями показателей цвета  $B-V$  и  $V-R$ : с уменьшением блеска показатель цвета  $B-V$  уменьшается, тогда как показатель цвета  $V-R$  увеличивается (звезда краснеет). При этом закон покраснения близок к стандартному закону межзвездного покраснения. Хотя по своему характеру переменность блеска NZ Ser напоминает фотометрическую активность звезд типа UX Ori, обусловленную изменениями околозвездной экстинкции, по своему масштабу она очень далека от того, что наблюдается у этих звезд. Такой уровень фотометрической активности сложно совместить с предположением, сделанным в работах некоторых авторов, о том, что NZ Ser наблюдается сквозь собственный газопылевой диск, ориентированный почти с ребра относительно направления на наблюдателя.

## **Орбитальные резонансы в экзопланетных системах**

*Попова Е. А.<sup>1</sup>, Шевченко И. И.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>ГАО РАН

*Эл. почта: m02pea@gmail.com*

На сегодняшний день открыто уже свыше семисот экзопланетных систем. Явление орбитального резонанса (резонанса средних движений) имеет в этих системах широкое распространение. Доклад посвящен статистическому и динамическому анализу резонансной структуры экзопланетных систем. Построены распределения отношений орбитальных периодов для случаев внешнего и внутреннего расположения главного возмущающего (наиболее массивного) тела относительно возмущаемых, с целью качественного сравнения полученных гистограмм с известными гистограммами для астероидов главного пояса и объектов пояса Койпера, соответственно. Построенные гистограммы имеют явные максимумы в области главных резонансов низкого порядка  $2/1$ ,  $3/2$  (в случае внешнего возмущающего тела) и  $1/2$ ,  $2/3$  (в случае внутреннего возмущающего тела), несколько смещенные,

однако, от своих номинальных положений. Проведено моделирование гистограмм. Кроме того, построены диаграммы «отношение периодов — эксцентриситет» с теоретическими столкновительными кривыми, с целью выявления аномальных объектов.

## **Моделирование источников нетеплового излучения в областях активного звёздообразования**

*Гладилин П. Е.<sup>1</sup>, Быков А. М.<sup>1</sup>, Осипов С. М.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>ФТИ

*Эл. почта: peter.gladilin@gmail.com*

Ускорение на ударных волнах является эффективным механизмом конверсии кинетической энергии потока космической плазмы в энергию небольшого количества ускоренных частиц [1, 2]. Ударные волны в изолированных остатках сверхновых звезд считаются сейчас наиболее вероятными источниками галактических космических лучей вплоть до энергий  $10^{15}$  эВ [2, 3, 4]. Сверхновые, связанные с коллапсом массивных звезд, часто встречаются в звездных ассоциациях, где имеется много молодых звёзд с мощным звёздным ветром. Поэтому в таких объектах возможны более сложные конфигурации течений с ударными волнами, чем в окрестности изолированного остатка сверхновой, включающие разнонаправленные гидродинамические потоки.

Системы сходящихся ударных волн могут являться чрезвычайно эффективными ускорителями космических лучей до высоких энергий  $10^{16}$ – $10^{17}$  [5]. Некоторые наблюдаемые источники жёсткого рентгеновского и гамма-излучения в областях активного звездообразования и звёздных ассоциациях могут быть связаны с такими системами.

В последнее время существует заметный интерес к исследованию происхождения нейтрино с энергиями порядка ПэВ, зарегистрированных подземными детекторами комплекса Ice Cube Neutrino Observatory на станции Amundsen-Scott South Pole в Антарктиде [6]. Для рождения нейтрино столь высоких энергий необходимо действие чрезвычайно эффективного ускорителя заряженных частиц. Вопрос о происхождении высокоэнергичных нейтрино пока остаётся открытым.

В докладе обсуждаются возможные механизмы ускорения космических лучей до энергий  $10^{16}$ – $10^{17}$  эВ в областях активного звёздообразования, которые позволили бы объяснить наблюдения гамма-источников в этих объектах, особенности поведения спектра галактических космических лучей в диапазоне энергий свыше 1 ТэВ, а также возможные источники нейтрино с энергиями свыше 1 ПэВ.

В результате моделирования ускорения заряженных частиц в сходящихся потоках космической плазмы были получены энергетические распределения ускоренных в таких системах частиц в диапазоне  $10^{14}$ – $10^{17}$  эВ. Полученные распределения были использованы для построения спектров излучения жёстких источников, которые позволили провести интерпретацию многоволновых наблюдательных данных об источниках в галактических ассоциациях молодых звезд, получаемых на современных наземных (VLA, H.E.S.S.) и орбитальных (Fermi, INTEGRAL, PAMELA) обсерваториях.

Наблюдательные данные от так называемых «убегающих» звёзд, т.е., звёзд, движущихся с большой радиальной скоростью, указывают на жёсткое синхротронное излучение этих объектов. Было замечено, что предположение об ускорении частиц в системе стоячей (“termination shock”) и головной (“bowshock”) ударных волн «убегающих» звёзд успешно объясняет жёсткое синхротронное излучение объектов HD 195592 и BD +433654.

### **Список литературы**

1. Березинский В. С., Буланов С. В., Гинзбург В. Л., Догель В. А., Птускин В. С. Астрофизика космических лучей, под ред. Гинзбурга В. Л., М., Наука, 1984;
2. Malkov M.A., O’C Drury L., Nonlinear theory of diffusive acceleration of particles by shock waves, Rep. on Progress in Physics, Vol. 64. pp. 429-481, 2001;
3. Ptuskin V., Zirakashvili V., Seo E.-S., Spectrum of Galactic Cosmic rays accelerated in Supernova Remnants, The Astrophysical Journal., Vol. 718. pp. 31-36, 2010;
4. Berezhko E. G., Cosmic ray acceleration by supernova shocks, Advances in Space Research, Vol. 41, pp. 429-441, 2008;

5. Bykov A. M., Gladilin P. E., Osipov S. M., Non-linear model of particle acceleration at colliding shock flows, Monthly Notices of Royal Astronomical Society, 429, pp. 2755-2762, 2013;
6. Aartsen M. G. et al., First observation of PeV-energy neutrinos with IceCube, arXiv:1305.7404v1, 2013.

## **Распределение яркости и поляризации жесткого рентгеновского излучения вдоль вспышечных петель на Солнце**

*Шабалин А. Н.<sup>1,2</sup>, Чариков Ю. Е.<sup>1,2</sup>, Кудрявцев И. В.<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе

<sup>2</sup> ГАО РАН

*Эл. почта: TaoAstronomer@gmail.com*

Из последних наблюдений солнечных вспышек следует, что источники жесткого рентгеновского излучения локализованы не только в основаниях магнитной петли (в хромосфере), но и в ее вершине (в короне). Актуальной задачей физики солнечных вспышек является объяснение данной локализации источников жесткого рентгеновского излучения. Для этого в данной работе первоначально решалось нестационарное релятивистское кинетическое уравнение в форме Фоккера-Планка методом суммарной аппроксимации для различных моделей источников ускоренных электронов. По рассчитанным функциям распределения электронов вычислялись пространственные распределения интенсивности и поляризации жесткого рентгеновского излучения. Рассматривались варианты нестационарной инжекции нетепловых электронов в различных частях вспышечной петли. При этом предполагалась переменная во времени концентрация плазмы и индукция магнитного поля. Аргументами нестационарной функции распределения ускоренных электронов являлись энергия, их питч-угол и пространственная координата вдоль вспышечной петли. Особенностью рассмотрения было предположение о зависимости углового распределения электронов от времени в процессе инжекции. Показано, что источник жесткого рентгеновского излучения в вершине петли может формироваться даже при анизотропной инжекции, как в самой вершине, так и на расстоянии

от нее, ближе к одному из оснований. Максимальная степень поляризации жесткого рентгеновского излучения имеет место в вершине петли в момент максимальной инжекции и составляет 20 % при пробочном отношении, равном 2, и 30 % — при пробочном отношении, равном 5. Увеличение пробочного отношения ведет к накоплению электронов с углами вблизи значений 45 и 135 градусов. Для лимбовых вспышек (угол наблюдения равен 90 градусам) это приводит к увеличению яркости в промежуточной части петли. Влияние показателя спектра сказывается преимущественно на интенсивности излучения в энергичной части спектра. Более “мягкие” источники в момент максимума инжекции и после него излучают преимущественно в низкоэнергичной части спектра. Первоначально изотропный источник электронов в вершине петли со временем становится сильно анизотропным с преимущественным распределением по поперечным импульсам. Яркость жесткого рентгеновского излучения в вершине в этом случае оказывается хотя и меньше яркости в основаниях, но вполне измеряемой в экспериментах. Степень поляризации в этом случае максимальна в самом начале инжекции ускоренных электронов — в вершине она достигает значений +20 %, в то время как в подножиях степень поляризации не превышает нескольких процентов и имеет обратный знак.

Работа частично поддержана программой ФЦПК 1.5 №8524 и программой ПРАН №22.

## **Жесткое рентгеновское излучение и эволюция энергетического распределения ускоренных во время солнечных вспышек электронов**

*Моторина Г. Г.<sup>1</sup>, Кудрявцев И. В.<sup>2,1</sup>, Лазутков В. П.<sup>2</sup>, Савченко М. И.<sup>2</sup>, Скородумов Д. В.<sup>2,3</sup>, Чариков Ю. Е.<sup>2,1</sup>*

<sup>1</sup>ГАО

<sup>2</sup>ФТИ

<sup>3</sup>СПбГПУ

*Эл. почта: g.motorina@yandex.ru*

Жесткое рентгеновское излучение, генерируемое во время солнечных вспышек, является тормозным излучением высокоэнергичных электронов. Энергетический спектр, направленность и поляризация этого излучения несут непосредственную информацию об угловом и энергетическом распределении электронов в области генерации излучения. В докладе рассматривается решение обратной задачи о восстановлении энергетических распределений быстрых электронов, генерирующих жесткое рентгеновское излучение для ряда вспышек различных классов, зарегистрированных рентгеновским спектрометром ИРИС, установленным на спутнике КОРОНАС–Ф. В частности, анализируются вспышки 19.12.2001, 15.04.2002 и 26.07.2002 гг. Временные профили вспышек разделяются на несколько интервалов, отвечающих стадиям роста, максимума и спада интенсивности жесткое рентгеновское излучение. Для данных временных интервалов производится восстановление энергетических спектров электронов. При этом учитывается энергетическое разрешение рентгеновского спектрометра ИРИС. На первом этапе методом случайного поиска производится нахождение спектра рентгеновского излучения вспышки, которое искажается при регистрации в результате конечного энергетического разрешения спектрометра. При этом не предполагается какая-либо функциональная зависимость спектра квантов от энергии. На втором этапе производится поиск энергетических распределений излучающих электронов с помощью решения интегрального уравнения методом регуляризации Тихонова нулевого порядка. Результаты расчетов для вспышки 15 апреля 2002 года (рентгеновский класс M1.2) показывают, что энергетическое распределение быстрых электронов изменяется в процессе развития вспышки, при этом спектр тормозного излучения

имеет тенденцию к обрыву и происходит увеличение максимальной энергии быстрых электронов. Это свидетельствует в пользу того, что электроны продолжают ускоряться во время развития вспышки.

Работа частично поддержана Программами Президиума РАН П-21 и 22, ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» 1.5 №8524 и грантом Президента РФ поддержки ведущих научных школ НШ-1625.2012.2.

## **Крупномасштабная асимметрия изображений протопланетных дисков, вызванная движением маломассивных объектов**

*Демидова Т. В.<sup>1</sup>, Гринин В. П.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>ГАО

*Эл. почта: proximal@list.ru*

Взаимодействие планет с веществом протопланетных дисков играет очень важную роль в эволюции их орбит, вынуждая планеты мигрировать как к центральной звезде, так и в противоположном направлении. Возмущения в диске, вызванные орбитальным движением массивных планет и субзвездных компаньонов, могут быть настолько значительными, что это сказывается на оптических свойствах протопланетных дисков. В нашей работе мы представляем результаты моделирования изображений протопланетных дисков на основе гидродинамических расчетов для следующих двух ситуаций: а) источником возмущения является планета, движущаяся по круговой орбите, наклоненной относительно плоскости диска, б) орбита планеты совпадает с плоскостью диска, но имеет сильный эксцентриситет. Расчеты показали, что в обеих ситуациях может наблюдаться сильная асимметрия изображений дисков. Появившиеся в последнее время изображения дисков с высоким угловым разрешением позволяют использовать результаты моделирования для поиска и изучения таких систем. В работе приводится пример одного из таких объектов — околозвездный диск молодой звезды LkHa 101, изображение которого довольно точно соответствует модельным расчетам.

## **Теория динамических приливов и ее применение к солнцеподобным звездам**

*Чернов С. В.<sup>1</sup>, Иванов П. Б.<sup>1</sup>, Papaloizou J.C.B.<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>ФИАН

<sup>2</sup>DAMTP, University of Cambridge, England

*Эл. почта: chernov@lpi.ru*

Рассмотрена задача приливного взаимодействия двух тел: точечной планеты и звезды. Планета может двигаться как по параболической так и по эллиптической орбите. В результате приливного взаимодействия двух тел в случае движения по параболической орбите может происходить захват планеты звездой, а в случае движения по эллиптической орбите ведет к синхронизации частот и циркуляризации орбиты. Был создан общий механизм для расчетов передачи энергии и углового момента орбитального движения в нормальные моды колебания звезды для произвольного движения планеты и применен данный механизм к звездам с различными массами и возрастами. Рассматривались звезды с массами в одну, полторы, две и пять масс Солнца. Для солнцеподобных звезд, т.е. звезд с радиационным ядром и конвективной оболочкой, создана аналитическая модель передачи энергии орбитального движения в нормальные моды колебания звезды в низкочастотном приближении  $g$ -мод. Показано, что численные и аналитические результаты с хорошей степенью точности соответствуют друг другу.

### **Список литературы**

1. P.B. Ivanov, J.C.B. Papaloizou, S.V. Chernov, MNRAS, 432, 2339 (2013), arXiv:1304.2027;
2. S.V. Chernov, J.C.B. Papaloizou, P.B. Ivanov, MNRAS, to appear (2013), arXiv:1306.2041.



## **Сверхтекучие g–моды в нейтронных звездах**

*Доммес В. А.<sup>1,2</sup>, Гусаков М. Е.<sup>1</sup>, Кантор Е. М.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>ФТИ

<sup>2</sup>СПбАУ НОЦ НТ

*Эл. почта: vasdommes@gmail.com*

Нейтронные звезды являются компактными объектами: их радиус — порядка 10 км, масса — порядка солнечной, поэтому их центральная плотность может в несколько раз превышать ядерную. Таким образом, изучение нейтронных звезд позволяет исследовать свойства вещества при сверхвысокой плотности, недоступной в лабораторных условиях. При этом важную роль играют эффекты общей теории относительности, а также сверхтекучесть барионов в ядре звезды.

Одним из методов исследования внутренней структуры нейтронных звезд является астросейсмология — изучение собственных колебаний звезды. Данный доклад посвящен теоретическому изучению сверхтекучих g–мод (тепловых гравитационных колебательных мод) в нейтронных звездах. Возможность существования этого класса колебаний в нейтронных звездах была показана лишь недавно [1] и детального их исследования ещё не было проведено. В связи с этим, задача представляет особый интерес.

В данной работе в рамках сверхтекучей релятивистской гидродинамики [2] впервые выведены уравнения, описывающие нерадиальные колебания теплых сверхтекучих релятивистских нейтронных звезд в приближении Каулинга (невозмущенной метрики), а также приведены граничные условия для этих уравнений. При помощи численного моделирования определены собственные частоты и собственные функции сверхтекучих g–мод для звезды с реалистичным уравнением состояния (APR98). Исследована зависимость спектра g–мод от температуры и размеров сверхтекучей области.

Работа частично поддержана Министерством образования и науки Российской Федерации (соглашение № 8409, 2012г.; контракт № 11. G34.31.0001 с СПбГПУ и ведущим ученым Г.Г. Павловым), РФФИ (гранты 11-02-00253-а и 12-02-31270-мол-а) и Советом по грантам Президента Российской Федерации (гранты МК-857.2012.2 и НШ-4035.2012.2).

### Список литературы

1. Gusakov M. E., Kantor E. M., New class of g-modes and unexpected convection in neutron stars, ArXiv e-prints, arXiv:astro-ph.SR/1211.4418, 2012;
2. Gusakov M. E., Andersson N., Temperature-dependent pulsations of superfluid neutron stars, MNRAS, Vol. 372, p. 1776–1790, 2006.

## Скопление галактик в поле гамма-всплеска GRB021004

Соколов И. В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>ТФ ИНАСАН

<sup>2</sup>СПбГУ

Эл. почта: [ilia333@land.ru](mailto:ilia333@land.ru)

В ходе выполнения программы исследования гамма-всплесков на 6-метровом телескопе БТА САО РАН были получены глубокие снимки поля гамма-всплеска GRB 021004 ( $z = 2.33$ ) в четырех фильтрах до пределов ( $S/N > 3$ ): 28.5 (B), 28 (V), 27 (Rc), 26.5 (Ic). Для исследования этого поля использовались как BVRI изображения с БТА (размером  $4'.3 \times 4'.3$ ), так и архивные данные F475W, F606W, F814W прибора ACS на Hubble Space Telescope и Spitzer IRAC chl 3.6  $\mu\text{m}$ , chl 5.7  $\mu\text{m}$ . Построены цветовые диаграммы для галактик поля и звездообразных объектов в нем. Был составлен каталог — 874 объекта до  $S/N > 3$ . Использовалось распределение по фотометрическим красным смещениям ( $0 < z < 4$ ), определенным на основе оптических данных. Вблизи направления на гамма-всплеск обнаружен максимум в распределении всех объектов по  $z$ . Кандидат в скопление галактик с красным смещением  $\sim 0.57$  не противоречит (архивным) рентгеновским данным и данным по микроволновому фону в этом направлении.

## **Нейтринное энерговыделение при куперовском спаривании в смесях сверхтекучих Ферми-жидкостей в нейтронных звёздах**

*Мельников М. А.<sup>1,2</sup>, Гусаков М. Е.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>ФТИ

<sup>2</sup>СПБАУ НОЦ НТ

*Эл. почта: mishaTL@gmail.com*

Одним из наиболее важных для остывания нейтронных звёзд процессов является нейтринное излучение при куперовском спаривании нуклонов. Он рассматривался для однокомпонентной сверхтекучей Ферми-жидкости (напр. [1]), однако есть основания полагать, что эффекты взаимодействия между двумя компонентами (например, протонной и нейтронной) существенно повлияют на энерговыделение.

В данной работе формализм квантового кинетического уравнения, развитый в работе одного из авторов [2] применяется для рассмотрения вышеупомянутого процесса в сильно взаимодействующем нейтрон-протонном веществе. Рассматривается как случай двух взаимодействующих сверхтекучих ферми-жидкостей, так и случай когда одна из жидкостей (протоны) является нормальной.

### **Список литературы**

1. Kolomeitsev E. E, Voskresensky D.N, Neutrino emission due to Cooper-pair recombination in neutron stars reexamined, *Physical Review C*, 77(6), 065808, 2008;
2. Gusakov M.E, Transport equations and linear response of superfluid Fermi mixtures in neutron stars, *Physical Review C*, 81(2), 025804, 2010.

## Методика определения размеров кратеров на поверхностях безатмосферных тел Солнечной системы

Клянчин А. И.<sup>1</sup>, Прокофьева-Михайловская В. В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ГАО НАН Украины

<sup>2</sup>НИИ КрАО, пос. Научный, Крым, Украина

Эл. почта: *klyanchin@ukr.net*

Методика определения размеров кратеров на поверхностях безатмосферных тел Солнечной системы, называемая спектрально-частотный метод, разработана в Крымской астрофизической обсерватории В.В. Прокофьевой-Михайловской и Н.А. Рублевским совместно с сотрудником ГАИШ В.В. Бусаревым. В этой методике использовано известное соотношение  $L = \pi D \Delta t / P_{rot}$ , где  $p$  — период, найденный при частотном анализе кривых блеска или цвета астероида. По данным фотометрии астероида 1620 Географ, полученным в первичном и вторичном максимумах блеска в 1994 г., были сделаны оценки размеров кратеров его поверхности. Они показали наличие крупной детали размером 1–1.2 км на одной стороне астероида и более мелких, размером до 150–100 м. на другой. Оценки согласовались с данными радиолокации. Оценка размеров кратеров на поверхности астероида 21 Лютеция, сделанная с помощью СЧМ, согласуется с данными, полученными космическим аппаратом при пролете мимо астероида. Сравнение размеров, определенных СЧМ по показателям цвета В-V и V-R астероида 4 Веста, с размерами кратеров, полученных по фотографиям АМС “Dawn”, находящегося на орбите около астероида, показало хорошее согласие. Видимость кратеров объясняется обратным когерентным рассеянием солнечного излучения на реголите.

Спектрально-частотный метод исследований поверхностей безатмосферных тел позволяет наземными средствами получать информацию о разных размерах кратеров на их поверхностях. Этот метод может быть применен и для спутников планет.

### Список литературы

1. Акимов Л. А., Лупишко Д. Ф., Бельская И. Н. О фотометрической неоднородности поверхностей астероидов // Астрон. журн. 1983. Т. 60. № 5. С. 999–1004;

2. Бусарев В. В., Прокофьева-Михайловская В. В., Бочков В. В. Спектральный и спектрально-частотный методы исследования безатмосферных тел солнечной системы // Успехи физ. наук. 2007. Т. 177. №6. С. 663-675;
3. Бусарев В. В., Прокофьева-Михайловская В. В., Рублевский А. Н. Разработка и применение спектрально-частотного метода для исследований поверхностей безатмосферных тел//Изв. Крым. Астрофиз. Обс. 2009. Т. 104. №6. С.95-102;

## **Информационная система для прогнозирования солнечных вспышек**

*Шендрик А. В., Курочкин Е. А., Тохчукова С. Х., Богод В. М., Петерова Н. Г.*  
СПбФ САО РАН  
*Эл. почта: andrei.shendrik@gmail.com*

Активные области (АО) на Солнце могут иметь различную активность:

1. Стабильные активные области. Спектры имеют монотонный и стабильный характер;
2. Нестабильные активные области. Они часто производят слабые вспышки класса С;
3. Вспышечно-продуктивные активные области (ВПАО).

Производят мощные вспышки класса М и X в рентгеновском диапазоне. В радиодиапазоне вспышки проявляются в виде мощных всплесков радиоизлучения с яркостной температурой превышающей  $10^8 \sim \text{К}$ .

По спектрально-поляризационным наблюдениям на РАТАН-600 излучение ВПАО обладает рядом прогностических признаков, такие как смены знака поляризации по частоте, наличие пекулярного (NLS-источника) за несколько дней до вспышек, изменения особенностей в структуре АО.

Наиболее известным прогностическим критерием в радиодиапазоне является набор признаков, называемых по имени авторов — Танака и Эноме. Этот критерий был сформулирован на основе статистического анализа данных наблюдений активных областей 20-го цикла солнечной активности. В следующих циклах солнечной активности эффектив-

ность критерия была найдена менее высокой, и были сделаны попытки модифицировать критерий Танаки-Эноме (см работы [2–3] и ссылки в них). На практике этот критерий не использовался для регулярного прогноза мощных солнечных вспышек. Наибольшее применение нашли предвспышечные признаки, которые основаны на классификации солнечных пятен по Макинтошу [5]. Они используются на ряде национальных веб-сайтов, посвященных мониторингу и прогнозу солнечной активности. В то же время, радиодиапазон обладает для задачи прогноза рядом преимуществ по сравнению с оптическим — например, появление активных областей раньше регистрируется в радиодиапазоне, чем в оптике; наземные радионаблюдения Солнца практически не зависят от погоды; радиоизлучение более вероятно возникновение протонных вспышек.

В дальнейшем в следующих циклах солнечной активности генерируется в тех слоях солнечной атмосферы, где, согласно современным представлениям о вспышках, зарождаются мощные солнечные вспышки — хромосфере и короне Солнца, и, следовательно, должно быть более чувствительным к предвспышечным изменениям в магнитосфере активной области.

Развитие информационных технологий сегодня дает возможность автоматизировать многие рутинные задачи обработки данных и их оперативное представление в сети Интернет, стало основой для выполнения настоящей работы по попытке реализации автоматического прогноза мощных солнечных вспышек.

Создана система автоматического расчета эффективности различных критериев прогноза солнечной активности, основанная на базе многоволновых данных радиоизлучения Солнца за период с 1997 г. по наст. вр. Система позволяет разрабатывать адаптивные солнечному циклу критерии, основанные на характеристиках радиоизлучения и данных спутниковых наблюдений.

В настоящее время выполнена проверка эффективности критерия Танаки-Эноме на относительно небольшом ряде наблюдений (полтора года).

В дальнейшем планируется использовать созданную систему для тестирования других предвспышечных данных. Создание ИС «Прогноз» [3] обеспечивающей автоматизированный сбор, хранение, обработку признаков [4]. Они более сложны для автоматического анализа,

но надеемся, что, в конечном счете, будут найдены критерии, позволяющие повысить эффективность прогноза на основе ежедневных радионаблюдений до приемлемых значений.

### **Список литературы**

1. Борисевич Т. П., Структура и динамика активных областей на Солнце по спектрально-поляризационным наблюдениям микроволнового излучения, дисс. канд. физ.-мат.наук, 2006, Санкт-Петербург;
2. Бакунина И. А., Развитие радиогелиографического способа краткосрочного прогноза солнечных вспышек, дисс. канд. физ.-мат. наук, 2007, Нижний Новгород;
3. Тохчукова С. Х., Информационная система наблюдений Солнца на РАТАН-600, Астрофизический бюллетень, 2011;
4. Богод В. М., Тохчукова С. Х., Особенности микроволнового излучения активных областей, генерирующих мощные солнечные вспышки. Письма в астрономический журнал, 2003, том 29, № 4, с. 305–316;
5. D. Shaun Bloomfield, Paul A. Higgins, R. T. James McAteer, Peter T. Gallagher, Towards reliable benchmarking of solar flare forecasting methods, The Astrophysical Journal Letters, 747 (2012) L41;

## **Использование широкодиапазонных облучателей для наблюдений Солнца на РАТАН-600**

*Курочкин Е. А.<sup>1</sup>, Коржавин А. Н.<sup>1</sup>, Богод В. М.<sup>1</sup>, Тохчукова С. Х.<sup>1</sup>, Шендрик А. В.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>СПбФ САО РАН

*Эл. почта: k-u-r-o-k@yandex.ru*

Основные особенности, выделяющие исследования Солнца на РАТАН-600, связаны с широким перекрытием электромагнитного спектра. Созданный спектральный комплекс перекрывает диапазон от 750 МГц до 18.2 ГГц с регистрацией интенсивности и круговой поляризации излучения одновременно на 112 частотах. Достигнутое спектральное разрешение составляет около 1 %.

Для реализации таких параметров важно реализовать рефлекторность радиотелескопа в широком диапазоне волн с минимальными искажениями по диаграмме направленности. Это задача трудная, так как требуется совмещение фокальных центров для всех частот в одной

точке, что необходимо для минимизации абберационных искажений. В связи с этим, на РАТАН-600 ведутся поисковые разработки оптимальных первичных облучателей.

Самый первый тип облучателей, использованных для наблюдений Солнца в режиме «Южный сектор с Плоским отражателем» («ЮП») РАТАН-600 — облучатели волноводного типа, которые имели хорошие характеристики (точно известную ширину диаграммы направленности, низкие потери, дешевизна и легкость изготовления), однако при увеличении числа каналов, они бы просто не умещались в фокусе.

Вторым типом облучателей был облучатель конструкции Дико-го В. Н. на резонаторах бегущей волны. Эти облучатели уже было гораздо проще совмещать с фокусом вторичного зеркала (несмотря на возросшее, по сравнению с предыдущими годами наблюдений, число каналов), что означало почти полное отсутствие абберации. Однако каждое кольцо такого облучателя принимает сигнал в довольно узком диапазоне частот, при увеличении их количества конструкция становилась бы слишком громоздкой.

Поэтому следующим шагом было использование облучателей на плоских двухзаходных спиралях. Благодаря этим спиральным облучателям (и, в дальнейшем, модернизации приёмной аппаратуры) удалось существенно увеличить количество каналов. Но эти облучатели принимали либо левую (LCP), либо правую круговую поляризацию (RCP), и нужно было использовать по две пары облучателей, смещённых из фокуса, что давало абберационные искажения. Поэтому, для устранения аббераций решено было заменить облучатели на двухзаходных спиралях облучателями типа «зигзаг» (*sinuous antenna*), у которых единый фазовый центр для LCP и RCP. Данного типа облучателей установлено два — для низкочастотного диапазона (НЧ, 0.75–3 ГГц) и высокочастотного (ВЧ, 3–18.2 ГГц). В фокусе установлен ВЧ облучатель, а НЧ размещён сбоку от него, с выносом из фокуса. Небольшое смещение из фокуса в данном случае некритично, так как это смещение меньше длины волн, на которых используется этот облучатель.

Таким образом, благодаря замене облучателей и модернизации приёмной аппаратуры, удалось увеличить число приемных каналов с нескольких до 112 в настоящее время. Кроме того, прослеживается и то, что высокие требования к качеству научных данных приводят к необ-



ходимости модернизации инструментов и оборудования (в данном случае — облучатели, приёмники, усилители, ЭВМ), а значит, являются одной из движущих сил промышленного прогресса.

В связи с применением новых облучателей, были проведены расчеты результирующих диаграмм направленности антенны (ДНА) РА-ТАН-600 в режиме ЮП с некоторыми типами широкодиапазонных облучателей для оценки их влияния на измеряемые параметры активных областей при наблюдениях Солнца в рабочем диапазоне частот. Проведено сравнение со спектром размера ДНА, используемым в стандартной системе регистрации/обработки до настоящего времени. В данной работе для расчета ДНА использована реализация метода моделирования [1].

### **Список литературы**

1. Коржавин А. Н., Диаграммы направленности антенны переменного профиля для реальных режимов работы, Астрофизические исследования (Известия САО), 1977, 9, с.71-88.

## **Функция светимости активных галактик типа NLS по данным обзора SDSS DR 7**

*Ермаш А. А.<sup>1</sup>, Комберг Б. В.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>ФИАН

*Эл. почта: aermash@gmail.com*

По данным обзора SDSS DR 7 были получены функции светимости AGN первого типа в запрещенной линии [OIII]  $\lambda$  5007 .

Особое внимание уделено подклассу Сейфертовских галактик, так называемым NLS, определяющим свойством которых является относительная узость широких разрешенных линий в оптическом спектре  $\text{FWHM} \leq 2000$  км/с. В работе обсуждается новая методика получения функции светимости по данным для эмиссионных линий, позволяющая в том числе учесть вариации плотности Вселенной из-за крупномасштабной структуры.

Особенностью этого метода является нормировка на среднюю плотность галактик известной однородной выборки.

Полученная функция светимости Сейфертовских галактик первого типа сравнивается с функциями светимости, полученными в работах различных авторов, для чего произведен пересчет в фотометрическую полосу В. Рассмотрено поведение функций светимости отдельно BLS и NLS. Отношение NLS/BLS не является постоянным, оно испытывает максимум при определённой светимости. На подобное различие распределений указывалось и в более ранних работах, нами же этот результат уверенно подтверждён при помощи функции светимости. По-видимому, это связано с тем, что средние значения светимостей активных ядер NLS и BLS находятся в пределах стандартного отклонения, но ширина распределений значительно отличается.

NLS занимают более узкий диапазон по светимости.

Построена предсказанная функция светимости в мягком рентгеновском диапазоне для (0.5–2 keV) Sy1, которая демонстрирует очень хорошее согласие с реально наблюдаемой, что подтверждает применимость разработанного нами метода для вычисления функции светимости различных выборок объектов.

## **Определение свойств аккреционного потока у поверхности белого карлика в промежуточных полярах по переменности их оптической яркости**

*Семена А. Н.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>ИКИ РАН

*Эл. почта: san@iki.rssi.ru*

Согласно современным представлениям в промежуточных полярах, аккреционный диск разрушается магнитным полем белого карлика (бк), после чего, аккрецируемое вещество протекает на поверхность бк вдоль магнитных силовых линий образуя аккреционный канал.

Вещество протекающее сквозь этот канал, замедляется и разогревается в ударной волне, расположенной на некоторой высоте над поверхностью бк, после чего остывает в этой горячей зоне под действием тепловых потерь в оптически тонком режиме. Текущая светимость горячей зоны зависит от количества вещества попавшего в нее за ха-

ракетное время остывания. В связи с этим вариации потока массы, неизменно присутствующие в аккреционном потоке, будут замываться с характерным временем остывания вещества в горячей зоне, следовательно возмущения на более высоких Фурье-частотах будут подавляться. Данный эффект можно наблюдать не только в рентгеновском диапазоне, на который приходится максимум излучения горячей зоны, но и в оптическом, за счет переизлучения рентгеновского излучения оптически толстым аккреционным диском. В результате из спектра мощности переменности оптической кривой блеска можно определить характерное время остывания, из которого в разных модельных приближениях можно оценить площадь и высоту аккреционного канала. В докладе будут представлены теоретические оценки этого эффекта, первые попытки его обнаружить по данным Большого южноафриканского телескопа (САЛТ) и предсказания для планируемых рентгеновских обсерваторий большой площади (LOFT, рентгеновский микрофон).

### **Список литературы**

1. Semena A. N.; Revnivtsev M. G. Estimation of plasma parameters in an accretion column near the surface of accreting white dwarfs from their flux variability *Astronomy Letters* 2012;
2. Semena A. N.; Revnivtsev M. G.; Khamitov I. M.; Burenin R. A.; Ak T.; Eker, Z.; Pavlinsky, M. N. Semena, A. N.; Revnivtsev, M. G.; Khamitov I. M.; Burenin R. A.; Ak T.; Eker Z.; Pavlinsky M. N. *Astronomy letters* 2013.

## **Длительные периоды аномальной активности Солнца**

*Лиознова А. В.<sup>1</sup>, Блинов А. В.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>СПбГПУ

*Эл. почта: lanna2009@gmail.com*

Активность Солнца (СА), проявляющаяся прежде всего в образовании пятен на его поверхности, демонстрирует циклическую изменчивость. Довольно подробно изучен 11-летний цикл активности Солнца. В 1976 году Джек Эдди провел анализ средневековых наблюдений и за-

метил 70-летний интервал (1645 — 1715) почти полного отсутствия пятен на поверхности Солнца; это явление получило название «Маундеровский минимум» или гранд-минимум. Стало понятно, что помимо 11-летних изменений, существуют и гораздо более долговременные.

Длительные максимумы и минимумы активности ближайшей к нам звезды могли оказать сильное влияние на Землю. Поверхностная активность Солнца отражает динамику изменения его магнитного поля. Исследование долговременных изменений состояния Солнца поможет верифицировать модели солнечного магнитного динамо.

Целью исследования стало выявление глобальных минимумов и максимумов в рядах индекса солнечной активности, восстановленных по концентрации космогенных радионуклидов в природных архивах, и последующий поиск закономерностей в их статистических распределениях.

Было показано, что интенсивность космических лучей зависит от фазы солнечной активности. Под действием космических лучей в атмосфере Земли в ходе ряда ядерных реакций образуются космогенные радионуклиды. Концентрации изучаемых нуклидов ( $^{10}\text{Be}$  и  $^{14}\text{C}$ ) измеряются в датированных природных архивах (во льду и в кольцах деревьев соответственно) и позволяют восстановить фазу активности Солнца во время образования нуклидов. Таким образом формируются ряды модельно восстановленной СА на протяжении нескольких тысяч лет.

В работе были использованы данные, полученные Vonmoos и соавт. (2006) по относительному содержанию  $^{14}\text{C}$  (период полураспада 5730 лет) в кольцах деревьев и концентрации  $^{10}\text{Be}$  (период полураспада 1,39 млн. лет) в гренландском льду. Исследуемые ряды были оцифрованы по опубликованным данным.

Для анализа глобальных экстремумов мы использовали определение, предложенное Abreu и соавт. (2008): изучаемый параметр, характеризующий фазу СА (функция солнечной модуляции (SMF)) проводит 60 % рассматриваемого временного промежутка в «нормальном» состоянии, 20 % в состоянии глобального максимума и 20 % в состоянии минимума.

Было рассмотрено распределение восстановленного параметра СА (по  $^{10}\text{Be}$  и  $^{14}\text{C}$ ) и статистика обоих типов экстремумов (глобальных максимумов и минимумов). Кроме того, был проведен анализ совпадений экстремумов в обоих рядах, а так же совпадения полученных экстремальных промежутков с опубликованными данными. Для обоих типов экстремумов и для каждого ряда данных был проведен статистический

анализ амплитуд, продолжительности и времени между экстремумами. Для проверки устойчивости распределений варьировалось значение SMF, отсекающее экстремум. Особый интерес вызвало исследование сменяемости типа экстремума. В случае глобальных экстремумов, в отличие от 11-летнего цикла, тип экстремума не коррелирует с типом предшествующего ему экстремума.

Проведенное исследование позволяет сделать ряд выводов:

1. Ряды, восстановленные по  $^{10}\text{Be}$  и  $^{14}\text{C}$ , демонстрируют качественное согласие.
2. Характеристики распределения SMF:  $\mu \approx 560$  МэВ,  $\sigma \approx 175$  МэВ для  $^{14}\text{C}$ ,  $\mu \approx 480$  МэВ,  $\sigma \approx 175$  МэВ для  $^{10}\text{Be}$ .
3. Было обнаружено 61 и 42 минимума, 68 и 46 максимумов по  $^{10}\text{Be}$  и  $^{14}\text{C}$  соответственно; форма распределений не меняется с изменением определения экстремума.
4. По двум рядам совпадают 45 % минимумов и 29 % максимумов по длительности. Их статистические распределения похожи.  
*Для минимумов:* пик амплитуды при SMF = 255 МэВ ( $^{14}\text{C}$ ) и SMF = 265 МэВ ( $^{10}\text{Be}$ ), продолжительности в 25 и 85 лет. Это позволяет сделать вывод о существовании двух типов минимумов.  
*Для максимумов:* пик амплитуды на 700 МэВ для  $^{10}\text{Be}$ , монотонно для  $^{14}\text{C}$ , длительности в 15-25 лет, менее заметный пик на значении 55 лет.
5. Время ожидания: пик при 50 годах ( $^{10}\text{Be}$ , менее выражено в  $^{14}\text{C}$ ), по  $^{14}\text{C}$  слабый пик на 130 годах.
6. Тип следующего экстремума не зависит от типа предыдущего.

### Список литературы

1. Vonmoos, M., J. Beer, and R. Muscheler, 2006, Large variations in Holocene solar activity: Constraints from  $^{10}\text{Be}$  in the Greenland Ice Core Project ice core, J. Geophys. Res., 11, A10105, doi:10.1029/2005JA011500;
2. Abreu, J. A., J. Beer, F. Steinhilber, S. M. Tobias, and N. O. Weiss, 2008, For how long will the current grand maximum of solar activity persist? Geophys. Res. Lett., V., 35, L20109, doi:10.1029/2008GL035442;
3. Usoskin, I. G., S. K. Solanki, and G. A. Kovaltsov, 2007, Grand minima and maxima of solar activity: new observational constraints, Astron. & Astrophys. 471, 301–309. DOI: 10.1051/0004-6361:20077704.

## Численное моделирование светоиндуцированного дрейфа в облаке межзвездного газа

Соболев А. И.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>ФТИ

<sup>2</sup>СПбГПУ

Эл. почта: ASoboll@gmail.com

В работе рассматривается направленное движение газа в облаке при взаимодействии с излучением. Эффект возникает в смеси буферного, не взаимодействующего с излучением, газа и примесного газа, имеющего резонанс с частотой, близкой к частоте излучения. Движение примесного газа вызвано разницей сечений взаимодействий примесного газа в основном и возбужденном состояниях и может быть сонаправлено или противонаправлено с излучением. Кинетическая энергия и импульс потока примесного газа при этом берутся не от излучения, а от теплового движения газа в облаке. В данной работе рассмотрен примесный газ, имеющий двухуровневую структуру. Рассмотрены процессы, влияющие на распределение по скорости примесного газа при взаимодействии с излучением и буферным газом в условиях квазигомогенного облака: радиационные и столкновительные переходы примесного газа, максвеллизация примесного газа. Построена 6-параметрическая модель, численно описывающая квазистационарный эффект светоиндуцированного дрейфа в разреженном межзвездном газе. Написана программа для численного моделирования распределений по скоростям примесного газа в основном и возбужденном состояниях в случае оптически тонкого облака. Программа модифицирована для численного моделирования эффекта светоиндуцированного дрейфа и переноса излучения в зависимости от глубины проникновения в случае оптически толстого облака. На основе численных расчетов определена качественно зависимость скорости светоиндуцированного дрейфа от параметров модели. В случае оптически толстого облака показано сужение и смещение линии излучения при распространении в облаке газа, а также, образование четкой границы распределения примесного газа по скорости.

# АТОМНАЯ ФИЗИКА И ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

---

## **Аномальное поведение показателя преломления нейтрона в идеальном кристалле вблизи брэгговского резонанса**

*Ласица М. В.<sup>1,2</sup>, Е.О. Вежлев<sup>1,2</sup>, Ю.П. Брагинец<sup>1</sup>, С.Ю. Семенихин<sup>1</sup>, И.А. Кузнецов<sup>1</sup>, В. В. Федоров<sup>1,2</sup>, В.В. Воронин<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>ПИЯФ

<sup>2</sup>СПбГПУ

*Эл. почта: mishlas1@gmail.com*

В работе исследуется аномальное поведение показателя преломления нейтрона вблизи брэгговского резонанса. Эффект связан с тем, что вблизи условия Брэгга поведение потенциала взаимодействия нейтрона с кристаллом имеет резонансный характер, с амплитудой равной модулю  $g$ -гармоники потенциала взаимодействия  $V_g$  и шириной порядка брэгговской ширины отражения [1].

Для нецентросимметричного кристалла, данное явление приводит к эффектам вращения спина [2] и возникновению гигантского электрического поля, действующего на нейтрон, что планируется использоваться для поиска электрического дипольного момента нейтрона [3].

В случае прохождения тепловых нейтронов через идеальный кристалл, т. е. кристалл имеющий степень несовершенства меньше, чем брэгговская ширина отражения, ширина этой особой области будет составлять  $\sim 10^{-5}$  от энергии нейтрона. Таким образом, изменение энергии нейтрона на величину  $\sim 10^{-5}$  приведет к изменению потенциала взаимодействия нейтрона с кристаллом в разы, т. к.  $V_g$  по порядку величины совпадает с оптическим потенциалом взаимодействия нейтрона с кристаллом  $V_0$ .

Исследование данного эффекта проводилось в двухкристальной геометрии дифракции по Брэггу. Было обнаружено изменение энергии нейтрона после прохождения, вблизи брэгговского условия, толстого

кристалла, движущегося с ускорением. Этот эффект возникает за счет того, что скорость нейтрона относительно кристалла, т. е. отклонение от условия Брэгга и, соответственно, показатель преломления, менялись за время пролета нейтрона через кристалла. Таким образом, изменение энергии на входе было не равно изменению энергии нейтрона на выходе кристалла, что приводило к изменению полной энергии нейтрона.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 12-02-00446-а) и Министерством науки и образования Российской Федерации (проект № 2012-1.2.1-12-000-1012-016).

### **Список литературы**

1. Федоров В. В., Воронин В. В. Новые возможности поиска ЭДМ нейтрона поляризационным методом при дифракции в кристалле без центра симметрии /Физика ат. ядра и элементарных частиц (Материалы Юбилейной XXX Зимней школы ПИЯФ, ч.1), СПб, 1996, с.123-164.
2. V.V. Fedorov, E.G. Lapin, S.Y. Semenikhin, V.V. Voronin, The effect of cold neutron spin rotation at passage through a noncentrosymmetric crystal, *Appl. Phys.*, 2002, A74, s91 — s93.
3. V.V. Fedorov, M. Jentschel, I.A. Kuznetsov, E.G. Lapin, E. Lelièvre-Berna, V. Nesvizhevsky, A. Petoukhov, S.Yu. Semenikhin, T. Soldner, V.V. Voronin, Yu.P. Braginetz, Measurement of the neutron electric dipole moment via spin rotation in a non-centrosymmetric crystal, *Physics Letters B* 694 (2010) 22-25.

## **Теоретическое исследование эффектов нарушения Р и Т в твёрдых телах**

*Скрипников Л. В.<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>СПбГУ

<sup>2</sup>ПИЯФ

*Эл. почта: leonidos239@gmail.com*

Поиск эффектов нарушения пространственной (Р) и временной (Т) инвариантности является одним из наиболее перспективных способов тестирования Стандартной Модели и её расширений. Наиболее жест-



кое ограничение на величину электрического дипольного момента электрона и шиффовского момента ядра (ненулевое значение которых возможно только в случае одновременного нарушения P и T) получено в экспериментах на атомах и двухатомных молекулах. Как было показано более 40 лет назад, эксперименты по измерению P,T-нечётных эффектов могут быть выполнены на твёрдых телах. Для интерпретации всех таких экспериментов в терминах интересующих величин шиффовского момента ядра или ЭДМ электрона необходимо знать определённые параметры (такие как градиент электронной плотности на ядре тяжелого элемента, эффективное электрическое поле и др.). Эти параметры могут быть вычислены только теоретически. Данные параметры могут быть объединены в класс «остовных» свойств (ОС). ОС — это свойства, соответствующие операторам, среднее значение которых определяется изменением плотностей валентных электронов в области, близкой к ядру рассматриваемого (тяжёлого) атома в соединении. Помимо параметров P,T-нечетных взаимодействий к данному классу относятся магнитная дипольная постоянная сверхтонкой структуры, химические сдвиги рентгеновских линий, и др.

Для корректного вычисления ОС необходимо учитывать как эффекты электронной корреляции, так и релятивистские эффекты. На настоящий момент прямые методы подобных исследований, т.е. полноэлектронные корреляционные расчёты с гамильтонианом Дирака-Кулона-Брейта, являются сложными уже в случае атомов и двухатомных молекул. Исследование же твёрдых тел представляет значительно более сложную задачу. Нами предложен и реализован метод вычисления остовных свойств в твёрдых телах, в основе которого положена концепция двухшагового расчёта остовных свойств [1], позволяющая существенно упростить задачу, не снизив точности вычислений. Для апробации метода рассчитан параметр P,T-нечётного взаимодействия в кристалле  $\text{PbTiO}_3$ , выдвинутого в работе [2] в качестве перспективной системы для измерения шиффовского момента ядра  $^{207}\text{Pb}$ . Для определения погрешности использованных приближений (метода теории функционала плотности), выполнены также расчёты рассматриваемого свойства для  $^1\Sigma^+$  состояния молекулы  $\text{PbO}$  в рамках (i) допущений, использованных при рассмотрении кристалла, и (ii) в рамках двухкомпонентного релятивистского метода связанных кла-

стеров с учётом однократных, двукратных и пертурбативных трёхкратных кластерных амплитуд. Автор благодарит за поддержку фонд Дмитрия Зимина «Династия». Работа поддержана грантом НИР из средств СПбГУ, грант № 0.38.652.2013, а также грантом РФФИ 13-02-01406.

### Список литературы

1. A.V. Titov, N.S. Mosyagin, A.N. Petrov, T.A. Isaev, D.P. DeMille, *Progr. Theor. Chem. Phys.* B 15, 253 (2006);
2. T.N. Mukhamedjanov, O.P. Sushkov, *Phys. Rev. A* 72, 034501 (2005).

## Вычисление спектров и поляризуемостей ионов изоэлектронной серии атома магния

Коновалова Е. А.<sup>1</sup>, Козлов М. Г.<sup>1</sup>, Сафронова М. С.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ПИАФ

<sup>2</sup>Университет Делавера, США

Эл. почта: [lenaakonovalova@gmail.com](mailto:lenaakonovalova@gmail.com)

Дипольная поляризуемость атома и иона во многом определяет отклик электронного облака на влияние внешнего электрического поля. Это атомное свойство влияет на показатель преломления, ионную подвижность и диамагнитную восприимчивость среды. Также атомная поляризуемость широко используется при построении различных теоретических моделей описания ядерных эффектов в спектроскопии ридберговских состояний, сил Ван-дер-Ваальса и других модельных потенциалов. Однако, атомная поляризуемость недостаточно изучена экспериментально, что является острым вопросом развития области оптических стандартов частоты.

В представленной работе методом связанных кластеров в сочетании с методом наложения конфигураций вычислены дипольные поляризуемости ионов изоэлектронной серии атома магния ( $Mg$ ,  $Al^+$ ,  $Si^{++}$ ,  $P^{+3}$ ,  $S^{+4}$ ). Для вычислений использованы пакеты программ Тупицына И.И. [1], Сафроновой М.С. и Джонсона У.Р. [2]. Спектры поглощения рассматриваемых ионов экспериментально измерены с точностью, превосходящей возможности современных теоретических методов. Для оценки надежности выполненных расчетов, вычислены спектры

ионов и выполнено сравнение с экспериментальными данными. Постепенный учет более высоких поправок позволил создать систематическую процедуру оценки ошибок.

Работа поддержана грантом РФФИ № 11-02-00943-а.

### **Список литературы**

1. Kotochigova S. A., Tupitsyn I. I., Theoretical investigation of rare-earth and barium spectra by the Hartree-Fock-Dirac method, J.Phys.B, v. 20, p. 4759-4771, 1987;
2. Safronova M. S., Kozlov M. G., Johnson W. R., and Jiang D., Development of a configuration-interaction plus all-order method for atomic calculations, Phys. Rev. A, v. 80, p. 012516, 2009.

## **К поиску эффектов нарушения P,T-четности в атоме Tl и молекуле RaF**

*Кудашов А. Д.<sup>1,2</sup>, Скрипников Л. В.<sup>1,2</sup>, Петров А. Н.<sup>1,2</sup>, Титов А. В.<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>СПбГУ

<sup>2</sup>ПИЯФ

*Эл. почта: kudashovad@gmail.com*

На протяжении последних десятилетий активно ведется поиск эффектов нарушения пространственной (P-) и/или временной (T-) четностей. Такие взаимодействия могут приводить к появлению физических величин, таких как электрический дипольный момент (ЭДМ) элементарных частиц и др. Экспериментальное измерение данных величин является одним из наиболее перспективных методов проверки Стандартной модели и её расширений. Настоящий доклад посвящён теоретическому исследованию электронной структуры молекулы RaF и атома таллия для поиска анапольного момента ядра Ra и ЭДМ электрона, соответственно.

Анапольный момент индуцируется P-нечетным взаимодействием в атомном ядре с ненулевым спином. До настоящего момента попытки измерения этой величины предпринимались лишь в экспериментах с изотопом <sup>133</sup>Cs [1] и изотопом <sup>205</sup>Tl [2], однако полученные результаты оказались в противоречии друг с другом. Недавно в работе [3] было

предложено измерить анапольный момент ядра в молекуле RaF. Перспективность данной системы обусловлена высоким значением  $W_a$  — параметра, определяемого электронной структурой молекулы, а также относительной доступностью и достаточным временем жизни изотопов Ra со спином ядра  $I=1/2$ .

В настоящее время наилучшее экспериментальное ограничение на величину ЭДМ электрона в атомных системах получено на пучке из атомов таллия. Для интерпретации экспериментальных данных в терминах ЭДМ электрона необходимо знать величину коэффициента усиления ЭДМ электрона. Однако, последние расчёты данной характеристики [4, 5] дали противоречащие друг другу результаты. Поэтому нами был выполнен собственный расчет коэффициента усиления.

Точность экспериментов на атомах и двухатомных молекулах требуют развитие теоретических методов прецизионного исследования электронной структуры таких систем. С применением развиваемых нашей группой методов, позволяющих максимально точно учесть как релятивистские эффекты, так и эффекты электронной корреляции, нами был вычислен параметр  $W_a$ , входящий в эффективный гамильтониан взаимодействия электронной структуры RaF со спином ядра Ra, а также коэффициент усиления ЭДМ электрона в атоме Tl. Обе эти величины определяют чувствительность рассматриваемых систем к эксперименту.

Работа поддержана грантом СПбГУ 0.38.652.2013 и грантом РФФИ 13-02-01406.

### **Список литературы**

1. C. S. Wood, S. C. Bennett, D. Cho, B. P. Masterson, J. L. Roberts, C. E. Tanner, C. E. Wieman, *Science* 275 (1997) 1759;
2. P. A. Vetter, D. M. Meekhof, P. K. Majumder, S. K. Lamoreaux, and E. N. Fortson, *Phys. Rev. Lett.* 74, 2658 (1995);
3. T. A. Isaev, S. Hoekstra, and R. Berger, *Phys. Rev. A*, 82, 052521 (2010);
4. S. G. Porsev, M. S. Safronova, and M. G. Kozlov, *Phys. Rev. Lett.* 108, 173001 (2012);
5. H. S. Nataraj, B. K. Sahoo, B. P. Das, and D. Mukherjee, *Phys. Rev. Lett.* 106, 200403 (2011).

## Перезарядка при холодных столкновениях атомов рубидия с ионами кальция и иттербия

Яковлева С. А.<sup>1</sup>, Беляев А. К.<sup>1</sup>, Бучаченко А. А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>РГПУ

<sup>2</sup>МГУ им. М. В. Ломоносова

Эл. почта: [cvetaja@gmail.com](mailto:cvetaja@gmail.com)

С развитием гибридных ловушек, в которых охлажденные атомные ионы радиочастотной ловушки взаимодействуют с ультрахолодными атомами магнито-оптической ловушки или бозе-эйнштейновского конденсата, стало возможным экспериментальное исследование ионно-нейтральных процессов, происходящих при низких энергиях. В таких условиях вклад в столкновения вносят всего несколько парциальных волн, что обуславливает большую роль резонансных и излучательных эффектов.

Проведенное теоретическое исследование процессов перезарядки при холодных столкновениях атомов рубидия с катионами кальция и иттербия показало, что доминирующие механизмы в этих системах различны: при столкновениях  $\text{Ca}^+ + \text{Rb}$  основной вклад в сечение вносят неадиабатические переходы за счет спин-орбитального взаимодействия, в то время как при столкновениях  $\text{Yb}^+ + \text{Rb}$  доминирующим процессом является излучательная перезарядка, а неадиабатические эффекты пренебрежимо малы. В рассчитанных сечениях процессов перезарядки наблюдается резонансная структура, обусловленная туннелированием сквозь центробежный барьер, характерная для режима Ланжевена.

Результаты исследования системы  $(\text{CaRb})^+$  были подтверждены экспериментальным исследованием [1], рассчитанные константы скорости для столкновений  $(\text{YbRb})^+$  так же хорошо согласуются с данными эксперимента [2].

### Список литературы

1. F.H.J. Hall, P. Eberle, G. Hegi, S. Willitsch, M. Raoult, M. Aymar, O. Dulieu, Ion-neutral chemistry at ultralow energies: dynamics of reactive collisions between laser-cooled  $\text{Ca}^+$  ions and Rb atoms in an ion-atom hybrid trap, *Molecular Physics* (in press), DOI: 10.1080/00268976.2013.780107, 2013;
2. C. Zipkes, S. Palzer, L. Ratschbacher, C. Sias, M. Kohl, Cold heteronuclear atom-ion collisions, *Physical Review Letters*, 105, 133201, 2010.

## Низкочастотная динамика коротких пептидов

*Ващенко В. Э.<sup>1,2</sup>, Федосеев А. И.<sup>2</sup>, Савватеева-Попова Е. В.<sup>3</sup>, Лушников С. Г.<sup>2</sup>, Хавинсон В. Х.<sup>4</sup>*

<sup>1</sup>СПбГУ

<sup>2</sup>ФТИ им. А.Ф.Иоффе

<sup>3</sup>Институт Физиологии им. И.П.Павлова

<sup>4</sup>Институт Биорегуляции и Геронтологии СЗО РАМН

*Эл. почта: vikvasb@ya.ru*

Современные исследования показали, что применение пептидов перспективно при лечении различных заболеваний, характерных для пожилого возраста. Было показано, что пептиды способны взаимодействовать с ДНК для исправления (фиксации) различных сбоев в ней, однако механизм взаимодействия пока не ясен. Исследованиям взаимодействия ДНК с пептидами предшествует изучение физико-химических свойств пептидов. Особый интерес связан с динамикой пептидов, т.е. с изменением собственных колебаний макромолекулы при эволюции структуры. Это обусловлено тем, что при взаимодействии пептидов с ДНК меняется и низкочастотная динамика как пептида, так и ДНК. Таким образом, анализ низкочастотной динамики образовавшегося комплекса позволит детально разобраться с механизмами взаимодействия ДНК и пептидов. В настоящей работе представлены результаты исследования низкочастотной динамики коротких пептидов при изменении температуры и концентрации.

В качестве объектов исследования были выбраны 3 пептида, используемые в различных исследованиях наших коллег. Эти пептиды имеют различное число аминокислотных остатков: дипептид АД7, трипептид ТЗЗ (пениалон) и тетрапептид бронхоген.

Для исследования низкочастотной динамики пептидов использовалось мандельштам-бриллюэновского рассеяния (МБР) света. МБР в жидкостях — это неупругое рассеяние света на адиабатических флуктуациях плотности. Скорость гиперзвука, полученная в экспериментах

по МБР света в растворах биополимеров связана с динамикой отдельных молекул. Через нормировки температурной зависимости скорости гиперзвука в растворе на зависимость в растворителе можно получить вклад, вносимый растворенным веществом.

Для дипептида, полученная нормированная температурная зависимость скорости гиперзвука имеет минимум при температурах около 335 — 345 К. Численный анализ показал, что молекулы дипептида склонны образовывать димеры. Предполагается, что димеры образуются в начальном растворе, тогда наличие минимума говорит о распаде димеров на отдельные молекулы при указанных температурах. Дальнейшее увеличение температуры приводит к монотонному увеличению нормированной скорости гиперзвука.

Температурные зависимости скорости гиперзвука для бронхогена и пениалона схожи, но существенно отличаются от дипептида: скорости гиперзвука для этих пептидов монотонно увеличиваются с ростом температуры. Температурные зависимости скорости гиперзвука при прямом (увеличении температуры) и при обратном (уменьшении температуры) ходе имеют расхождение около 350 К. Наблюдаются аномалии в температурных зависимостях экстинкции рассеяния и затухания гиперзвука. Такое поведение говорит о структурных изменениях в данных пептидах, причем на высоких концентрациях характер обратного хода по температуре позволяет говорить о необратимости этих изменений. Возможно, на высоких концентрациях происходит образование агрегатов при температуре выше 350 К, которые сохраняются при уменьшении температуры.

## **Неинвазивный спекл-датчик скорости крови в микроциркуляторном русле**

*Лукашова О. Ф.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>СПбГПУ

*Эл. почта: [olga.lukashova.best@gmail.com](mailto:olga.lukashova.best@gmail.com)*

Применение лазеров и лазерных технологий при создании современной биомедицинской диагностической аппаратуры открыло новые,

уникальные как с практической, так и научной точек зрения, возможности по изучению состояния организма человека. При этом наиболее перспективна аппаратура, позволяющая получить диагностическую информацию неинвазивно и максимально безвредно для обследуемого. В связи с этим, цель работы состоит в разработке лабораторной модели датчика скорости капиллярного кровотока в коже человека.

Среди диагностических биомедицинских параметров, наиболее значимых для оценки состояния организма, одно из первых мест занимает характеристика динамики крови в микроциркуляторном русле органов человека, в частности кожи. Несмотря на значительное число работ по измерениям динамических параметров кровотока в сосудах и микроциркуляции крови в биотканях, актуальной остается задача создания мобильного прибора, позволяющего проводить измерения, как в амбулаторных, так и в стационарных условиях.

Параметры микроциркуляторного кровотока определяются динамикой крови в сети капилляров исследуемого участка кожи, что оказывается важным диагностическим показателем при ожоговом или раневом поражении тканей, в процессе заживления рубцов и при исследовании кожных новообразований.

Для неинвазивной регистрации динамики микроциркуляции крови применяется методический подход, основанный на принципах динамики случайных когерентных оптических полей (спекл-полей), формирующихся при рассеянии зондирующего лазерного излучения биотканью (преимущественно эритроцитами крови микроциркуляторного русла) [1–3].

Ранее нами исследовался датчик, сенсорная часть которого состояла из лазерного модуля и одиночного приемного волокна, сопряженного с ФЭУ. Для определения измерительных возможностей разрабатываемого датчика был выполнен ряд натурных экспериментов на волонтерах. Экспериментальные исследования показали, что такая компоновка сенсора имеет ряд недостатков, в частности, чувствительность датчика к воздействию внешних факторов, в том числе, к механическим вибрациям и естественному тремору руки оператора.

В связи с этим был осуществлен поиск методов преодоления этих особенностей. Проведенный анализ возможных вариантов практической реализации метода позволил определить один из путей решения



проблемы помехозащищенности: построение схемы сенсорной части датчика дифференциального типа. Такой датчик обладает преимуществами перед одноканальной схемой, в частности, малой чувствительностью к внешним факторам (вибрации, засветке).

Результаты проведенных экспериментальных исследований разработанного сенсора, в целом подтвердили заявленные преимущества по сравнению с одноканальным вариантом. Однако и дифференциальная схема не свободна от недостатков. В первую очередь, регистрируемый информационный сигнал зависит от пространственного расположения фотоприемников относительно ориентации сосудов в исследуемом объеме, что вносит определенные трудности при обработке информационного сигнала.

При исследовании возможных путей устранения указанных недостатков в работе рассматриваются различные методы компоновки сенсорной части и обработки информационного сигнала, в частности, кросс-корреляционный подход [5].

Реализованные варианты построения датчика удовлетворяют существующим диагностическим требованиям, однако сенсорная часть датчика требует развития. Кроме того, сенсорная часть датчика должна быть более функциональной и регистрировать не только скорость кровотока, а целый набор его параметров, например, оксигенацию, кровенаполнение тканей, пульсовый ритм [6].

Кроме того, в состав датчика целесообразно включить телекоммуникационный канал для передачи информационного сигнала в центр мониторинга или лечащему врачу, что позволит дистанционно и своевременно выявить такие формирующиеся состояния как инфаркт, инсульт, диабетическая кома.

В докладе представлены преимущества и недостатки исследуемых методов регистрации и обработки информационного сигнала, определены перспективы развития.

### **Список литературы**

1. Asacura, T., N. Takai, Dynamic laser speckles and their application to velocity measurements of diffuse object, Applied Physics, Vol. 25, P. 179 — 194, 1981;
2. Мокрова, Д.В., Бесконтактная диагностика физических параметров биологических объектов на основе оптических спекл-полей

и дифрактометрии, дис. канд. физ.-мат. наук: 01.04.21: защищена 09.12.10: утв. 08.04.2011, С. 53–71, 2010;

3. Ульянов, С.С., Что такое спеклы, Соровский образовательный журнал, № 5, С. 112 — 116, 1999;
4. F.F.M. de Mul, J. van Spijker, D. van der Plas, Mini laser-Dopler (blood) flow monitor with diode laser source and detection integrated in the probe, Applied optics, Vol.23., №17. — P. 1–3, 1984;
5. Wilson M. C., Harvey J. D., Twin beam laser velocimeter for the investigation of spermatozoon motility, Biophys. J., Vol. 41., P. 13–21, 1983;
6. Танганга А. В., Чемерис Н. К., Адаптивный вейвлет-анализ колебаний периферического кровотока кожи человека, Биофизика, том 54, вып. 3, С. 537–544, 2009.

## **2Н ЯМР исследования кристаллов лизоцима тетрагональной модификации**

*Пивоварова Ю. В.<sup>1,2</sup>, Лушников С. Г.<sup>2</sup>, Залар Боштиан<sup>3</sup>*

<sup>1</sup>СПбГУ

<sup>2</sup>ФТИ

<sup>3</sup> Institute Jožef Stefan, Ljubljana, Slovenia

*Эл. почта: yuliapvl@gmail.com*

Интерес к 2Н ЯМР исследованиям белковых кристаллов главным образом обусловлен проблемой понимания взаимодействия в системе белок-вода, имеющего первостепенное значение для обеспечения биологической активности белков. Твердотельная ЯМР спектроскопия в этом случае является удобным методом, так как дает возможность получения информации, как о структурных, так и о динамических особенностях взаимодействия молекул. В белковых кристаллах вода является неотъемлемой частью и занимает от 30 до 70 % процентов всего объема кристалла. Она включает в себя как полностью разупорядоченную воду, заполняющую пространство между молекулами белка, так и молекулы воды, имеющие высокую степень упорядоченности (вода, образующая гидратную оболочку белковых молекул). Твердотельная 2Н ЯМР спектроскопия, основанная на явлении ядерного квадруполь-

ного резонанса, является более информативным методом для изучения воды в анизотропном окружении, чем протонный резонанс. В связи с этим, в качестве образцов для  $^2\text{H}$  ЯМР используются дейтерированные кристаллы белков, выращенные из растворов на основе  $\text{D}_2\text{O}$ . В данном исследовании измерялся сигнал от ядер  $^2\text{H}$  в дейтерированных кристаллах лизоцима тетрагональной сингонии (пр. гр. P43212). Измерения проводились на ЯМР спектрометре Bruker Avance III 500 МГц при комнатной температуре. Был получен  $^2\text{H}$  ЯМР спектр высокого разрешения, прослежена ориентационная зависимость квадрупольного расщепления и ширины спектральных линий, а также определены главные компоненты тензора квадрупольного взаимодействия для ядер  $^2\text{H}$  и установлено время их продольной релаксации. Полученные результаты позволяют оценить динамику и характер ориентации упорядоченных молекул воды в кристалле лизоцима тетрагональной модификации, а также возможное влияние симметрии белкового кристалла на закономерную ориентировку молекул воды.

#### **Список литературы**

1. Rupp B. Biomolecular Crystallography: Principles, Practice, and Application to Structural Biology. Abingdon, New York: Garland Science, Taylor & Francis Group. Pp. 808. 2010;
2. Nakasako M. Water-protein interactions from high resolution protein crystallography. Philosophical Transactions Royal Society London B V. 359. P. 1191-1206. 2004;
3. Borah B., Bryant R. G. Deuterium NMR of water in immobilized protein systems. Biophysical Journal. V. 38. P. 47-52. 1982.

## Изучение влияния холестерина на механические свойства кровяных клеток K562

Няшиаев И. А.<sup>1</sup>, Чубинский-Надеждин В. И.<sup>2</sup>, Анкудинов А. В.<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>ФТИ

<sup>2</sup>Институт цитологии РАН

<sup>3</sup>ИТМО

Эл. почта: [hokage@mail.ru](mailto:hokage@mail.ru)

Изменение механических свойств одиночных биологических клеток может служить индикатором их злокачественного перерождения и трансформации [1]. Особенно интересен анализ механического отклика мембранных и субмембранных структур клетки, где происходят важные физиологические процессы. Одним из важнейших компонентов клеточной мембраны клеток является холестерин. Изменение уровня концентрации мембранного холестерина в клетке может запускать процессы трансформации субмембранных клеточных структур, таких как актиновый кортикальный цитоскелет, что в свою очередь может приводить к изменению механических свойств клетки.

В данной работе исследовались культивируемые клетки миелоидной лейкемии человека линии K562. Изучалось влияние содержания холестерина в плазматической мембране клетки на ее механические свойства и структуру. Для снижения уровня холестерина клетки инкубировали в присутствии акцептора стеролов метил-бета-циклодекстрина (МБЦД). С помощью оптической конфокальной флуоресцентной микроскопии была выявлена сборка актинового цитоскелета клетки, вызванная распадом микродоменов холестерина в мембране. Как будет описано ниже, это привело к существенному изменению упруго-механических свойств клеток. Измерения механических свойств клеток проводились двумя способами. В первом использовался метод локальной фиксации потенциала (patch-clamp), который косвенно позволяет оценить жесткость плазматической мембраны клеток. Из полученных с помощью patch-clamp данных следует, что мембрана упрочнилась примерно в 1.7 раза. Во втором способе применялся особый подход измерения механических параметров клеток с помощью атомно-силовой микроскопии (АСМ). Особенностью данного подхода является использование специальных биозондов АСМ [2, 3], которые позволяют проводить точные неразрушающие исследования механических свойств оди-

ночных клеток с субмикронным разрешением, что дает возможность проводить диагностику субмембранных клеточных структур. Проведенные АСМ исследования показали, что обработка клеток МБЦД приводит к увеличению локальной жесткости и модуля упругости клеток в 1.5 раза, по сравнению с контрольными клетками. Полученные данные позволяют сделать вывод, что при введении в физиологическую среду МБЦД, вызывающего повышенную экстракцию холестерина из липидного бислоя мембраны, действительно, происходит увеличение локальной жесткости и модуля упругости субмембранных структур клетки, обусловленное реорганизацией актинового цитоскелета.

В работе показано, что комбинированное использование конфокальной флуоресцентной и атомно-силовой микроскопии, а также метода patch-clamp, дает более полную информацию о внутриклеточных процессах. Полученные результаты крайне интересны для понимания роли холестерина в процессах внутриклеточной сигнализации и клеточной механотрансдукции в трансформированных клетках. Результаты проведенных экспериментов важны для прогнозирования побочных эффектов терапии, направленной на коррекцию липидного профиля и снижение уровня холестерина, так как изменение упруго-механических свойств кровяных клеток влияет на общий кровоток в сосудах и капиллярах организма человека.

Работа поддержана грантом «Стипендии президента РФ для молодых ученых и аспирантов 2012-2014», грантом «Ведущие научные школы» НШ-3008.2012.2.

### **Список литературы**

1. Vanapalli S. A., Duits M., Mugele F. Microfluidics as a functional tool for cell mechanics // *Biomicrofluidics*. — 3. — P. 012006 (1-15). — 2009;
2. Няпшаев И. А., Анкудинов А. В., Стовпяга А. В., Трофимова Е. Ю., Еропкин М. Ю. Диагностика живых клеток в атомно-силовом микроскопе, используя субмикронный сферический зонд калиброванного радиуса кривизны // *ЖТФ*. — 82(10). — С. 109–116. — 2012;
3. Анкудинов А. В., Быков В. А., Няпшаев И. А., Шубин А. Б., Сафронова О. В. Способ изготовления коллоидного зондового датчика для атомно-силового микроскопа // Патент RU 2481590. — приоритет от 17.08.2010. — Оpubл. 10.05.2013. — бюл. №13.

## **Образование межмолекулярных сшивок производными актиноцина при взаимодействии с ДНК в условиях полуразбавленных растворов**

*Осинникова Д. Н.<sup>1</sup>, Морошкина Е. Б.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>СПбГУ

*Эл. почта: osinnikovadasha@yandex.ru*

В настоящей работе методом вискозиметрии исследовали комплексы ДНК с производными актиноцина, содержащими в амидных группах диалкиламиноалкильные группировки. Эти соединения, являющиеся аналогами противоопухолевого антибиотика актиномицина D, были синтезированы в Санкт-Петербургском государственном технологическом институте (техническом университете).

Ранее было показано, что производные актиноцина этой группы связываются с ДНК подобно актиномицину D интеркаляционным способом в результате встраивания актиноцинового хромофора в двойную спираль ДНК. Концентрационная зависимость приведенной вязкости растворов ДНК и ее комплексов является прямолинейной в области разбавленных растворов независимо от условий приготовления комплексов. Это позволяет определить характеристическую вязкость ДНК и ее изменение при взаимодействии с производными актиноцина и сделать вывод о способе связывания этих соединений с ДНК [1].

В нашей работе было обнаружено аномальное гидродинамическое поведение растворов комплексов ДНК с очень низким содержанием актиноцина, приготовленных в условиях полуразбавленного раствора.

Оказалось, что при стехиометрии комплекса 1 молекула лиганда приходится на 50–100 пар азотистых оснований ДНК, вид зависимости приведенной вязкости растворов комплекса от концентрации ДНК зависит от условий приготовления комплекса. В случае приготовления комплекса в условиях полуразбавленного раствора, т. е. при концентрации ДНК, превышающей обратную величину ее характеристической вязкости, уменьшение концентрации приводит к заметному росту приведенной вязкости, что свидетельствует об изменении структуры комплекса или межмолекулярных взаимодействий при разбавлении.

Мы предположили, что такое аномальное поведение растворов комплексов ДНК с производными актиноцина связано с образованием ме-

жмолекулярных сшивок при приготовлении комплекса в условиях перекрывания макромолекулярных клубков в растворе.

Такие сшивки могут образовываться за счет взаимодействия двух протонированных диалкиламиногрупп актиноцина с отрицательно заряженными фосфатными группами, принадлежащими разным молекулам ДНК в местах их сближения или перекрывания. При приготовлении комплексов в условиях разбавленных растворов такие сшивки не образуются, а низкое содержание актиноцина в комплексе даже в случае интеркаляционного связывания не вызывает заметных изменений в макромолекулярной структуре двойной спирали ДНК. Аномальное поведение растворов исчезает при увеличении градиента скорости ротационного вискозиметра, вероятно, из-за разрушения сшивок. Подобный тип взаимодействия наблюдался нами только при низкой ионной силе раствора ( $\mu = 0.001$ ). Повышение ионной силы до 0.1 приводило к исчезновению аномалии, что говорит о значительной роли электростатических взаимодействия в образовании подобных комплексов. Сравнительное исследование гидродинамического поведения комплексов ДНК с производными актиноцина различной структуры позволили сделать вывод о том, какие структурные элементы соединения ответственны за образование сшивок.

Сшивки образуют соединения, содержащие протонированные диэтиламиногруппы, и не образуют соединения с незамещенными аминогруппами и диметиламиногруппами. Длина алкильной цепи в исследованных соединениях не играет существенной роли для образования сшивок.

Обнаруженный новый способ связывания производных актиноцина с ДНК может иметь биологическое значение, так как условия образования сшивки: большая концентрация ДНК и низкая концентрация лиганда, реализуются в условиях *in vivo*.

### Список литературы

1. Морошкина Е. Б., Кривцова М. А., Глибин Е. Н., Влияние природы заместителей амидов актиноцина на способ их связывания с ДНК, Биофизика, т. 47, с. 444, 2002 г.

## Модель взаимодействия ДНК с потенциальными противоопухолевыми соединениями на основе рутения, содержащими биологически активные лиганды

Коженков П. В.<sup>1</sup>, Бакулев В. М.<sup>1</sup>, Турел И.<sup>2</sup>, Касьяненко Н. А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>СПбГУ

<sup>2</sup>Университет г. Любляны (Словения)

Эл. почта: [pavel.kozhenkov@gmail.com](mailto:pavel.kozhenkov@gmail.com)

В настоящее время выделяют три основных типа лечения злокачественных образований: хирургическое вмешательство, облучение и химиотерапия. При химиотерапии действие препаратов направлено либо на уничтожение раковых клеток, либо на лишение клеток сигналов клеточного деления, либо на стимуляцию защитных сил организма. К настоящему моменту все существующие препараты первого типа обладают низкой избирательностью к опухолевым клеткам и высокой токсичностью по отношению к организму в целом. В связи с этим, создание и исследование новых противоопухолевых препаратов является важной и актуальной задачей.

Среди противоопухолевых препаратов особое место занимают препараты на основе координационных соединений металлов платиновой группы. В данной работе представлены результаты исследования влияния двух потенциальных противоопухолевых соединений на основе рутения (II)  $[\text{Ru}(\eta^6\text{-cymene})\text{Cl}(\text{O},\text{O-nalidixicato})]$  и  $[\text{Ru}(\eta^6\text{-cymene})\text{Cl}(\text{phen-Ph}_2)]\text{Cl}$ , синтезированных в университете г. Любляны (Словения) в научной группе профессора И. Турела, на конформацию молекулы ДНК в растворе. Практическая значимость работы обусловлена тем, что полученные в работе данные могут способствовать более направленному изменению химической структуры известных соединений и дать информацию о дальнейшем направлении синтеза для разработки новых противоопухолевых препаратов этого класса. Действительно, действие препаратов, направленных на уничтожение клеток злокачественных опухолей, основано на образовании их необратимых комплексов с ядерной ДНК. В связи с этим модельные системы (водные растворы ДНК) могут служить основой для установления молекулярного механизма действия новых соединений, синтезированных для лечения таких патологий. Сравнение полученных результатов с действи-



ем наиболее активного, но и весьма токсичного препарата этого класса (цисплатина) поможет выявить особенности влияния структурных характеристик на результат воздействия.

В работе методами низкоградиентной вискозиметрии, УФ-спектроскопии, кругового дихроизма, электрофореза и атомно-силовой микроскопии было изучено взаимодействие соединений  $[\text{Ru}(\eta^6\text{-cymene})\text{Cl}(\text{O},\text{O-nalidixicato})]$  и  $[\text{Ru}(\eta^6\text{-cymene})\text{Cl}(\text{phen-Ph}_2)]\text{Cl}$  с молекулой ДНК в растворах различной ионной силы при вариации рН. Также был произведен квантово-механический расчет структур молекул рассматриваемых в работе соединений с последующим использованием этих структур для осуществления процедуры молекулярного «докинга» на макромолекуле ДНК. Таким образом, одновременное использование экспериментальных методов и теоретических расчетов позволило наиболее полно описать модель взаимодействия соединений с ДНК.

Показано, что соединения  $[\text{Ru}(\eta^6\text{-cymene})\text{Cl}(\text{O},\text{O-nalidixicato})]$  и  $[\text{Ru}(\eta^6\text{-cymene})\text{Cl}(\text{phen-Ph}_2)]\text{Cl}$  взаимодействуют с молекулой ДНК, вызывая изменение ее конформации, и в случае второго соединения это изменение выражено заметнее, чем в случае первого. Образование комплексов реализуется в растворах малой ионной силы, тогда как при физиологических условиях (0,15 М NaCl) и более высоких концентрациях соли в растворе связывание становится все более затруднительным, что типично для подобных соединений. Также в работе проводится анализ данных и предлагается модель взаимодействия исследуемых соединений с ДНК. Были получены и оценены некоторые важные экспериментальные параметры — константа связывания для  $[\text{Ru}(\eta^6\text{-cymene})\text{Cl}(\text{O},\text{O-nalidixicato})]$  и значения рК для обоих соединений при различных ионных силах. Рассмотрена конкуренция за место связывания на ДНК между комплексами рутения и цисплатином.

### Список литературы

1. Vaidyanathan V. G.; Balachandran Unni Nair. Synthesis, characterization and electrochemical studies of mixed ligand complexes of ruthenium(II) with DNA Dalton Trans., 2005, 2842 — 2848;
2. Brunner H.; Weber M.; Manfred Zabel M. [(Cy)Ru(LL\*)Cl] and related half-sandwich compounds/two diastereomers in the same single crystal. Coordination Chemistry Reviews 242, 2003, 3 — 13;

3. Qingchun Ge; T. S. Andy Hor. Stepwise assembly of linearly-aligned Ru–M–Ru (M = Pd, Pt) heterotrimetallic complexes with r-4-ethynylpyridine spacer. *Dalton Trans.*, 2008, 2929–2936;
4. Brabec V.; Novakova O. DNA binding mode of ruthenium complexes and relationship to tumor cell toxicity. *Drug Resistance Updates* 9, 2006, 111–122;
5. Olga Novakova, Jana Kasparikova, Vendula Bursova, Ctirad Hofr, Marie Vojtiskova<sup>1</sup>, Haimei Chen, Peter J. Sadler, Viktor Brabec<sup>1</sup>. Conformation of DNA Modified by Monofunctional Ru(II) Arene Complexes: Recognition by DNA Binding Proteins and Repair. Relationship to Cytotoxicity. *Chemistry & Biology*, 12 (1), 2005, 121-129;
6. Yan Y. K.; Melchart M.; Habtemariam A.; Sadler P. J. Organometallic chemistry, biology and medicine: ruthenium arene anticancer complexes. *Chem. Commun.* 2005, 4764–4776;
7. Dyson P. J.; Sava G. Metal-based antitumor drugs in the post genomic era. *J. Chem. Soc., Dalton Trans.* 2006, 1929 — 1933;
8. Morris R. E.; Aird R. E.; Murdoch P. D. S.; Chen H.; Cummings J.; Hughes N. D.; Parsons S.; Parkin, A.; Boyd G.; Jodrell D. I.; Sadler P. J. Inhibition of cancer cell growth by ruthenium(II) arene complexes. *J. Med. Chem.* 2001, 44, 3616 — 3621;
9. Aird R. E.; Cummings J.; Ritchie A. A.; Muir M.; Morris R. E.; Chen H.; Sadler P. J.; Jodrell D. I. In vitro and in vivo activity and cross resistance profiles of novel ruthenium (II) organometallic arene complexes in human ovarian cancer. *Br. J. Cancer* 2002, 86, 1652 — 1657;
10. Novakova O.; Chen H.; Vrana O.; Rodger A.; Sadler P. J.; Brabec V. Competition between glutathione and guanine for a ruthenium(II) arene anticancer complex: detection of a sulfenatointermediate. *Biochemistry* 2003, 42;
11. База данных по лекарственным средствам Клифар: <http://www.drugreg.ru/Bases/>;
12. Turel Iztok, Kljun Jakob, Perdih Franc, Morozova Elena, Bakulev Vladimir, Kasyanenko Nina, Byl Jo Ann W., Osheroff Neil First Ruthenium Organometallic Complex of Antibacterial Agent Ofloxacin. Crystal Structure and Interactions with DNA. *J. Inorganic Chemistry*, Vol. 49 № 23, 2010, 10750 — 10752;
13. Francesco Caruso; Miriam Rossi; Aidan Benson; Cristian Opazo; Daniel Freedman; Elena Monti; Marzia Bruna Gariboldi; Jodi Shaulky; Fabio Marchetti; Riccardo Pettinari; and Claudio Pettinari. Ruthenium–Arene Complexes of Curcumin: X-Ray and Density Functional Theory Structure, Synthesis, and Spectroscopic Characterization, in Vitro Antitumor Activity,

- and DNA Docking Studies of (p-Cymene)Ru(curcuminato)chloro. J. Medicinal Chemistry 2012, 55, 1072–1081;
14. Jakob Kljun; Anna K. Bytcek; Wolfgang Kandioller; Caroline Bartel; Michael A. Jakupec; Christian G. Hartinger; Bernhard K. Keppler and Iztok Turel. Physicochemical studies and anticancer potency of Ruthenium  $\eta^6$ -p-cymene complexes containing antibacterial quinolones. Organometallics 2011, 2506 — 2512;
15. Iztok Turel; Milena Pecanac; Amalija Golobic; Enzo Alessio and Barbara Serli. Novel Ru(III)-DMSO Complexes of the Antiherpes Drug Acyclovir. J. Inorganic Chemistry, 2002, 1928 — 1931;
16. Серебров А. И., Мельников Р. А. Рак: проблемы предупреждения и лечения. О-во «Знание», 1982.

## Взаимодействие молекулы ДНК с цис- и транс-изомерами светочувствительного катионного ПАВ

Унксов И. И.<sup>1</sup>, Касьяненко Н. А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>СПбГУ

Эл. почта: [vanjaunksov@mail.ru](mailto:vanjaunksov@mail.ru)

В работе рассматривается взаимодействие молекулы ДНК в растворе со светочувствительным катионным азобензол-содержащим поверхностно-активным веществом (ПАВ) — Azo(C6)TAB. Азогруппа в составе соединения способна к цис-транс изомеризации под действием ультрафиолетового (365 нм) и видимого света соответственно. В темноте также происходит релаксация конформации Azo(C6)TAB до транс-формы. Задача работы состояла в исследовании влияния рассматриваемого соединения в цис-конформации на размеры молекулы ДНК в растворе, а также изучение фазового состояния системы в зависимости от концентрации ДНК и ПАВ. Ранее было показано, что транс-изомер Azo(C6)TAB вызывает изменение конформации ДНК. При определенных концентрациях соединения происходит резкое уменьшение объема молекулярного клубка. Компактизация ДНК происходит из-за самоассоциации ПАВ в виде «псевдомицелл» на ее поверхности. Дальнейшее повышение концентрации ПАВ в растворе

ДНК вызывает ее выпадение в осадок. При еще больших концентрациях Azo(C6)ТАВ образуются компактные ДНК-наночастицы.

В работе показано, что менее полярный и, соответственно, более гидрофобный транс-изомер компактизует ДНК при меньшей концентрации по сравнению с более полярным цис-изомером, получаемым с помощью УФ облучения его растворов (365 нм). При облучении же системы видимым светом происходит обратная цис-транс фотоизомеризация.

Исследование систем ДНК-сурфактант в работе проводилось методами спектрофотометрии и вискозиметрии.

Для установления различия в поведении ПАВ в цис- и транс-формах после облучения УФ и видимым светом (10 минут) были использованы растворы сурфактанта в 0.005 М NaCl с двумя разными концентрациями Cazo, одна из которых заведомо ниже критической концентрации мицеллообразования (ККМ), а другая заведомо выше ККМ. Регистрируемые спектры поглощения раствора сурфактанта в 0.005 М NaCl вполне предсказуемо показали наличие нескольких полос. Максимум наиболее интенсивной полосы поглощения ПАВ в транс-форме смещается после УФ облучения (переход в цис-форму). Кроме того, плечо в области 400-520 нм после УФ облучения приобретает форму максимума. После облучения видимым светом максимум полосы смещен вправо относительно соответствующего максимума для цис-формы. Полученные результаты подтверждают известные данные об изменениях, происходящих под действием света.

Измерения проводили при вариации концентрации Cazo (или параметра  $Z = Cazo/C_{днк}$ , который показывает соотношение концентраций и ионогенных групп ПАВ и ДНК). Была определена область значений  $Z$ , при которых в соответствующих системах появляется осадок. В ходе проведенного вискозиметрического исследования были получены результаты, указывающие на сужение области  $Z$ , в которой наблюдается осадок, для предварительно УФ-облученных ПАВ, а также увеличение значения этого параметра, соответствующего нижней границе этой области в сторону больших величин по сравнению с необлученными системами.

В работе проводилось также исследование обратимости компактизации ДНК в системах с ПАВ в транс-форме. В этой части деком-

пактизация ДНК индуцировалась разбавлением систем при условии сохранения ионной силы (0.005 М NaCl). Опыт показал выраженную тенденцию к обратимости компактизации ДНК.

## **Исследование воздействия излучения диапазона 0,05–1,2 ТГц на мембранный потенциал митохондрий, проницаемость клеточной мембраны и функциональную активность клеток**

*Несговорова Ю. С.<sup>1</sup>, Дука (Цуркан) М.В.<sup>1</sup>, Кудрявцев И. В.<sup>2,3,4</sup>, Серебрякова М. К.<sup>4</sup>, Назарова И. В.<sup>4</sup>, Трулёв А. С.<sup>2</sup>, Смолянская О. А.<sup>1</sup>, Беспалов В. Г.<sup>1</sup>, Полевщиков А. В.<sup>2,3,4</sup>*

<sup>1</sup>СПбНИУ ИТМО

<sup>2</sup>«НИИ экспериментальной медицины» СЗО РАМН

<sup>3</sup>ДФУ

<sup>4</sup>СПбГУ

*Эл. почта: yulyanesgovorova@list.ru*

В последние годы стремительно растет область применения источников терагерцового излучения. Так предполагается его использование в медицинской диагностике заболеваний кожи и рака. Однако разнонаправленные данные по влиянию терагерцового излучения ставят под вопрос безопасность его применения. По результатам различных исследований отмечается как стимулирующий, так и угнетающий эффект ТГц излучения на клеточные системы.

В этой связи наша работа была посвящена исследованию воздействия на клеточном уровне широкополосного импульсного ТГц излучения диапазона 0,05–2 ТГц на мембранный потенциал митохондрий, проницаемость мембраны и функциональную активность клеток некоторых перевиваемых культур, а также тимоцитов и спленоцитов мышей.

Подробное описание схемы эксперимента и методики облучения дано в работе [2]. Генерируемое ТГц излучение имело полосу частот от 0,05 до 2 ТГц. Мощность ТГц излучения варьировалась на уровне разных порядков с помощью фильтров и с учетом поглощения планшетом составляла 30; 2 и 0,1 мкВт. Площадь облучения составляла 3,14 см<sup>2</sup>. Соответственно плотность мощности была 9,55; 0,63

и  $0,03 \text{ мкВт/см}^2$ . Длительность импульса 2.5 пс. Время облучения составило 1 мин. Эксперименты проводились при температуре  $20^\circ \text{C}$ .

После облучения экспериментальные образцы и контрольные образцы, которые не подвергались облучению, помещались на 24 часа в инкубатор, однако тимоциты и спленоциты мышей после облучения инкубировали в течение трех часов. Затем для количественной оценки влияния ТГц излучения с помощью метода проточной цитометрии оценивался мембранный потенциал митохондрий и проницаемость клеточной мембраны. Для анализа результатов проточной цитофлуориметрии были построены гистограммы интенсивности флуоресценции DIOC6(3), увеличение интенсивности флуоресценции которого зависит от мембранного потенциала митохондрий.

Было показано, что терагерцовое излучение мощностью 30; 2 и  $0,1 \text{ мкВт}$  и длительностью в 1 минуту не оказывает существенного влияния на изменение функциональной активности клеток и митохондриальных клеток, равно как и не нарушает целостности их билипидных поверхностных мембран. В том числе не обнаружено статистически достоверных изменений в соотношении живых и находящихся на разных стадиях апоптоза клетках. Сделан вывод о возможности применения излучения с такими характеристиками для задач медицинской спектроскопии с использованием ТГц источников.

Работа выполнена в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы (ГК № № 14.512.11.0020).

### Список литературы

1. Wilminck G. J., Grundt J. E., Invited review article: current state of research on biological effects of terahertz radiation, *J. Infrared Millimeter Terahertz Waves*, № 10, P. 1074–1122, 2011;
2. Цуркан М. В., Кудрявцев И. В., Серебрякова М. К., Несговорова Ю. С., Трулёв А. С., Назарова И. В., Смолянская О. А., Назаров П. Г., Полевщиков А. В., Воздействие излучения диапазона  $0,05\text{-}1,2 \text{ ТГц}$  на мембранный потенциал митохондрий, *Научно-технический вестник ИТМО*, №4, С.56-61, 2013.

## Оценка безопасности использования терагерцового излучения диапазона 0,05–1,2 ТГц в медицинских целях путем исследования влияния на лимфоциты человека

Снегова А. М.<sup>1</sup>, Дука (Цуркан) М. В.<sup>1</sup>, Серебрякова М. К.<sup>2</sup>, Кудрявцев И. В.<sup>2,3,4</sup>, Трулев А. С.<sup>3</sup>, Смолянская О. А.<sup>1</sup>, Полевщиков А. В.<sup>2,3,4</sup>

<sup>1</sup>ИТМО

<sup>2</sup>СПбГУ

<sup>3</sup>«НИИ экспериментальной медицины» СЗО РАМН

<sup>4</sup>Дальневосточный федеральный университет

Эл. почта: [snegova\\_anastasia@mail.ru](mailto:snegova_anastasia@mail.ru)

В настоящее время возрастает интерес к электромагнитному излучению терагерцового (ТГц) диапазона, как к средству для решения различных медицинских задач (терапия, диагностика). В целях обеспечения безопасности при использовании импульсного широкополосного терагерцового излучения для подобных задач была проведена оценка влияния излучения диапазона 0,05–1,2 ТГц на функции лимфоцитов в условиях *in vitro*.

В литературе можно найти некоторое количество работ, посвященных изучению влияния ТГц излучения на функциональную активность различных клеток крови человека. В случае лимфоцитов основное внимание уделялось роли ТГц излучения различной мощности в регуляции продвижения клеток по клеточному циклу, нарушению целостности генетического материала клеток и стабильности ДНК [1]. Вместе с тем, для корректной оценки функционального состояния клеток можно предложить использование несколько другого подхода, основанного на определении уровня поверхностных антигенов, характеризующих функциональное состояние клеток, т.е. маркеров клеточной активации. В ходе проведенного исследования нами были выбраны два антигена — CD38 и CD69 — увеличение уровня экспрессии таких маркеров позволяет оценить функциональное состояние клеток в условиях культивирования *in vitro*.

Генерация ТГц излучения производилась на фотопроводящей антенне (с помощью кристалла InAs, помещенного в сильное магнитное поле). Терагерцовое излучение делилось на 2 части с помощью светоделительной кремниевой пластины. Часть излучения фокусировалась

линзой на оптико-акустический приемник для оперативного слежения за выходной мощностью (ТГц) без прерывания облучения объектов. Другая часть излучения, отраженная от кремниевой пластины, попадала на параболическое зеркало, которое направляло излучение (сходящийся пучок) вверх на объект. Более подробное описание установки можно найти в работе [2]. Потери ТГц излучения на планшете, в котором находились клетки, составили 20 %. Облучение суспензии лимфоцитов производилось импульсом длительностью 2,5 пс в течение 1 минуты. Генерируемое ТГц излучение имело полосу частот от 0,05 до 1,2 ТГц, площадь облучения составляла 3,14 см<sup>2</sup>, плотность мощности варьировалась и составляла 9,55; 0,63 и 0,03 мкВт/см<sup>2</sup>. Эксперименты проводились при температуре 20 °С. На каждой мощности облучалось по 1 образцу от каждого донора (18 доноров). 18 контрольных лунок не подвергались облучению.

Результаты проточной цитофлуометрии показали, что терагерцовое излучение с плотностью мощности до 10 мкВт/см<sup>2</sup> и длительностью в 1 минуту не вызывает гибель лимфоцитов, не усиливает их пролиферативную активность и не вызывает увеличения уровня экспрессии маркеров клеточной активации на Т-, В-, НКТ-клетках и натуральных киллерах.

Таким образом, показано, что терагерцовое излучение параметров, использованных в нашей работе, безопасно для использования в решении медицинских задач.

Работа выполнена в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы (ГК № 14.512.11.0020).

### Список литературы

1. Wilmonk G. J., Grundt J. E., Invited Review Article: Current State of Research on Biological Effects of Terahertz Radiation, *J. Infrared Milli Terahz Waves*, V. 32, P.1074–112, 2011;
2. Цуркан М. В., Кудрявцев И. В., Серебрякова М. К., Трулев А. С., Снегова А. М., Смолянская О. А., Полевщиков А. В., Балбекин Н. С., Анализ влияния низкоинтенсивного терагерцового излучения на маркеры ранней активации лимфоцитов, *Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики*, № 4(86), С. 72-78, 2013.



## Изучение многокомпонентных систем ДНК-металлокомплексы с фталоцианинами — ПАВ

Алексеев Г. В.<sup>1</sup>, Касьяненко Н. А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>СПбГУ

Эл. почта: komelbud@mail.ru

Металлизированные фталоцианины, находящие широкое применение в самых разных отраслях технологий, могут быть использованы и в качестве фотосенсибилизаторов для фотодинамической терапии (ФДТ). Катионные поверхностно-активные вещества (ПАВ) при определённых условиях могут вызывать компактизацию и декомпактизацию ДНК в растворе, что можно использовать для формирования генных векторов. В работе используются светочувствительные ПАВ, азогруппа которых обратимо меняет конформацию (обратимый транс — цис переход) под действием УФ (365 нм) и видимого света соответственно, что даёт возможность управления компактизацией ДНК. Важным шагом в противоопухолевой терапии является создание многокомпонентных систем (генных векторов), доставляющих в клетку агенты, способные бороться с опухолями сразу несколькими путями. Компактизованная модифицированная ДНК, связанная с фталоцианинами, должна проходить в клетку-мишень. Определённые механизмы воздействия на такие системы *in vivo* должны заставить действовать фталоцианины в качестве фотосенсибилизаторов, что приведёт к направленному поражению клетки.

В работе использовали высокомолекулярную ДНК тимуса телёнка (Sigma); металлизированные дифталоцианины шарообразного типа, содержащие никель, кобальт и медь в качестве координирующих центров, синтезированные в лаборатории профессора Сенгюля в университете Зонгулдак Караелмас (Турция); поверхностно-активное вещество (ПАВ)  $\text{CH}_3(\text{CH}_2)_3(\text{H}_4\text{C}_6\text{N}=\text{NC}_6\text{H}_4)\text{O}(\text{CH}_2)_6\text{N}^+(\text{CH}_3)_3\text{Br}^-$ , (АзоТАБ), синтезированное в лаборатории профессора С. Сантер (Постдамский университет, Германия). Методами электронной спектроскопии (СФ-56, Россия), кругового дихроизма (Mark IV, Франция) и низкоградиентной вискозиметрии изучали влияние ПАВ и металлокомплексов на конформацию молекулы ДНК в растворе. Тестировали возможность формирования многокомпонентных систем с участием этих соединений.

Рассмотрено влияние концентраций компонентов взаимодействия, ионной силы раствора, способа приготовления систем на процесс комплексообразования. Использовали системы ДНК-ПАВ, ДНК-металлокомплексы, а также многокомпонентные системы, сформированные при разной последовательности добавления компонентов в раствор ДНК. Показано, что взаимодействие соединений с ДНК зависит от концентраций компонентов сложных систем (ДНК, металлокомплексов, NaCl). Характер взаимодействия трех металлокомплексов с ДНК сходен (конформация ДНК изменяется одинаково), но оптические свойства соединений показывают, что связывание сопровождается различным влиянием на внутри- и межмолекулярные соединения комплексов фталоцианинов.

Показано, что при формировании многокомпонентных систем металлокомплексы и ПАВ не мешают друг другу связываться с ДНК. Взаимодействие с ДНК комплексов фталоцианинов и ПАВ происходит по фосфатным группам (внешнее связывание) и не затрагивает хромофоры ДНК — азотистые основания. Взаимодействие проявляется сразу после приготовления систем и далее не меняется. Координационной связи металл-ДНК не образуется. Метод вискозиметрии показал, что объем молекулы ДНК уменьшается в присутствии фталоцианинов. ПАВ вызывает компактизацию ДНК. Присутствие ДНК стабилизирует водно-солевые растворы соединений, предотвращая выпадение фталоцианинов в осадок. Проведено исследование влияния облучения систем УФ и видимым светом.

## Разработки и тестирование специализированной системы ввода пробы для масс-спектрометрической диагностики инфицированности человека *Helicobacter pylori*

Шешеня Е. С.<sup>1</sup>, Блашенков Н. М.<sup>2</sup>, Галль Н. Р.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>СПбГПУ

<sup>2</sup>ФТИ

Эл. почта: sheshenayket@gmail.com

*Helicobacter pylori* — это спиралевидная, грамотрицательная бактерия, инфицированность которой различных областей слизистой желудка и двенадцатиперстной кишки, приводит к развитию гастрита, язвы и рака. Для диагностической степени инфицированности человека *Helicobacter pylori* используются прецизионные измерения отношений стабильных изотопов  $^{13}\text{CO}_2/^{12}\text{CO}_2$ . В работе исследуется система ввода пробы, разработанная нами для масс-спектрометра «HelicoMass»; она обеспечивает перепад давлений  $10^9$  раз между камерой источника ионов и областью пробозабора при атмосферном давлении, постоянство изотопных дискриминаций, минимальный уровень «памяти» и быструю транспортировку пробы. В отличие от других систем, используется прямой напуск без обезвоживания пробы и без предсепарации от атмосферных газов.

Из пробозаборного контейнера проба через иглу подается в латунный манифол, а затем поступает в камеру ионизации через специально сконструированный управляемый натекатель Мамырина. Рабочий цикл включает напуск пробы в течении 160 сек, запись масс-спектра в течение последних 100 секунд, затем по аналогичной схеме проводится измерение стандарта (смесь углекислого газа и азота в соотношении 1:99). После каждого измерения используется цикл очистки, который состоит в двухкратной последовательной продувке системы напуска азотом в течении 30 секунд и откачке мембранным насосом до давления 7 Торр в течении 80 секунд. Полный рабочий цикл составляет 15 минут. Управление подачей газов производится с помощью нормально закрытых электромагнитных клапанов.

Медицинское тестирование проводилось по рекомендованной ВОЗ методике с использованием препарата меченого изотопом  $^{13}\text{C}$ . Пациент делал выдохи в пробозаборный контейнер до приема препарата

и после его приема на 15 и 30 минуте. Эксперимент показал, что после такой очистки «память» прибора не превышает  $0.5 \text{ ‰}$  по изотопу  $^{13}\text{C}$ , а получающаяся точность измерений —  $\sim 1.5 \text{ ‰}$  по  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  и  $\sim 2,5 \text{ ‰}$  по  $^{18}\text{O}/^{16}\text{O}$ , достаточна для медицинских, криминологических и экологических измерений.

### Список литературы

1. Н. М. Блащенко, Е. С. Шешеня, С. М. Соловьев, В. Д. Саченко, Л. Н. Галль, И. В. Заруцкий, Н. Р. Галль, Специализированный изотопный масс-спектрометр для неинвазивной диагностики инфекции *Helicobacter Pylori* у человека, ПЖТФ, 39, 56-63, 2013;
2. Н. М. Блащенко, Е. С. Шешеня, С. М. Соловьев, Л. Н. Галль, В. М. Саченко, И. В. Заруцкий, Н. Р. Галль Разработка специализированного изотопного масс-спектрометра для неинвазивной диагностики инфицированности человека *Helicobacter Pylori*, ЖТФ, 83, 60-65, 2013.

## Формирование тубулярных структур из мембраны клеток человека с помощью установки «Лазерный пинцет»

*Ведяйкин А. Д.<sup>1,2</sup>, Морозова Н. Е.<sup>1,2</sup>, Сабанцев А. В.<sup>1,2</sup>, Побегалов Г. Е.<sup>1,2</sup>, Арсениев А. Н.<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>НИК «Нанобио» СПбГПУ

<sup>2</sup>СПбГПУ

*Эл. почта: god-fish@mail.ru*

Оптическая ловушка (ОЛ) (или лазерный пинцет, оптический пинцет) — метод манипулирования микроскопическими объектами при помощи сфокусированного лазерного луча. Впервые оптическая ловушка была предложена А. Ашкиным в 1978 году, и уже в 80-х годах данный метод был использован для изучения живых клеток [1]. В настоящее время ОЛ широко применяется в биофизике для манипулирования объектами на клеточном, субклеточном и одномолекулярном уровне [2]. ОЛ позволяет прикладывать и измерять силы в диапазоне от 0,01 до 100 пН.

Одним из применений ОЛ в биофизике является метод формирования мембранных тубулярных структур (МТС), впервые описанный

в работе [3]. Данный метод основан на вытягивании полой протяженной структуры, состоящей из клеточной мембраны, с помощью микросферы, закрепленной на мембране клетки. Плазматическая мембрана, состоящая в основном из фосфолипидного бислоя, — достаточно «мягкая» структура, иногда описываемая как «двумерная жидкость», поэтому в рамках подобного рассмотрения достаточно сравнительно малых сил для формирования МТС (единицы пиконьютонов), что легко осуществимо при помощи ОЛ. При этом сила, необходимая для формирования МТС —  $F_t$ , определяется поверхностным натяжением мембраны и направлена на увеличение ее площади.

Интересно, что у большинства живых клеток сила  $F_t$  оказывается значительно выше (десятки пиконьютонов), чем сила, определяемая натяжением мембраны, что объясняется связью мембраны с цитоскелетом. Установлено [4], что для клеток, заведомо лишенных цитоскелета, сила  $F_t$  значительно уменьшается. Таким образом, сила  $F_t$  определяется как вкладом  $F_m$  натяжения мембраны, так и вкладом цитоскелета  $F_s$ .

Перспективным представляется использование данного метода для диагностики патологических состояний клетки, в частности их малигнизации (онкология), т.к. данные состояния отражаются на структуре цитоскелета.

Метод формирования МТС был успешно опробован нами на клеточной линии HepG2 (раковые гепатоциты печени) и позволил охарактеризовать механические свойства мембран этих клеток [5].

В работе использовалась установка «Лазерный пинцет» НИК «Нанобиотехнологии» СПбГПУ, реализованная на основе микроскопа Axio Imager Z1 от Carl Zeiss. При помощи твердотельного лазера Spectra-Physics BL-106C с длиной волны 1064 нм (мощность до 5 Вт в непрерывном режиме) и маслянного иммерсионного объектива с числовой апертурой 1.46 «Plan-Apochromat» 100×/1.46 Oil DIC производства Carl Zeiss создается оптическая ловушка. Перемещение объекта относительно оптической ловушки осуществляется при помощи пьезостолика производства Physik Instrumente (PI). Для регистрации изображений используются охлаждаемые ПЗС-камеры Photometrics Cascade II 1024 и Andor iXon3 897. Для измерения сил с помощью ОЛ использовалась калибровка с использованием вязкой силы, основанная на анализе изображения микросферы.

Были получены зависимости силы, действующей на микросферу в ходе формирования МТС, при различной скорости перемещения пьезостолка. Была измерена стационарная сила натяжения МТС, которая составила  $40 \pm 3$  пН, а также обобщенная вязкость МТС, которая составила  $0.27 \pm 0.07$  пН $\times$ с/мкм.

В настоящее время метод формирования МТС используется нами для исследования как НерG2, так и других клеточных линий. Среди ближайших планов — изучение изменений механических свойств клеток под действием осмотического шока, а также при разборке цитоскелета.

### Список литературы

1. Ashkin A., Dziedzic J. M., Bjorkholm J. E., Chu S., Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles, *Opt Lett*, 11(5), 288, 1986;
2. Побегалов Г. Е., Арсениев А. Н., Ведяйкин А. Д., и др., Изменение механических свойств молекулы ДНК при взаимодействии с интеркалирующим красителем YOYO-1, *НТВ СПбГПУ. Физико-математические науки*, 1(165), 136-143, 2013;
3. Hochmuth F. M., Shao J. Y., Dai J., Sheetz M. P., Deformation and flow of membrane into tethers extracted from neuronal growth cones, *Biophys J*, 70(1), 358-369, 1996;
4. Dai J., Sheetz M. P., Membrane tether formation from blebbing cells, *Biophys J*, 77(6), 3363-3370, 1999;
5. Морозова Н. Е., Ведяйкин А. Д., Сабанцев А. В., Побегалов Г. Е., Мурашов С. В., Ходорковский М. А., Формирование мембранных тубулярных структур из клеток линии Нер G2, *Научно-технические ведомости СПбГПУ, в печати*, 2013.

## **Изучение взаимодействия наночастиц серебра и алюминия с молекулой ДНК в водно-солевом растворе**

*Варшавский М. С., Белых Р. А., Волков И. Л., Касьяненко Н. А.*

СПбГУ

*Эл. почта: varshavskiimiha@mail.ru*

Металлические наночастицы в настоящее время являются объектом интенсивного изучения, так как открылись новые возможности их использования в современных технологиях (для создания датчиков, применяемых в медицине и биологии, для получения эффективных и избирательных катализаторов, для создания элементов нанoeлектронных и оптических устройств, для синтеза новых материалов и т.п.). Наноплазмоника с использованием биологических систем может найти применение как для разработки новых подходов и способов лечения в современной медицине, так и в области информационных технологий. Наночастицы серебра интересны своими замечательными оптическими свойствами: их коллоидные растворы имеют специфическую полосу поглощения в видимой области спектра, обусловленную плазмонным резонансом. Изменение этой полосы под действие различных факторов дает возможность следить за состоянием наночастиц в растворе.

Целью данной работы являлось исследование влияния низкомолекулярных соединений электролитов на спектральные свойства серебряных и алюминиевых наночастиц в водном растворе, а также изучение возможности взаимодействия наночастиц с молекулой ДНК. В данной работе использовались наночастицы серебра и алюминия, полученные методом объемного электроискрового диспергирования, а также наночастицы серебра, полученные восстановлением нитрата серебра боргидридом натрия. Молекулярная масса 8 МДа коммерческого препарата ДНК тимуса телят (Sigma) была определена вискозиметрически. Для исследования систем использовались методы: УФ спектрофотометрия (СФ-56, СФ-2000), круговой дихроизм, атомно-силовая микроскопия (NanoScore 4a, Veeco) в режиме прерывистого контакта, низкоградиентная вискозиметрия (ротационный вискозиметр типа Зимма-Крозерса с градиентами скорости 1-4 1/с), просвечивающая

электронная микроскопия (измерения проводились в Наноцентре СПб-ГУ <http://nano.spbu.ru>). Все измерения проводились при температуре 21°C. Была продемонстрирована относительная стабильность серебряных и алюминиевых наночастиц в водном растворе (наночастиц, полученных методом объемного электроискрового диспергирования). Добавление низкомолекулярной соли в коллоидный раствор наночастиц серебра приводит к их агрегации и выпадению в осадок. Однако было выяснено, что добавление ДНК в раствор влияет на серебряные наночастицы и стабилизирует их состояние. В ходе работы было определено оптимальное соотношение нитрата серебра и натрия боргидрида для формирования стабильных в водном растворе наночастиц серебра. Получаемые таким методом наночастицы стабильны в водном растворе на протяжении нескольких месяцев и имеют средний размер около 12 нм. Исследование алюминиевых наночастиц показало, что коллоидный раствор состоит из частиц двух типов, “палочкообразных структур” длиной порядка 200–300 нм и толщиной порядка 2–3 нм, а также сферических частиц с диаметром порядка 10–80 нм. Было показано, что только сферические наночастицы связываются с ДНК в растворе.

## **Кристаллизация и рентгеноструктурный анализ белка — антитела к вирусу бешенства**

*Елисеев И. Е., Юденко А. Н., Дубина М. В.*

СПБАУ НОЦ ИТ

*Эл. почта: [eliseev@spbau.ru](mailto:eliseev@spbau.ru)*

Белки выполняют множество функций в живых системах: катализ химических реакций (*ферменты*), регуляцию биологических процессов (*гормоны*), распознавание и защиту от чужеродных веществ посредством иммунной системы (*антитела* или *иммуноглобулины*). Пространственная структура белков имеет несколько уровней организации: порядок следования аминокислот в цепи называют *первичной* структурой, локальное упорядочение цепи белка в  $\alpha$ -спиральные или  $\beta$ -листовые фрагменты называют *вторичной* структурой, а под термином *третичная* структура понимается взаимное расположение элемен-



тов вторичной структуры, координаты всех атомов в молекуле белка. Одним из главных достижений современной молекулярной биологии является представление о том, что каждый белок имеет свою собственную уникальную пространственную структуру, и именно эта структура определяет механизм его действия в биологических процессах. Нахождение этих структурно-функциональных связей является центральной задачей структурной биологии.

Объектом данного исследования является нейтрализующее антитело к вирусу бешенства. Антитело было получено генноинженерным путем в результате *гуманизации* мышинового антитела к вирусу бешенства [1]. Процесс гуманизации заключается в замене части аминокислот в белке мышинового антитела на соответствующие аминокислоты в человеческих иммуноглобулинах, что позволяет предотвратить отторжение иммунной системой человека. Гуманизированное антитело отличается высокой силой связывания с вирусом бешенства и высокой нейтрализующей способностью, что может впоследствии сделать его более эффективной альтернативой антирабическим сывороткам, используемым в настоящее время.

Целью данного исследования является расшифровка пространственной структуры молекулы антитела для определения механизма его связывания с вирусом бешенства а также для сравнения структур мышинового и гуманизированного белка.

Для определения структуры белка в работе использованы методы макромолекулярной кристаллографии. На первом этапе проведен поиск условий кристаллизации (*скрининг*) с использованием роботизированной установки в Европейской молекулярно-биологической лаборатории (EMBL-Hamburg). Условия кристаллизации были затем оптимизированы вручную на 24-луночных планшетах методом висящей капли. Полученные кристаллы подвергались заморозке при температуре 100K и устанавливались на гониометр дифрактометра Bruker ApexDuo. Затем кристаллы облучались рентгеновским пучком  $\text{CuK}\alpha$  излучения, а дифракционные картины собирались при помощи двумерного детектора. Полученные рефлексы (около 100 000) были проиндексированы, проинтегрированы и отшкалированы. Таким образом был получен массив данных, где каждой тройке индексов Миллера соответствует некоторая интенсивность дифракции. Путем обратного

преобразования Фурье с фазами, полученными методом *молекулярно-го замещения*, была рассчитана электронная плотность в элементарной ячейке. Модель белка была затем вписана в экспериментальную электронную плотность и подверглась нескольким циклам уточнения в пакете Phenix [2].

В результате работы получена пространственная структура молекулы антитела к вирусу бешенства с близким к атомарному разрешением  $2.7 \text{ \AA}$ . В общей сложности определено положение более 6000 атомов. Качество данных и полученной модели оценено различными способами, в частности по величине *R-фактора*, т.е. расхождению между интенсивностью наблюдаемых в эксперименте и предсказанных моделью рефлексов. R-фактор составил 17 %, что соответствует лучшим результатам для кристаллов с подобным разрешением. Определено положение аминокислот, ответственных за связывание с вирусом бешенства. Проведено сравнение полученной структуры с другими известными человеческими и мышинными антителами, оценена степень схожести их структур. В дальнейшем планируется кристаллизация антитела в комплексе с фрагментом гликопротеида вируса бешенства для определения возможных структурных изменений при нейтрализации вируса.

### Список литературы

1. Свешников П. Г. и др., Получение гуманизованного Fab фрагмента нейтрализующего антитела против вируса бешенства, Вест. Моск. Унта. Сер. 2. Химия, 51, 185-190, 2010;
2. Adams P.D. et al., PHENIX: a comprehensive Python-based system for macromolecular structure solution, Acta Cryst., D66, 213-221, 2010.

## Исследование конформационных перестроек молекулы белка Hsp70 методом малоуглового рентгеновского рассеяния

Юденко А. Н.<sup>1</sup>, Елисеев И. Е.<sup>1</sup>, Уклеев В. А.<sup>2</sup>, Ищенко А. М.<sup>3</sup>, Дубина М. В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>СПБАУ НОЦНТ РАН

<sup>2</sup>ПИЯФ

<sup>3</sup>ГНИИ ОЧБ

Эл. почта: yudenko@spbau.ru

Данная работа посвящена исследованию структурных и термодинамических характеристик молекулы белка теплового шока Hsp70 в растворе, а также их изменения при связывании с другими биомолекулами. Известно, что Hsp70 выполняет в клетке ряд функций, наибольший интерес представляют две из них: шаперонная активность и «защитная» функция. Шаперонная активность заключается в том, что Hsp70 способствует сборке других белков. «Защитная» функция заключается в том, что Hsp70 способен связываться с некоторыми пептидами (в т.ч. специфичными для опухолей) и проходить через мембрану клетки на ее поверхность, после чего может запускаться иммунный ответ.

Молекула белка теплового шока состоит из двух доменов. Несмотря на то, что по отдельности каждый из них хорошо изучен, знание структур отдельных частей молекулы не дает полного представления о структуре и механизме действия целой молекулы. Особенно интересными являются структурные перестройки в молекуле Hsp70 на разных этапах процесса функционирования.

Целью данной работы являлось исследование белка теплового шока в трех различных формах:

1. В нативной форме без лигандов;
2. В комплексе с молекулой АТФ и ионом Mg;
3. В комплексе с АТФ, Mg и 3 пептидами, специфичными для опухолей.

*Методы.*

Для исследования структуры Hsp70 применен метод малоуглового рентгеновского рассеяния, который позволяет исследовать белки в растворе. Измерения проводились на двух источниках синхротронного излучения (PETRA III, Гамбург; ESRF, Гренобль). После измерения кривых рассеяния был проведен анализ Гинье, в котором используется

сферическое приближение, в результате можно получить радиус гирации ( $R_g$ ) и детектировать наличие агрегации в растворе, если она есть.

$I(s) = I(0) \exp(-s^2 R_g / 3)$ , где  $s$  - волновой вектор рассеянного излучения,  $I(s)$  - интенсивность на детекторе.

Более сложный анализ — построение парной функции распределения  $P(R)$  по кривым рассеяния. Парная функция распределения задает вероятность нахождения двух элементарных объемов на некотором расстоянии друг от друга.

$$P(\mathbf{r}) = \int I(s) e^{-i\mathbf{s}\mathbf{r}} ds$$

По парной функции распределения можно делать выводы о форме и максимальном размере молекулы. Финальной стадией обработки данных является построение модели низкого разрешения для молекулы белка и белковых комплексов.

Термодинамические характеристики Hsp70 в растворе исследованы методом дифференциальной сканирующей калориметрии. Данный метод позволяет говорить о стабильности белка при изменении температуры.

#### *Результаты.*

Результатом работы является экспериментальное подтверждение структурной перестройки при связывании исследуемого белка с пептидом, ведущей к изменению формы и размера молекулы белка.

Показан эффект значительного уменьшения размера молекулы белка в комплексе с АТФ и пептидами, что не было показано ранее. Радиус гирации для Hsp70 составляет  $4,33 \pm 0,08$  нм; для Hsp70 в присутствии АТФ и  $Mg^{2+}$  —  $4,15 \pm 0,12$  нм; еще более сильный эффект наблюдается при присоединении пептида на третьем этапе:  $R_g = 3,89 \pm 0,06$  нм для первого и  $R_g = 3,90 \pm 0,07$  нм для второго пептида. Были построены парные функции распределения, по которым также наблюдается существенное уменьшение размеров молекулы при добавлении субстратов. Помимо этого, по парной функции распределения можно заключить, что при функционировании белок переходит от первоначальной двумерной формы к форме эллипсоида при связывании с АТФ и пептидами.

Также обнаружен эффект существенной стабилизации и увеличения температуры плавления молекулы белка при связывании. Температура плавления изначально составляла  $48^\circ\text{C}$ , после присоединения АТФ и пептида увеличилась до  $70^\circ\text{C}$ .

Данные результаты не только проясняют механизм действия белка со структурной точки зрения, но также могут быть применены в дальнейших экспериментах по кристаллизации и рентгеноструктурному анализу.

### Список литературы

1. Putnam C. D., X-ray solution scattering (SAXS) combined with crystallography and computation: defining accurate macromolecular structures, conformations and assemblies in solution, *Quarterly Reviews of Biophysics*, 40- 3, 191–285, 2007;
2. Schlesinger M. J., Heat shock proteins, *The Journal of Biological Chemistry*, 265 (21), 12111–12114, 1995;
3. Svergun D. I., Koch M. H. J., Small-angle scattering studies of biological macromolecules in solution, *Rep. Prog. Phys.*, 66 (10), 1735–82, 2003;
4. Sadis S., Raghavendra K., Hightower L. E., Secondary structure of the mammalian 70-kilodalton heat shock cognate protein analyzed by circular dichroism spectroscopy and secondary structure prediction, *Biochemistry*, 29, 8199-8206, 1990;
5. Sigurd M. Wilbanks, Chen L., Tsuruta H., Hodgson K., McKay D. B., Solution Small-Angle X-ray Scattering Study of the Molecular Chaperone Hsc70 and Its Subfragmentst, *Biochemistry*, 34, 12095- 12106, 1995;
6. Финкельштейн А. В., Птицын О. Б., Физика белка. Курс лекций, Книжный дом Университет, С. 87-93, 2005;
7. O'Neill M. J., The Analysis of a Temperature-Controlled Scanning Calorimeter, *Anal. Chem*, 36 (7), 1238–1245, 1964;
8. Svergun DI, Volkov VV, Kozin MB, and Stuhrmann HB, New developments in direct shape determination from small-angle scattering. 2. Uniqueness, *Acta Crystallogr*, A52 (6), 419–42, 1996;
9. Borges J. C., Ramos C. H. Protein folding assisted by chaperones, *Protein and peptide letters*, 12 (3), 257–61, 2005.

## Разработка микрооптомеханического датчика для контроля внутричерепного давления

Лютецкий Н. А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>СПбГЭТУ «ЛЭТИ»

Эл. почта: [doutelet@gmail.com](mailto:doutelet@gmail.com)

Лечение больных с острыми церебральными повреждениями почти всегда представляет серьезную проблему и, прежде всего из-за особенностей системы, расположенной в замкнутой герметичной полости

череп с фиксированным объемом. Патогенез и танатогенез больных с церебральными повреждениями изучен в настоящее время достаточно полно. Результат этого изучения однозначно показал ведущую роль синдрома острой внутричерепной гипертензии (ВЧГ). Важность количественной оценки значений давления в полости черепа для больных с церебральной патологией в настоящее время не вызывает сомнений. Более того, человечество прошло определенный путь и в методологическом аспекте, разработав различные методы измерения внутричерепного давления (ВЧД). Эти методы реализуются с помощью большого спектра разнообразных датчиков ВЧД. Эти датчики характеризуются большой инвазивностью, то есть мерой негативного влияния на человеческий организм. Это связано с их габаритными размерами и способом определения внутричерепного давления. Также современные датчики не позволяют получать информацию о состоянии ВЧД в динамическом режиме.

Таким образом, несомненной актуальностью обладает разработка микрооптомеханического датчика для контроля внутричерепного давления, исключающего перечисленные выше недостатки:

- безопасный способ получения информации:
  - схема измерения без электричества;
  - мембрана датчика из  $\text{Si}_3\text{N}_4$ ;
  - полупроводниковый диод с длиной волны оптического излучения 850 нм;
- уменьшение геометрических размеров датчика;
- повышение порога чувствительности;
- возможность получения информации в динамическом режиме.

### Список литературы

1. Гринберг, М. С. Нейрохирургия: МЕДпресс-информ, 1008 с, 2010;
2. Ветров, А. А., Сергушичев А. Н., Ширшов А. А. Волоконно-оптические виброакустические датчики: изд-во СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 168 с, 2010;
3. Корляков, А. В. Сверхтонкие мембраны в микросистемной технике, Нано- и микросистемная техника, № 8, с. 17-26, 2007;

# НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫЕ И ТОНКОПЛЕНОЧНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

---

## **Изучение и моделирование электропроводности композитных материалов, полученных на основе полипропилена и технического углерода**

*Степаншкіна А. С.<sup>1</sup>, Москалюк О. А.<sup>1</sup>, Цобкалло Е. С.<sup>1</sup>, Юдин В. Е.<sup>2</sup>, Алешин А. Н.<sup>3</sup>*

<sup>1</sup>СПбГУТД

<sup>2</sup>ИВС

<sup>3</sup>ФТИ

*Эл. почта: [stepashkina.anna@yandex.ru](mailto:stepashkina.anna@yandex.ru)*

Одним из способов борьбы с антистатическими явлениями в диэлектриках является введение проводящих частиц. В настоящее время существует большое количество работ, посвященных технологии изготовления и практическому изучению композитных материалов, обладающих антистатическим эффектом, однако не так много работ посвящено теоретическому описанию и моделированию процесса. Часто в качестве матрицы в таких композитных структурах рассматриваются полиолефины, а в качестве наполнителей — углеродные наночастицы. Сложность объяснения процесса и построения теории и визуальной модели заключается в том, что зависимость электрического сопротивления от концентрации наполнителя имеет пороговый характер.

Целью данной работы было получение композитных структур на основе полипропиленовой матрицы и наполнителя в виде технического углерода. Была измерена зависимость электропроводности от концентрации наполнителя, а также выполнены теоретические расчеты и проведено моделирование процесса. Изготовление образцов осуществлялось по расплавной технологии путем диспергирования заданного количества наполнителя в полипропиленовый расплав. Измерение сопротивления производилось четырехконтактным методом.

Процесс электропроводности выше порога рассматривался с точки зрения теории протекания. Согласно этой теории, при определенной

концентрации технического углерода наблюдается значительное снижение электропроводности за счет того, что частицы технического углерода образуют в матрице полипропилена электропроводящие цепочки. В случае образования бесконечных цепочек происходит значительное снижение электрического сопротивления.

При расчете удельного сопротивления учитывался вклад как контактов между частицами, так и возможное наличие диэлектрической прослойки между ними. Величина контактного сопротивления определялась сопротивлением «стягивания линий тока» в области контакта двух частиц. Такой вклад зависит от радиуса контактного пятна. Явление наличия диэлектрической прослойки описывалось с помощью туннельных эффектов.

Также с помощью метода Монте-Карло была создана визуальная модель распределения наполнителя в матрице для расчета и моделирования пороговых значений концентраций. Моделирование производилось на трехмерной решетке. Было рассмотрено несколько вариантов возникновения электрического контакта между узлами. Частицы наполнителя и матрицы рассматривались в виде единичных кубиков.

- В первом варианте было, что процесс электропроводности осуществляется лишь при соприкосновении «кубиков» наполнителя сторонами.
- Во втором варианте было предложено рассмотреть возможность возникновения контакта не только при соприкосновении сторонами, но и при контакте ребер и вершин.
- В третьем варианте рассмотрен механизм прыжковой проводимости. В данной модели рассматривалось «соприкосновение» частиц наполнителя («кубиков») через диэлектрическую прослойку.
- В ходе работы были получены композитные структуры на основе полипропиленовой матрицы и наполнителя в виде технического углерода, для которых была измерена зависимость электропроводности от концентрации наполнителя, а также выполнены теоретические расчеты и проведено моделирование процесса. Для всех проведенных исследований наблюдалось хорошее согласие полученных экспериментальных и теоретических данных.



### Список литературы

1. A.Mdahri, F. Carmona, C. Brossea, et al., Direct current electrical and microwave properties of polymer-multiwalled carbon nanotubes composites, Journal of applied physics, 2008;
2. Xiangcheng Luo, D.D.L. Chung Carbon-fiber/polymer-matrix composites as capacitors, Composite Science and Technology, 61, 2001;
3. D.D.L. Chung S. Wang, Carbon fiber polymer-matrix structural composites as a semiconductor and concept of optoelectronic and electric devices made from it, Smart mater struct, 1999; 8:161-6;
4. Левин А. Полиэтилен и полипропилен. Современные методы производства и обработки. — М. ГОСИНТИ. 1961. -190 с.;
5. Н. Мотт, Электроны в неупорядоченных структурах/ М.: Мир, 1969;
6. Н. Мотт, Э.Дэвидсон. Электронные процессы в некристаллических веществах. М.: Мир. 1982.

## Совершенствование методики исследования автоэмиссионных свойств наноструктурированных материалов

Филиппов С. В.<sup>1</sup>, Попов Е. О.<sup>1,2</sup>, Колосько А. Г.<sup>1,3</sup>, Романов П. А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ФТИ

<sup>2</sup>СПбГПУ

<sup>3</sup>СПбГУТ

Эл. почта: f\_s\_v@list.ru

В настоящее время использование полевых эмиттеров представляется весьма привлекательным для создания систем формирования электронных потоков в устройствах вакуумной электроники. Преимущества полевых эмиттеров хорошо известны. К ним относятся: малые размеры, возможность эксплуатации эмиттеров такого типа без подогрева, высокая плотность тока автоэмиссии, безинерционность, возможность эмитировать электроны в малый телесный угол, экспоненциальная крутизна вольтамперных характеристик и пр. [1].

На сегодняшний день, запись и обработка вольтамперных характеристик (ВАХ) представляет собой основной инструмент в изучении материалов, перспективных в качестве полевых электронных эмиттеров.

Компьютеризированные системы сбора данных, используемые для этих целей, являются очень эффективными [2]. Применение многоканальной записи и компьютерной обработки ВАХ имеет преимущества при изучении работы полевых эмиттеров. Это позволяет лучше понять динамику ВАХ и их корреляции с другими явлениями эмиссии [3].

Мы разработали технику многоканальной записи и сбора данных об эволюции работы автоэммиттеров [4]. Методика включает в себя многоканальную систему сбора данных тока, напряжения, уровня вакуума, температуры и компьютерную онлайн обработку этих данных, которая осуществляется посредством собственной программы в среде разработки LabView 2012. Программа получает временные зависимости фактора усиления поля ( $\beta$ ) и количества эмиссионных центров ( $N$ ) и строит диаграмму наклон-отсечка (в СК-координатах [5]). Эксперименты по полевой эмиссии проводились в стандартной конструкции с плоскими металлическими электродами. Для получения ВАХ использовался высоковольтный блок питания с частотой 50 Гц, который формировал непрерывную последовательность положительных импульсов полусинусоидальной формы длительностью 10 мс и, соответственно, каждый из таких полусинусоидальных импульсов давал одну ВАХ.

В настоящей работе приведены данные, полученные при исследовании полевых эмиттеров на основе нанокompозита НЦ-МУНТ (нитроцеллюлоза — многослойные углеродные нанотрубки). Мы использовали сертифицированные нанотрубки Graphistrength C100 ® фирмы Arkema (диаметром 10–15 нм). Чтобы сделать образцы, использовалась суспензия МУНТ, полученная смешиванием раствора нитроцеллюлозы в ацетоне и взвеси МУНТ в ацетоне.

Мы получили эволюцию ВАХ эмиттеров при дискретном изменении межэлектродного расстояния от 0 до 900 мкм. Максимальный ток ( $I_{\max}$ ) поддерживался на постоянном уровне несколько мА. Определены зоны стабильности автоэмиссионного тока в зависимости от межэлектродного расстояния, вакуумных условий и начального значения эмиссионного тока. Построенные ВАХ в координатах Фаулера-Нордгейма показали их смещение в сторону высоких напряжений и возрастание угла наклона — падение фактора усиления поля  $\beta$  и увеличение числа эмиссионных центров.

Ступенчатое  $I_{\max}$  на различных межэлектродных расстояниях дало семейство почти линейных зависимостей в СК-координатах. При больших расстояниях катод-анод, наблюдался гистерезис этих зависимостей. Возможно, этот эффект объясняется вкладом термоэмиссии в результате джоулевого разогрева нанотрубок.

Важно отметить, что с помощью этой методики на экспериментальной установке создается система тестов для оценки стабильности и критических параметров автоэмиссионных катодов из любых видов материалов. Для дальнейших исследований установка была оснащена времяпролетным масс-спектрометром, позволяющим регистрировать состав летучих продуктов, выделяющихся в процессе автоэмиссии с поверхности исследуемых образцов. Дополнительно разработано соответствующее программное обеспечение для изучения кинетики состава этих компонентов.

Работа выполняется при поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований N 12-08-31406.

### **Список литературы**

1. Шешин Е. П., Структура поверхности и автоэмиссионные свойства углеродных материалов, — М.: Издательство МФТИ, 2001, 288 с.;
2. Егоров Н. В., Шешин Е. П., Автоэлектронная эмиссия. Принципы и приборы. Интеллект, Долгопрудный, 2011, 704 с.;
3. Поздняков О. Ф., Попов Е. О., Поздняков А. О., Сопоставление эффективности работы автоэлектронных пленочных эмиттеров, изготовленных из полимерных композитов с различными матрицами, выполненными углеродными нанотрубками, ПЖТФ, т.37, 5, с. 49-56, 2011;
4. Колосько А. Г., Ершов М. В., Филиппов С. В., Попов Е. О., Эволюция характеристик полевого эмиттера на основе композита нитроцеллюлоза-углеродные нанотрубки, ПЖТФ, т.39, 10, с. 72-80, 2013;
5. Kawasaki M., He Z., Gotoh Y., Tsuji H., Ishikawa J., Development of in situ analyzer of field-emission devices, J. Vac. Sci. Technol. B, 28, C2A77, 2010.

## Дифракционные методы анализа ферромагнитных пленок с неоднородным распределением намагниченности

Татарский Д. А.<sup>1</sup>, Рогов В. В.<sup>1</sup>, Петренко А. В.<sup>2</sup>, Удалов О. Г.<sup>1</sup>, Гусев Н. С.<sup>1</sup>,  
Гусев С. А.<sup>1</sup>, Никитенко Ю. В.<sup>2</sup>, Фраерман А. А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ИФМ РАН

<sup>2</sup>ОИЯИ

Эл. почта: [tatarsky@ipmras.ru](mailto:tatarsky@ipmras.ru)

Одним из самых распространенных методов при исследованиях тонких магнитных пленок и многослойных структур является изучение магнитного вклада в рассеяние рентгеновских лучей и нейтронов [1, 2]. Для проведения таких исследований требуется создание пленок, имеющих прямоугольную петлю намагничивания, высокую остаточную намагниченность и заданную коэрцитивную силу.

Хорошо известно, что свойства магнитных материалов тесно связаны с поликристаллической структурой [3]. Мы применяли методы просвечивающей электронной микроскопии для диагностики микрокристаллической структуры пленок и многослойных структур, получаемых методом магнетронного распыления. Кривые намагничивания были получены путем измерения угла поворота плоскополяризованного излучения He-Ne лазера с длиной волны 633 нм при зеркальном отражении от пленки.

Исследования образцов показали, что, независимо от того, на какую подложку напылялись пленки CoFe, их магнитные свойства и размер кристаллитов существенно зависели только от используемого буферного слоя. В случае использования буферного слоя Ni<sub>3</sub>Fe, размер кристаллитов составляет 10–30 нм и коэрцитивность составляет менее 10 Э. При использовании в качестве материала для буферного слоя AlO<sub>x</sub> размер кристаллитов составляет 100–150 нм, а коэрцитивность — 150–200 Э. При напылении пленки CoFe на стеклянную подложку для создания магнитного нейтронного зеркала, её коэрцитивность составляет 40–80 Э.

В нашей работе мы рассматриваем случаи, когда наличие неоднородного распределения намагниченности приводит к нарушению симметрии по отношению к обращению времени в рассеянии неполя-

ризованных нейтронов и рентгеновских лучей (т.н. невзаимность рассеяния).

Взаимодействие тепловых нейтронов с веществом описывается спин-независимым изотропным потенциалом, величина которого зависит только от материала. Взаимодействие с магнитным полем описывается зеемановским слагаемым. Из симметрии магнитного взаимодействия по отношению к пространственным вращениям и конечным вращениям спиновой части следует, что необходимым условием для невзаимного рассеяния неполяризованных нейтронов является некопланарное пространственное распределение магнитной индукции [4, 5].

Одной из простых систем, в которой можно реализовать некопланарное распределение магнитной индукции является система двух зеркал во внешнем поперечном магнитном поле. Под невзаимностью в этом случае понимается в разнице коэффициента отражения справа налево и в обратную сторону.

В настоящее время отражение неполяризованных нейтронов активно исследуется совместно с Лабораторией нейтронной физики им. И.М. Франка на спектрометре поляризованных нейтронов REMUR, который в качестве источника нейтронов использует импульсный реактор ИБР-2М.

Из феноменологии следует, что в интенсивность зеркального отражения рентгеновских лучей от двухслойной структуры, намагниченной в экваториальном направлении, существует следующий вклад [6]

$$\Delta I \sim ((\mathbf{k} + \mathbf{k}') \cdot [\mathbf{n} \times \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2]), \quad (1)$$

где  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{k}'$  — вектор падения и зеркального отражения,  $\mathbf{n}$  — вектор нормали к пленке,  $\mathbf{M}_1$  и  $\mathbf{M}_2$  — вектора, характеризующие намагниченность структуры. Такой эффект наблюдался в антиферромагнитных кристаллах и носит название невзаимного линейного двулучепреломления [7]. В нашем случае мы предлагаем создать искусственную двухслойную структуру со слоями CoFe, обогащенными изотопом  $^{57}\text{Fe}$ , на подложке кремния. Если коэрцитивные силы слоев различны то, прикладывая определенное внешнее магнитное поле, можно получить антиферромагнитное распределение намагниченности. Измерения отражения жесткого рентгеновского излучения на частоте ядерного резонанса  $^{57}\text{Fe}$  14,4 кэВ предлагается произвести на Европейском синхротронном источнике ID18 в г. Гренобль.

Таким образом, в данной работе получены магнитные пленки и многослойные структуры с различными магнитными свойствами. Решен ряд теоретических проблем по невзаимному рассеянию неполяризованных нейтронов и рентгеновского излучения. Предложены и частично проведены эксперименты по рассеянию нейтронов и рентгеновского излучения.

### **Список литературы**

1. Овчинников С. Г. // УФН. 1999. Т. 169. № 8. С. 869;
2. Гуревич И. И., Тарасов Л. В. Физика нейтронов низких энергий, Наука, Москва (1965);
3. Chudnovsky E. M. et al., Phys. Rev. B. 1986. V.33, №1. P.251;
4. Татарский Д. А. и др., ЖЭТФ. 2012. Т.142. С.710;
5. Татарский Д. А., и др., Сборник трудов Международного симпозиума «Нанозлетроника». 2013. №1. С.167;
6. Караштин Е. А., Татарский Д. А., Сборник трудов Международного симпозиума «Нанозлетроника». 2013. №1. С.126;
7. Goulon J., et al., Phys.Rev.Lett. 2000. V.85, №20. P.4385.

## **Исследование влияния постоянного магнитного поля на процессы агрегации в коллоидных растворах магнетита**

*Гареев К. Г.<sup>1</sup>, Кононова И. Е.<sup>1</sup>, Мошников В. А.<sup>1</sup>, Налимова С. С.<sup>1</sup>*

*<sup>1</sup>СПбГЭТУ «ЛЭТИ»*

*Эл. почта: kggareev@yandex.ru*

Коллоидные растворы магнитных наночастиц (МНЧ) используются для решения различных технических и медицинских задач. К настоящему времени разработано множество методов получения МНЧ, которые можно условно разделить на диспергирование макроскопического материала и химический синтез [1]. Сохранение агрегативной устойчивости коллоидного раствора МНЧ достигается при наличии на поверхности частиц органических или неорганических оболочек. Помимо предотвращения агрегации оболочки служат для повышения

биологической инертности МНЧ, что необходимо в случае использования в биомедицине. Одним из перспективных направлений исследований в данном направлении является получение контрастных средств для магнитно-резонансной томографии. В частности, агенты на основе магнетита позволяют повысить качество МР-диагностики при небольших концентрациях препарата, что обусловлено высокой эффективностью спин-спиновой (поперечной) релаксации [2]. Кроме того, оксид железа  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  не обладает токсичностью по отношению к биологическим тканям.

В данной работе коллоидные растворы магнетита получали двухстадийным методом из водного раствора солей двух- и трехвалентного железа в присутствии высокодисперсного диоксида кремния, который был предварительно приготовлен по золь-гель процессу из раствора тетраэтоксисилана в изопропиловом спирте. Морфология поверхности порошков  $\text{SiO}_2$  была проанализирована методом тепловой десорбции, оцениваемый средний размер частиц составляет 50–100 нм (удельная площадь поверхности около  $100 \text{ м}^2/\text{г}$ ). Предположительно, кристаллиты  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  формируют слой на поверхности глобул диоксида кремния, так как нанесенные на диэлектрическую подложку агрегаты наночастиц обладают высокой проводимостью (магнетит является полуметаллом с  $E_g \approx 0,2 \text{ эВ}$ ).

При воздействии постоянного магнитного поля на коллоидный раствор процесс агрегации частиц интенсифицируется, так как за счет диполь-дипольного взаимодействия происходит формирование протяженных цепочек различной толщины [3]. Чтобы наблюдать описанные явления были приготовлены слои, осажденные из растворов при воздействии постоянного магнитного поля индукцией от 1 до 200 мТл. Результаты атомно-силовой микроскопии позволили установить, что размеры отдельных частиц в линейных агрегатах составляют около 100 нм. Изображение одиночных МНЧ может быть получено при разбавлении раствора до концентрации магнетита менее 10 микромоляр. Кроме того, оценка МР-контрастирующих свойств образцов методом ЯМР-релаксометрии показала ухудшение релаксационной эффективности  $\rho_2$  при кратковременном воздействии магнитного поля, то есть когда процесс формирования линейных агрегатов МНЧ успевает завершиться, а их седиментация незначительна.

Авторы выражают свою благодарность Ю.В. Богачеву и Ю.С. Черненко за проведение ЯМР-релаксометрии экспериментальных образцов.

### **Список литературы**

1. С. П. Губин Ю. А. Кокшаров Г. Б. Хомутов Г. Ю. Юрков Магнитные наночастицы: методы получения, строение и свойства. Успехи химии. Т. 74, № 6. С. 539-574. 2005;
2. Шлиомис М. И. Магнитные жидкости. УФН. Вып. 112. С. 427–458. 1974;
3. Ринк П. А. Магнитный резонанс в медицине. Основной учебник Европейского Форума по магнитному резонансу. Под ред. В. Е. Сеницына М.: ГЭОТАР-МЕД. 256 с. 2003.

## **Формирование и исследование мембран на основе пор- $\text{Al}_2\text{O}_3$**

*Шманова В. В.<sup>1</sup>, Муратова Е. Н.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>СПбГЭТУ «ЛЭТИ»

*Эл. почта: valetka2311@gmail.com*

Среди большого разнообразия наноструктурированных сред следует выделить пористые материалы. В настоящее время активно развиваются методы создания наноструктурированных материалов, основанные на использовании самоорганизации и самоформирования — нелитографические методы. Одним их востребованных пористых материалов являются мембраны на основе пор- $\text{Al}_2\text{O}_3$ , которые применяются в темплатном синтезе, в качестве фильтров для механической очистки, разделения и обогащения жидкостей и газов, в качестве пылеулавливателей, увлажнителей, ядерных мембранных фильтров, селекционной среды для микробиологии. Известно, что анодирование алюминия в кислотных электролитах может происходить с различными скоростями, эффективностью и стабильностью, в общем случае зависящими от природы электролита, его концентрации, температуры и плотности анодного тока.

С целью получения пористого анодного оксида алюминия и мембран на его основе проводилось электрохимическое анодирование



алюминия толщиной 40 мкм в электролитах на основе водных растворов ортофосфорной ( $H_3PO_4$ ) и серной ( $H_2SO_4$ ) кислот в потенциостатическом режиме. Полученные образцы исследовались АСМ, РЭМ и оптической микроскопиями; для оценки степени упорядоченности, была написана программа на языке графического программирования; для исследования прозрачности образцов (в оптическом и ИК — диапазонах) применялись фотометрические методы.

В результате работы были получены высокоупорядоченные слои  $poro-Al_2O_3$  с сотовой структурой пор (диаметр пор  $\approx 20...150$  нм, коэффициент упорядочивания  $K \approx 98\%$ ) на различных подложках и сквозные мембраны  $poro-Al_2O_3$ , автозакрепленные в алюминиевой фольге. Результаты фотометрических исследований доказывают, что данные мембраны являются прозрачными в оптическом диапазоне  $T = 5\%$ , в ИК- области  $T = 15...20\%$ . С помощью РЭМ — диагностики была выявлена экспоненциальная зависимость диаметра пор, межпорного расстояния и толщины пористого слоя от температуры травления. Кроме того, по результатам программы были построены диаграммы распределения количества пор по размерам. Разброс значений составляет  $\approx 20\%$ .

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2010-2013 гг.: соглашение № 14.В37.21.1089 и соглашение № 14.132.21.1662 от 01.10.2012.

## **Особенности структуры и гальваномагнитных свойств пленок висмута, полученных в сверхвысоком вакууме**

*Крушельницкий А. Н.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>РГПУ

*Эл. почта: ak.spb.ru@gmail.com*

В работе представлены результаты исследования структуры и гальваномагнитных свойств пленок висмута, полученных методом электронно-лучевого испарения в сверхвысоком вакууме  $10^{-9}$  мм рт. ст. на слюду (мусковит) в сравнении с пленками, полученными в высоком вакууме.

Рентгеноструктурное исследование полученных пленок толщиной 500 нм показало улучшение их внутренней структуры с понижением давления остаточных газов в камере для напыления. На это указывает малая полуширина интерференционных максимумов, а так же высокая степень разрешения сдвоенного пика 5-го порядка.

Исследование структуры поверхности пленок с помощью методов атомно-силовой микроскопии показало, что все полученные пленки имеют блочную структуру с ориентацией оси  $C_3$  перпендикулярно плоскости пленки. Как и в случае получения пленок висмута в высоком вакууме [1, 2], на поверхности пленки можно выделить два типа структурных неоднородностей: фигуры роста треугольной формы и бугорки (хиллоки). Средний размер фигур роста треугольной формы во всех пленках, полученных при скорости осаждения  $0,7 \text{ \AA}/\text{с}$ , лежит в интервале  $0,2 — 0,4 \text{ мкм}$  и не зависит от глубины вакуума в процессе напыления. Относительная площадь поверхности, занимаемая буграми, остается практически постоянной и составляет  $7\% — 8\%$ .

Было выявлено, что при получении пленки на подложке при температуре  $80 \text{ }^\circ\text{C}$  в сверхвысоком вакууме при скорости осаждения порядка  $0,7 \text{ \AA}/\text{с}$  появляются фигуры роста в виде пирамид в отличие от «плоских» фигур роста в пленках, полученных при давлении остаточных газов  $10^{-5} \text{ мм рт. ст.}$  (скорость осаждения порядка  $5 \text{ нм}/\text{с}$ ). С повышением температуры подложки (при напылении в сверхвысоком вакууме) происходит увеличение доли фигур роста «пирамидальной» формы.

Обнаружено непосредственное сходство фигур роста и бугорков, а также на некоторых пленках были отмечены фигуры роста шестиугольной формы.

Измерение гальваномагнитных свойств (удельного сопротивления, относительного магнетосопротивления, коэффициента Холла) проводилось в интервале температур  $5–300 \text{ К}$  и магнитных полях до  $7,5 \text{ Тл}$  на постоянном токе при постоянном магнитном поле по классической методике.

Температурная зависимость удельного сопротивления всех изученных пленок носит ярко выраженный полупроводниковый характер и имеет насыщение в области температур  $5–10 \text{ К}$ .

В интервале температур  $5 — 80 \text{ К}$  в магнитном поле с индукцией выше  $2 \text{ Тл}$  наблюдается рост магнетосопротивления при увеличении

температуры. Высокое значение удельного сопротивления и малое относительное магнетосопротивление полученных пленок, по сравнению с монокристаллическими пленками [1, 3], связывается с ограничением подвижности носителей заряда точечными дефектами структуры, которые не отражаются на рентгенограммах.

Коэффициент Холла исследованных пленок положителен в температурном интервале 5 – 300 К, что указывает на преимущественное ограничение подвижности электронов вследствие классического размерного эффекта. На зависимости коэффициента Холла от магнитного поля, в интервале температур 5 — 10 К, наблюдалось проявление магнитного квантования спектра носителей заряда в пленках, имеющих блочную структуру, выраженное в не монотонности указанной зависимости.

Таким образом, в результате проведенных исследований выявлено изменение фигур роста конденсата с плоской треугольной формы на треугольную пирамидальную форму при понижении остаточного давления в камере до  $10^{-9}$  мм рт. ст. и повышении температуры подложки выше 80 °С. Кроме этого, на магнитолевых зависимостях гальваномагнитных коэффициентов при температуре 5 — 10К обнаружены осцилляции, что указывает на высокое совершенство структуры пленок.

Результаты работы могут быть использованы при создании датчиков различного назначения на основе полуметаллических тонкопленочных структур, а также при исследовании особенностей проявления классических и квантовых размерных эффектов в низкоразмерных структурах на основе полуметаллов и, кроме того, процессов роста тонких пленок полуметаллов.

### **Список литературы**

1. Грабов В. М., Комаров В. А., Демидов Е. В. Гальваномагнитные и термоэлектрические явления в тонких пленках висмута и сплавов висмут-сурьма: Монография. СПб.: Изд-во РГПУ им. А. И. Герцена, 124 с. 2011 г.;
2. Грабов В. М., Демидов Е. В., Комаров В. А. Атомно-силовая микроскопия пленок висмута. Физика твердого тела, 2008, том 50 вып. 7. с. 1312-1316. 2008 г.;

3. Грабов В. М., Комаров В. А., Демидов Е. В., Климантов М. М. Явления переноса в монокристаллических пленках висмута. Известия РГПУ им. А. И. Герцена №122. С. 22 — 31. СПб.: Изд-во РГПУ им. А. И. Герцена. 2010 г.

## **Влияние коллоидных наночастиц золота на флуоресценцию молекул эозина в полимере и на поверхности силикагеля С-80**

*Цибулькикова А. В.<sup>1</sup>, Тихомирова Н. С.<sup>1</sup>, Слежкин В. А.<sup>1</sup>, Брюханов В. В.<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>КГТУ

<sup>2</sup>БФУ имени Иммануила Канта

*Эл. почта: memorgold@mail.ru*

В настоящее время наночастицы золота находят свое активное применение в области медицины, нанобиотехнологии. Наночастицы золота также являются одним из основных материалов в области электроники и наносенсоров. На сегодняшний день широко известны различные способы получения растворов наночастиц разных размеров и оптических свойств.

В данной работе исследовано влияние наночастиц золота, полученных методом лазерной абляции металлической мишени в воде, на флуоресценцию молекул эозина. В качестве мишени использовали образец золота пробы 999,9. При получении наночастиц использовали лазер Nd:YAG, длиной волны возбуждения 532 нм, энергией накачки 12,4 Дж и 15 Дж. Размеры наночастиц исследовали методом фотонной корреляционной спектроскопии. Радиусы полученных коллоидных частиц составляли: 34 нм при энергии 12,4 Дж и 211 нм — при 15 Дж. Максимум плазмонного резонанса приходится на 520 нм. Оптическая плотность в максимуме поглощения  $D = 0,8$ . Концентрации полученных частиц в растворе составляли  $C_0 = 10^{-8}$  М и  $C_0 = 3 \times 10^{-13}$  М для энергий 12,4 Дж и 15 Дж соответственно.

В первой серии эксперимента было исследовано влияние наночастиц золота размером 34 нм на флуоресценцию эозина в полимерной матрице. Концентрация эозина в полимере была постоянна и составляла  $9 \times 10^{-3}$  М. Исследовали влияние следующих концентраций наноча-

стиц золота на флуоресценцию:  $0,05C_0$ ,  $0,1C_0$ ,  $C_0$ .  $C_0 = 10^{-8}$  М. Спектры испускания измеряли на оптической системе Fluorolog – 3. Образцы возбуждали 470 нм и 500 нм.

Во второй серии эксперимента полученные наночастицы золота, размером 211 нм, адсорбировались на силикагель С-80 с диаметром пор 40 нм. Концентрация эозина в порах силикагеля  $3,76 \times 10^{-3}$  молекул/нм<sup>2</sup>, максимальная концентрация наночастиц золота  $2,82 \times 10^{-11}$  наночастиц /нм<sup>2</sup>. Длина волны возбуждения — 450 нм.

В ходе проведенных экспериментов получено усиление интенсивности флуоресценции молекулы эозина в полимерной матрице в присутствии наночастиц золота всех исследуемых концентраций при возбуждении 470 нм и 500 нм. С увеличением концентрации наночастиц величина интенсивности быстрой флуоресценции линейно возрастает. Максимальное усиление на 25 % получено при самой максимальной концентрации золота. Данное усиление обусловлено плазмонным переносом энергии. В случае с нанопористой поверхностью, наблюдается тушение быстрой флуоресценции молекул эозина в присутствии наночастиц золота, которое частично подчиняется линейной зависимости Штерна-Фольмера. При максимальной концентрации наночастиц золота на поверхности мезопористого силикагеля С-80 наблюдается изгиб кривой Штерна — Фольмера вниз к оси концентрации тушителя. Полученные результаты по адсорбции наночастиц золота в порах согласуются с работами [1, 2].

### **Список литературы**

1. Кавецкая И. В., Т.В.Волошина, Оптические свойства наночастиц золота, Конденсированные среды и межфазные границы, Т11, №1, с. 53-57, 2009;
2. Ю. П. Муха, А. М. Еременко, Н. П. Смирнова М. Я. Валах В. И. Джаган Усиление поглощения и флуоресценции молекул родамина 6Ж вблизи наночастиц золота в матрице SiO<sub>2</sub>. ХФТП, Т2, №3, с. 284-288, 2011;
3. А.В.Симакин, В.В.Воронов, Г.А.Шафеев, Труды Института Общей Физики им. А. М. Прохорова № 60 с. 83-107, 2004.

## Диэлектрические свойства алмазоподобных пленок, выращенных ионно-плазменным методом

Долгинцев Д. М.<sup>1</sup>, Броздниченко А. Н.<sup>1</sup>, Кастро Р. А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>РГПУ

Эл. почта: dem.87@mail.ru

Одним из первых покрытий, используемых для упрочнения режущего инструмента, работающего на высоких скоростях без принудительного охлаждения, являются алмазоподобные пленки. Кроме механических свойств, представляют интерес структурные, оптические и электрические характеристики алмазоподобных пленок на различных подложках. В связи с возможным практическим применением выращиваемых слоёв особое значение приобретает изучение их диэлектрических свойств.

Исследуемое покрытие наносилось на установке ионно-плазменного напыления УВНИПА-1 в импульсном режиме. Подложкой служила танталовая фольга толщиной 0.5 мм. Толщина готовой пленки составляла  $d \sim 3.7$  мкм [1].

Измерения частотной зависимости составляющих комплексной диэлектрической проницаемости (диэлектрической проницаемости  $\epsilon'$  и фактора потерь  $\epsilon''$ ) и комплексной проводимости проводились на диэлектрическом спектрометре «Concept 41» компании NOVOCONTROL Technologies GmbH & Co (Германия), который состоит из частотного анализатора импеданса, измерительной ячейки, системы термостатирования, системы автоматического сбора данных и сосуда Дьюара с системой испарения и подачи газообразного азота, в широком интервале частот ( $f = 10^{-1} — 10^6$  Гц) при комнатной температуре [2].

Экспериментальные кривые аппроксимировались функцией Гавриляк-Негами [3]. Полученные значения релаксационных параметров  $\alpha$  и  $\beta$  позволяют заключить, что в исследуемой области частот наблюдается недебаевский релаксационный процесс с несимметричным распределением времен релаксации согласно модели Коула-Дэвидсона. Данное обстоятельство подтверждается и видом диаграммы Коула-Коула.

Обнаруженный максимум  $\epsilon''$  и резкое увеличение  $\epsilon'$  до стационарного значения в области средних частот, свидетельствуют о существовании механизма дипольно-релаксационной и межфазной поляризации. Дипольно-релаксационная поляризация обусловлена прыжками носителей заряда между центрами с разными значениями энергии

с образованием квазидиполей. Носителями заряда могут быть примеси разного рода, поглощенные на поверхности после окончания процесса выращивания пленки. Межфазная поляризация связана со структурными особенностями исследуемых пленок, а именно с существованием аморфных скоплений углерода, размеры которых увеличиваются с увеличением толщины пленки.

Во всем интервале частот, для действительной части комплексной проводимости, обнаружено существование зависимости вида  $\sigma'(\omega) \sim \omega S$ , что является признаком проявления прыжкового механизма проводимости. При этом можно выделить два участка дисперсии  $\sigma'$ : первый — высокочастотный для  $f > 10^4$  Гц, второй — область меньших частот. В обеих областях показатель степени является частотно-зависимым параметром.

### **Список литературы**

1. Броздниченко А. Н., Долгинцев Д. М., Стожаров В. М., Алмазоподобные пленки, выращенные ионно-плазменным методом: структура, свойства. Известия РГПУ им. А. И. Герцена Физика, №147, С. 81-86, 2012;
2. Кастро Р. А., Бордовский В. А., Грабко Г. И., Дисперсия диэлектрических параметров в модифицированных слоях триселенида мышьяка, Письма в ЖТФ, Т. 36. В.17, С. 9-15, 2010;
3. Kremer K., Schonhals A. (Eds.), Broadband dielectric spectroscopy, Springer, Berlin Heidelberg, 729 p. 2003.

## **Сравнение методик постростовой обработки плёнок ZnO:В, выращенных методом газофазной эпитаксии**

*Семерухин М. Ю.<sup>1,2</sup>, Кукин А. В.<sup>3,2</sup>, Терукова Е. Е.<sup>3,2</sup>, Аблаев Г. М.<sup>1,2</sup>, Теруков Е. И.<sup>3,2</sup>*

<sup>1</sup>СПбАУ НОЦ ИТ

<sup>2</sup>ФТИ

<sup>3</sup>СПбГЭТУ «ЛЭТИ»

*Эл. почта: msemurkhin@mail.ru*

Одной из многочисленных возможностей применения тонких пленок оксида цинка (ZnO) является их использование в качестве прозрачных

ных электрических контактов и буферных слоев в тонкопленочных солнечных элементах (ТПСЭ) [1].

Цель данной работы состояла в сравнении методик постростовой обработки слоёв ZnO:B, выращенных химическим газофазным осаждением при пониженном давлении (LPCVD). Постростовая обработка включала в себя: термический отжиг либо лазерный отжиг, либо плазменную обработку. К тому же, важной задачей было нахождение оптимальных режимов обработки (времени, температуры отжига, мощности лазерного излучения) слоёв ZnO:B, приводящих к улучшению основных электрофизических свойств материала. Дополнительно проводились измерения оптических свойств слоёв ZnO:B.

Такие исследования позволят разработать рекомендации по оптимизации технологического процесса для получения слоев ZnO с улучшенными свойствами, способных привести к повышению КПД ТПСЭ.

Термический отжиг образцов проводился на установке JETFIRST LIPELEC при давлении  $5 \times 10^{-2}$  мбар и температуре  $100 \div 400$  °C с шагом 50 градусов. Время отжига варьировалось от 5 до 30 минут.

Лазерный отжиг проводился на установке LSS1200 при мощностях лазерного излучения от 0 до  $4 \times 10^8$  Вт. Используемый лазер  $Y_3Al_5O_{12} : Nd^{3+}$  (YAG).

Плазменная обработка проводилась в плазме водорода, при этом температура подложки в магнетроне доходила до 250 °C.

Оптические характеристики (спектры пропускания, степень рассеяния) ZnO:B измерялись спектральной установкой на основе монохроматора M266 и галогенной лампы КГМ24-250 в диапазоне длин волн  $300 \div 1200$  нм и спектрофотометре Varian Carry 5000. Измерение удельного сопротивления осуществлялось четырехзондовым методом с помощью прецизионного программируемого источника питания KEITHLEY 2400.

Проведенные исследования выявили значительное влияние температуры отжига на удельное сопротивление тонких пленок ZnO:B выращенных методом LPCVD. Увеличение температуры отжига до 200°C снижает величину удельного сопротивления. При дальнейшем увеличении времени отжига наблюдается возрастание удельного сопротивления оксида цинка.



Эксперименты по лазерному отжигу выявили не линейную зависимость сопротивления плёнки от мощности лазерного излучения. При этом с повышением мощности сопротивление плёнок падает и при значении мощности излучения  $4 \times 10^8$  Вт достигает  $1,5 \times 10^{-3}$  Ом $\times$ см. К тому же, характер зависимости позволяет предположить, что дальнейшее увеличение мощности лазерного излучения приведет к ещё большему уменьшению удельного сопротивления плёнки. Толщины исследуемых плёнок проверялись на профилометре, изменения толщины и рельефа поверхности не выявлено.

Отжиг в водородной плазме привел к ухудшению удельного сопротивления образцов.

Были измерены спектры пропускания всех образцов ZnO:V в диапазоне длин волн 300÷1200 нм, где происходит основное поглощение в микроморфных кремниевых ТПСЭ. Какого-либо значительного влияния температуры отжига на пропускание пленок ZnO:V не было обнаружено.

Таким образом, для термической обработки, был определен оптимальный режим отжига плёнок LPCVD ZnO:V — 5 мин, при температуре 200 °С, приводящий к снижению удельного сопротивления и не влияющий на оптические свойства образцов. Для лазерного отжига пока не найден оптимальный режим, приводящий к максимальному снижению удельного сопротивления. Но показано, что при увеличении мощности лазерного излучения сопротивление падает и может достигать значений меньших, чем в случае термического отжига. Плазменный отжиг не показал улучшения удельного сопротивления.

Дальнейшие работы будут направлены на изучение оптических свойств (пропускание, рассеяние), электрических свойств (подвижность и концентрация носителей), структурных свойств (комбинационное рассеяние, рентгеноструктурный анализ) отожженных образцов. Данные исследования позволят более точно описать механизмы, происходящие в процессе отжига пленок ZnO:V.

### **Список литературы**

1. C. G. Granqvist Solar Energy Materials & Solar Cells 91, 1529 (2007);
2. Kim, Yumin et al., Applied Physics Letters V96 №17, 171902 (2010).

## Влияние наночастиц серебра, полученных боргидридным методом на люминесценцию молекул люминофоров в пленках ПВС и на поверхности мезопористого кремнезема

Тихомирова Н. С.<sup>1</sup>, Цибулькинова А. В.<sup>1</sup>, Слежкин В. А.<sup>1</sup>, Брюханов В. В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>КГТУ

<sup>2</sup>БФУ им. И. Канта

Эл. почта: bellaktriss@mail.ru

В последнее время большую практическую значимость приобрела проблема формирования ансамблей наночастиц (НЧ) серебра в полимерной матрице и на поверхности пористых адсорбентов [1].

В данной работе исследовано влияние наночастиц серебра, полученных методом основанным на восстановлении соли серебра тетрагидридоборатом натрия в воде [2]. Радиус наночастиц был исследован методом фотонной корреляционной спектроскопии и составлял 70 нм. Максимум плазмонного поглощения 420 нм.

Полученные наночастицы серебра адсорбировали на мезопористый кремнезем С-80 (средний диаметр пор кремнезема 40 нм) в течении 40 мин, затем адсорбировали молекулы акрифлавина до обесцвечивания раствора. На поверхности мезопористого кремнезема при концентрации НЧ серебра  $0,58 \times 10^{-8}$  НЧ/нм<sup>2</sup> и  $12 \times 10^{-3}$  молекул/нм<sup>2</sup> молекул акрифлавина наблюдается усиление люминесценции на 50 %, что говорит о наличии поверхностных плазмонов на поверхности мезопористого кремнезема. При увеличении концентрации наночастиц серебра наблюдается тушение люминесценции акрифлавина, которое частично подчиняется зависимости Штерна — Фольмера. Были приготовлены образцы эозина с поливиниловым спиртом. Раствор наносили на стекло, толщина полученной пленки составляла 50 мкм. Концентрация эозина в пленке была постоянной  $C = 4 \times 10^{-3}$  М. Для исследования были выбраны следующие концентрации наночастиц серебра:  $0,1C_0$ ,  $0,5C_0$ ,  $C_0$ .  $C_0$  составляла  $7,43 \times 10^{-9}$  М. Образцы возбуждали на длинах волн 420 нм и 455 нм. В ходе проведенных экспериментов было получено тушение быстрой флуоресценции молекул эозина в плеках ПВС в присутствии наночастиц: на 12 % для концентрации  $0,1C_0$ , на 15 % — для  $0,5C_0$ , на 25 % — для  $C_0$ . Данный вид тушения носит характер линейной зависимости Штерна-Фольмера.

### Список литературы

1. Климов В. В., Наноплазмоника, М.: физматлит, С. 480, 2010;
2. Крутяков Ю. А., Кудринский А. А., Оленин А. Ю., Лисичкин Г. В., Синтез и свойства НЧ серебра: достижения и перспективы, Хим. Фак-т МГУ, 2008.

## Дифракционные решётки на основе наноостровковой плёнки серебра

*Червинский С. Д.<sup>1</sup>, Шустова О. В.<sup>1</sup>, Журихина В. В.<sup>1</sup>, Липовский А. А.<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>СПбГПУ

<sup>2</sup>СПБАУ НОЦ ИТ

*Эл. почта: semen.chervinsky@gmail.com*

В настоящее время периодические структуры получили широкое распространение в качестве спектрально-селективных элементов и устройств возбуждения волноводных и поверхностных мод в оптике и плазмонике. В данной работе представлены дифракционные решётки на поверхности стекла, изготовленные по ранее предложенной авторами методике на основе обратной диффузии [1], штрихи решеток образованы наноостровковой плёнкой серебра. Пик оптического поглощения пленки, обусловленный плазмонным резонансом, в сочетании с возбуждением поверхностных мод рассматриваемой структуры определяет уникальные спектральные характеристики исследуемых дифракционных решёток.

Методика изготовления решёток [1] состоит из последовательных процедур ионного обмена натрий-серебро, поляризации и отжига в водородной атмосфере натрий-кальций-силикатного стекла. При ионном обмене натрий-серебро приповерхностный слой стекла обогащается ионами серебра, далее, в ходе поляризации под действием постоянного электрического поля положительные ионы прианодной области стекла сдвигаются вглубь от его поверхности. Использование анодного электрода, представляющего собой рельефную решётку (т.н. мастер-решётка), позволяет получить профиль распределения ионов серебра в стекле, подобный профилю анодного электрода: в области канавок

на поверхности электрода ионы серебра не заглублины, в отличие от области контакта электрод-стекло. Ранее нами было показано, что при аналогичном процессе характерные размеры модифицируемых электрическим полем областей могут составлять  $\sim 150$  нм [2]. Методика обеспечивает тиражирование формируемых структур, т.е. многократное использование мастер-решетки. Как было показано [1], при отжиге в водороде серебро-содержащих стёкол восстановленное серебро на начальном этапе образует nanoостровковую плёнку на поверхности. В случае поляризованного стекла вначале плёнка растёт только в неполяризованных областях, формируя, в рассматриваемом случае, дифракционную решётку. Рассматриваемая методика обеспечивает рост высокочувствительных к внешним воздействиям островковых пленок на последнем этапе изготовления решетки, после которого уже не требуется литография или нанесение резистов.

В работе представлены результаты экспериментов и расчётные характеристики дифракционных решёток с периодами  $400\div 800$  нм, сформированных плёнками из островков серебра размерами от единиц до десятков нанометров. При моделировании характеристик исследуемых дифракционных решеток с периодом порядка длины волны использовано описание островковой пленки на основе модели Максвелла Гарнетта [3], экспериментальные данные о диэлектрической функции серебра [4] и метод мод Фурье [5], позволяющий построить строгое решение задачи о дифракции плоской электромагнитной волны на бинарной решетке.

### **Список литературы**

1. Chervinskii S., Kapralov N., Red'kov A., Reduto I., Sevriuk V., Lipovskii A., Zhurikhina V., Silver nanoisland films by out-diffusion from glass substrate, Physics, chemistry and application of nanostructures, Proceedings of the International conference Nanomeeting-2013, 444 — 447, 2013;
2. Sinev I. S., Petrov M. I., Samusev A. K., Rutsкая V. V. and Lipovskii A. A., Nanoscale patterning of metal nanoparticles distribution in glasses, Nanoscale Research Letters, 8, 260, 2013;
3. Garnett J. C.M., Colours in Metal Glasses and in Metallic Films, Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 203, 385 — 420, 1904;

4. Johnson P. B. and Christy R. W., Optical Constants of the Noble Metals, Physical Review B, 6, 4370 — 4379, 1972;
5. Li L., Use of Fourier series in the analysis of discontinuous periodic structures, Journal of the Optical Society of America A, 13, 1870 — 1876, 1996.

## **Исследование наночастиц серебра, формируемых в приповерхностной области стекла и на его поверхности**

*Редута И. В.<sup>1</sup>, Капралов Н. В.<sup>2</sup>, Червинский С. Д.<sup>2</sup>, Липовский А. А.<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>СПБАУ НОЦ ИТ

<sup>2</sup>СПбГПУ

*Эл. почта: reduto-igor@rambler.ru*

Наблюдающийся в настоящее время рост интереса к материалам с металлическими наночастицами связан с потенциалом использования таких материалов в различного рода датчиках, в нелинейной оптике и плазмонике. Присутствие проводящих наночастиц в оптически прозрачных материалах приводит к появлению новых свойств, обусловленных преимущественно плазмонными резонансами в наночастицах и интерфейсами матрица-наночастица.

Исследованию свойств стекол, содержащих металлические включения, посвящено достаточно большое количество работ [1–3]. Одним из методов формирования металлических наночастиц в приповерхностной области стекла является отжиг содержащего металлические ионы стекла в водородной атмосфере [4–6]. В этом случае используется процесс распада пересыщенного твердого раствора восстановленного нейтрального металла в стекле. Существенно, что при этом формирование наночастиц в объеме стекла сопровождается ростом nanoостровковой металлической пленки на его поверхности, которая является мощным стоком для диффундирующих атомов металла. Целью настоящей работы является исследование пространственного распределения наночастиц в стекле и сопоставление динамики роста металлических (серебряных) наночастиц в объеме стекла и на его поверхности (nanoостровковая пленка).

В экспериментах использовались полированные пластины натрий-кальций-силикатного стекла (микроскопные слайды) фирмы Menzel. Образцы изготавливались при помощи ионного обмена длительностью 20–60 минут в расплаве смеси солей  $\text{NaNO}_3$  и  $\text{AgNO}_3$  (в пределах 0,5–5 мол. %  $\text{AgNO}_3$ ) при  $325^\circ\text{C}$  и последующего отжига в водородной атмосфере при  $100\text{--}300^\circ\text{C}$  в течение 5–60 минут. При исследовании распределения наночастиц серебра в объеме использовались измерения спектров пропускания серии образцов, получаемой химическим травлением подготовленных стекол с наночастицами в смеси  $\text{NH}_4\text{F}$ ,  $\text{HF}$  и  $\text{H}_2\text{O}$ . Также был проведен эксперимент по травлению образца в online-режиме, в спектрометре. Формирование наночастиц в объеме и на поверхности стекла сравнивалось на основе спектральных измерений, при этом использовалось отличие положений пиков резонансного поглощения света наночастицами в объеме и на поверхности. Эти пики выделялись из измеренных спектров поглощения, также проводилось вычитание спектров поглощения образцов с удаленной наноструктурной пленкой из исходно измеренных спектров.

В результате выполненных исследований получены данные о распределении металлических наночастиц в приповерхностной области стекла и показано, что формирование на поверхности стекла наноструктурной пленки серебра происходит на начальном этапе отжига в водороде и предшествует росту наночастиц в объеме. Предположительно, это связано с силой стока на поверхность стекла, высоким коэффициентом поверхностной диффузии атомов серебра и обеднением приповерхностной области стекла атомами серебра в процессе роста островковой пленки при сохранении их высокой концентрации в более удаленной от поверхности стекла области. Низкотемпературная обработка в водороде позволяет получать наноструктурную пленку при отсутствии наночастиц в объеме стекла.

### **Список литературы**

1. Bigot J. Y., Halte V., Merle J. C., Daunois A., Electron dynamics in metallic nanoparticles, Chem. Phys., 251, 181–203, 2000;
2. Lipovskii A. A., Melehin V. G., Petrov M. I et al., Bleaching vs poling: comparison of electric field induced phenomena in glasses and glass-metal nanocomposites, Appl. Phys. Rev. 109, 1, 2011;

4. Jimenez A., Lysenko S., Liu H., Photoluminescence via plasmon resonance energy transfer in silver nanocomposite glasses, Appl. Phys. 104, 5, 2008;
5. Kaganovskii Yu., Lipovskii A. A., Rosenbluh M., Zhurikhina V. V., Formation of nanoclusters through silver reduction in glasses: The model, Non-Cryst. Solids 353, 2263, 2007;
6. Marchi G. De et al., Silver nanoclusters formation in ion-exchanged waveguides by annealing in hydrogen atmosphere, Appl. Phys. 63, 403, 1996;
7. Афросимов В. В., Бер Б. Я., Журихина В. В. и др., Массоперенос при термо-электрополевой модификации стеклометаллических нанокомпозитов, Журнал Технической Физики, 80 (11), 53-61, 2010;

## **Получение новых тонкопленочных электрокалорических наноматериалов не содержащих свинец методом золь-гель**

*Абрашова Е. В.<sup>1</sup>, Кононова (Грачева) И. Е.<sup>1</sup>, Мошников В. А.<sup>1</sup>, Фоминых А. К.<sup>1</sup>*

*<sup>1</sup>СПбГЭТУ «ЛЭТИ»*

*Эл. почта: katabr@mail.ru*

Современная тенденция уменьшения размеров функциональных элементов порождает поиск и использование экономичных технологий получения нанокомпозитов с различными электрофизическими свойствами. Одним из таких методов является золь-гель, отличающийся не только экономическим фактором, но и относительной простотой реализации, возможностью точного контроля состава получаемых материалов, а так же возможностью широкого выбора исходных компонентов [1]. В настоящее время этот метод используют для получения функциональных слоев в таких перспективных направлениях как создание газочувствительных сенсоров, прозрачных проводящих покрытий и др [2, 3]. Так же интерес представляет и развитие технологических методик получения новых тонкопленочных электрокалорических наноматериалов не содержащих свинец. Целью работы являлось получение тонких пленок на основе композитов  $Ba_xCa_{(1-x)}TiO_3$  и  $BaTi_xSn_{(1-x)}O_3$  в различных соотношениях, исследование их морфологических и электрофизических параметров, особенности и характер образования фрактальных объектов. В качестве исходных компонен-

тов использовались соли соответствующих металлов, как гелеобразующее вещество — изопророксид титана. В результате экспериментов были получены однослойные и многослойные образцы образованные из раствора с различным соотношением исходных композитов как путем смешения, так и путем послойного нанесения из различных растворов. Золи наносили на подложки из стекла или кремния, распределяли с помощью центрифуги (3000 об/мин) и подвергали термической обработке в диапазоне от 100 до 600°C. Морфология поверхности исследовалась с применением «полуконтактной» колебательной методики атомно-силовой микроскопии (АСМ) с помощью нанолaborатории Ntegra Terra, так же этим методом планируется изучение локальных магнитных свойств. Проводился фрактальный анализ поверхностей структур с использованием атомно-силовой микроскопии с помощью программы Gwyddion. Для расчета использовали вариационный метод (декомпозиция), метод подсчета кубов, метод триангуляции и метод спектра мощности. Анализ фазового состава полученных образцов контролировался методом ДБЭ. Электрофизические свойства полученных пленок изучались с помощью метода спектроскопии импеданса. По результатам исследований выявлено, что в данных материалах возможно получение как иерархических фрактальных агрегатов различной степени развитости, так и периодических нанокристаллических образований с различными электрофизическими свойствами.

### **Список литературы**

1. Максимов А. И., Мошников В. А., Таиров Ю. М., Шилова О. А., Основы золь-гель-технологии нанокомпозитов 2 изд., СПб.: ООО Техномедиа, Изд-во Элмор, 255 с, 2008;
2. Мошников В. А., Грачева И. Е., Сетчатые газочувствительные нанокомпозиты на основе диоксидов олова и кремния, Вестник Рязанского государственного радиотехнического университета., № S30.,С. 92–98, 2009;
3. Абрашова Е. В., Барановский М. В., Получение и анализ спектральных характеристик нанокомпозитов на основе широкозонных проводящих металлооксидов системы  $ZnO-SnO_2-SiO_2$ , Известия Санкт-Петербургского государственного электротехнического университета ЛЭТИ, Т. 5, С. 16-21, 2013;



## Нанооболочки на основе соединений кадмий-ртууть-теллур

Мутилин С. В.<sup>1</sup>, Соотс Р. А.<sup>1</sup>, Воробьев А. Б.<sup>1</sup>, Икусов Д. Г.<sup>1</sup>, Михайлов Н. Н.<sup>1</sup>,  
Принц В. Я.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ИФП СО РАН

Эл. почта: s.mutilin@gmail.com

В последнее время, высокоподвижные структуры из теллурида кадмия и ртути (КРТ) привлекают повышенное внимание благодаря своим необычным свойствам зонной структуры. При превышении определенной толщины ( $> 6,3$  нм) квантовой ямы  $\text{HgTe}$  (с широкозонными обкладками  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ,  $x \approx 0,7$ ) происходит инвертирование зонной структуры, т.е. слой  $\text{HgTe}$  становится полуметаллом. Кроме того, в структурах такого рода возникает сильное спиновое расщепление, обусловленное эффектом Рашбы, с энергиями порядка 30 мэВ [1]. Бесщелевая структура КЯ  $\text{HgTe}$  позволяет реализовать уникальные двумерные системы состоящие из нескольких типов двухмерных носителей зарядов (электронов и/или дырок) [2]. До сих пор формировались и исследовались только планарные структуры из КРТ. Создание полупроводниковых оболочек малого радиуса кривизны на основе полупроводниковых гетеропленок [3] для структур из КРТ открывает новые перспективы. Изогнутые плёнки предоставляют большие возможности для управления своими физическими свойствами, вследствие способности изменять свою кривизну в широких пределах. Изменение кривизны оболочек будет влиять на электронный и дырочный транспорт за счёт следующих факторов: (1) возникновение или перераспределение деформаций и, как следствие, локальное изменение ширины запрещённой зоны [4], (2) изменение градиента нормальной компоненты внешнего магнитного поля, управляющей транспортом двумерного электронного или дырочного газа в стенках оболочки [5, 6], (3) изменение геометрического потенциала [7]. Физика же этих объектов и, в особенности, магнитотранспортные эффекты, возникающие вследствие влияния эффективно неоднородного магнитного поля на носители заряда, изучены мало. Недавние эксперименты показали, что уже малые деформации ( $\sim 10^{-4}$ ) в плоскости двумерного дырочного газа меняют спиновое расщепление, вызванное спин-орбитальным взаимодействием, на  $\sim 20$  % [8]. В частности, в оболочке возможно реализо-

вать нетривиальную зависимость деформации от координат, при которой ожидается проявление спинового квантового эффекта Холла [9]. Нерешенной на сегодня проблемой на пути к реализации описанных выше возможностей является отсутствие технологии формирования оболочек, учитывающей особенности материала КРТ. Данная работа посвящена разработке методики формирования оболочек из КРТ.

Экспериментальные образцы КРТ были выращены с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии по технологии, описанной в работе [10]. Структуры состояли из HgTe квантовой ямы, заключенной в обкладках  $\text{Cd}_{0.7}\text{Hg}_{0.3}\text{Te}$ . На плоских структурах были проведены магнитотранспортные измерения, из которых получено, что в КЯ HgTe одновременно присутствуют двумерные электроны и дырки. Особенности магнитополевых зависимостей таких структур обсуждаются в работе. Напряженная пленка с КЯ HgTe была отделена от подложки посредством селективного травления жертвенного слоя. Под действием частичной релаксации внутренних механических напряжений [11], пленка CdHgTe/HgTe/CdHgTe изгибалась в форме свитка либо периодической гофрировки на краях. В результате, были впервые получены оболочки различной формы, содержащие КЯ HgTe. С помощью сканирующего электронного микроскопа были определены характерные размеры оболочек. Измеренный диаметр трубки составил 24 мкм, что совпадает с расчетным [12] диаметром в предположении о 2-х слойной напряженной пленке ( $\Delta a/a \approx 0.055$ ,  $d_1 = 5 \text{ нм}$ ,  $d_2 = (140 \text{ нм} + 250 \text{ нм})$ ,  $\nu \approx 0,3$ ):

$$D = \frac{1}{3} \frac{(d_1 + d_2)^3}{d_1 d_2 (1 + \nu) (\Delta a / a)}$$

Латеральные размеры отдельной гофрировки составляют около 50 мкм, следовательно, радиус кривизны — порядка 13 мкм, вычисленный по формуле:  $k = 2 \times \pi^2 \times A/L^2$ , где  $A$  — амплитуда оболочки,  $L$  — её период.

Совпадение расчетного и измеренного диаметров трубки говорит об отсутствии релаксации механических напряжений за счёт введения дислокаций несоответствия в оболочке. Это позволяет ожидать наличия высокоподвижных двумерных электронов и дырок в КЯ HgTe в сформированных оболочках.

СЭМ изображения были получены в ЦКП «Наноструктуры». Работа была частично поддержана РФФИ (12-02-00918-а).

### **Список литературы**

1. Y. S. Gui C. R. Becker N. Dai, J. Liu, C. J. Qui E. G. Novik M. Schöfer, X. Z. Shu H. J. Chu H. Buhmann, L. W. Molenkamp Giant spin-orbit splitting in a HgTe quantum well, *Phys. Rev. B*, 70, 115328, 2004;
2. Z. D. Kvon, E. B. Olshanetsky, D. A. Kozlov, E. Novik, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, Two-dimensional semimetal in HgTe-based quantum wells, *Low Temp. Phys.*, Vol. 37, 3, 202, 2009;
3. V. Ya. Prinz, V. A. Seleznev, A. K. Gutakovsky, A. V. Chehovskiy, V. V. Preobrazhenskii, M. A. Putyato, T. A. Gavrilova, Free-standing and overgrown InGaAs/GaAs nanotubes, nanohelices and their arrays, *Physica E*, 6, 828, 2000;
4. V. M. Osadchii, V. Ya. Prinz, Quantum confinement in nanocorrugated semiconductor films, *Phys. Rev. B*, 72, 033313, 2005;
5. L. I. Magarill, D. A. Romanov, A. V. Chaplik, Ballistic transport and spin-orbit interaction of two-dimensional electrons on a cylindrical surface, *JETP* 86, 771, 1998;
6. A. B. Vorob'ev, K.-J. Friedland, H. Kostial, R. Hey, U. Jahn, E. Wiebicke, Ju. S. Yukecheva, V. Ya. Prinz, Giant asymmetry of the longitudinal magnetoresistance in high-mobility two-dimensional electron gas on a cylindrical surface, *Phys. Rev. B*, 75, 205309, 2007;
7. R. C. T. da Costa, Quantum mechanics of a constrained particle, *Phys. Rev. A* 23, 1982, 1981;
8. B. Habib, M. Shayegan, R. Winkler, Spin-orbit interaction and transport in GaAs two-dimensional holes, *Semicond. Sci Technol.* 23, 064002, 2009;
9. B. A. Bernevig, S.-C. Zhang, Quantum Spin Hall Effect, *Phys. Rev. Lett.* 96, 106802, 2006;
10. S. A. Dvoretzky N. N. Mikhailov Yu. G. Sidorov, V. Shvets, S. N. Danilov B. Wittmann, S. D. Ganichev Growth of HgTe Quantum Wells for IR to THz Detectors, *J. electron. mater.*, 39, 7, 918, 2010;
11. V. Ya. Prinz, Precise semiconductor nanotubes and nanocorrugated quantum systems, *Physica E* 24, 54, 2004;
12. M. Grundmann, Nanoscroll formation from strained layer heterostructures, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 83, 12, 2444, 2003.

## **Формирование силицидов марганца на поверхности кремния**

*Гребенюк Г. С.<sup>1</sup>, Пронин И. И.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>ФТИ

*Эл. почта: georgijmail@gmail.com*

Формирование и исследование тонких пленок силицидов переходных металлов представляет большой научный и практический интерес в связи с многообразием физических свойств этих соединений. Они уже находят широкое применение в современной микро- и нанoeлектронике, оптоэлектронике, микросенсорике, фотогальванике и других сферах. Весьма перспективны эти материалы и для спинтроники, так как, с одной стороны, их легко интегрировать в стандартные технологии полупроводниковых структур на основе кремния, а с другой — в них можно реализовать транспорт спин-поляризованных электронов. Много внимания в этой связи в последнее время уделяется сверхтонким слоям силицидов марганца. Формирование таких структур требует детального знания процессов взаимодействия атомов Mn с поверхностью кремния, а также реакций, протекающих в системе Mn/Si при повышенных температурах. Этим вопросам посвящен ряд статей, авторы которых подробно исследовали рост пленок марганца на поверхности Si(111)  $7 \times 7$  и формирование на ней тонких слоев MnSi(111) методом твердофазной эпитаксии. В данной работе мы исследовали взаимодействие атомов Mn с другой гранью кремния — Si(100), а также процессы силицидообразования, протекающие в данной системе при отжиге нанесенных пленок марганца.

Эксперименты проводились в условиях сверхвысокого вакуума ( $1 \times 10^{-10}$  Торр). Марганец на атомно-чистую поверхность Si(100)  $2 \times 1$  напылялся из тщательно обезгаженного источника, в котором тигель с испаряемым металлом нагревался электронной бомбардировкой. Основным методом исследования формируемых пленок являлась фотоэлектронная спектроскопия высокого энергетического разрешения с использованием синхротронного излучения на накопительном кольце BESSY II. Элементный и фазовый состав пленок определялись на основе анализа спектров остовных Si 2p и Mn 3p электронов, а также спектров электронов валентной зоны.

Установлено, что при комнатной температуре атомы марганца вступают во взаимодействие с поверхностью кремния, образуя моносилицид марганца. Толщина слоя этого соединения достигает 1.8 Å. Дальнейшее увеличение покрытия приводит к формированию пленки твердого раствора кремния в марганце (11 Å). При этом скорость образования твердого раствора замедляется после нанесения 9 Å Mn, когда на его поверхности начинают появляться островки чистого марганца. Обнаружено также, что в диапазоне покрытий до ~ 16 Å Mn на поверхности образца формируется субмонослойная пленка сегрегированного кремния.

Эксперименты по исследованию термической стабильности сверхтонких пленок марганца на кремнии показали, что активная взаимная диффузия компонентов данной системы начинается при температуре 150 °С. При этом, на первой стадии процесса в приповерхностной области образца формируется богатый металлом силицид  $Mn_3Si$ . Дальнейшее повышение температуры отжига до 300 °С приводит к исчезновению пленки чистого Mn и образованию тонкого слоя моносилицида марганца. Наконец, при температуре отжига 600 °С происходит трансформация  $Mn_3Si$  в силицид марганца, характеризуемый стехиометрией  $MnSi_{1.7}$ . Показано также, что пленки силицидов марганца образующихся при температурах выше 300 °С, не являются сплошными.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект №13-02-00398) и Российско-германской лаборатории в HZB BESSY.

## **Модификация аморфного углерода магнитными наночастицами: корреляция между наноструктурой углеродной матрицы и электромагнитными свойствами**

*Чежулаев М. С.<sup>1</sup>, Ястребов С. Г.<sup>2</sup>, Иванов-Омский В. И.<sup>2</sup>, Звонарева Т. К.<sup>2</sup>, Сиклицкая А. В.<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>ИТМО

<sup>2</sup>ФТИ

*Эл. почта: mchs89@gmail.com*

Нанокompозитные материалы являются многообещающими для создания на их основе устройств с высокой плотностью записи информации и экранов электромагнитного излучения. Для внедрения металлических нанокластеров в углеродную матрицу используются различные методы, описанные в литературе. Метод встраивания металлических нанокластеров в матрицу аморфного углерода [4, 5] является достаточно недорогим и простым, он так же совместим с тонкопленочными технологиями, используемыми в микроэлектронике. Инкапсулированные кластеры являются причиной появления квантово-физических эффектов [6]. В данной статье мы представляем анализ изменений Рамановского спектра пленок гидрогенизированного аморфного углерода, содержащего нанокластеры кобальта, потери электромагнитного излучения в них и функцию распределения графеновых плоскостей, составляющих скелет аморфного углерода. Для этого применяется модель конфайнмента фононов границами плоскостей в графене, для двух типов фононов формирующих D и G пики в Рамановском спектре, как функции содержания кобальта.

### **Список литературы**

1. T. Hayashi, S. Hirono, M. Tomito and S. Umemura, *Nature* (1996), 381, 772;
2. A. Alexeev, E. Shtager and S. Kozyrev, *Physical Foundation of Stealth Technology*, (VVM Ltd Publishing, Saint-Petersburg, 2007);
3. F. Banhart, E. Hernandez and M. Terrones, *Phys. Rev. Lett.* (2003), 90, 185502;
4. V.I. Ivanov-Omskii; I. N. Krivorotov and S. G. Yastrebov. *Tech. Phys.* (1995), 40, 930-937;
5. V.I. Ivanov-Omskii, A. V. Kolobov A. B. Lodygin and S. G. Yastrebov *Semiconductors* (2004), 38, 1416;

6. L. V. Lutsev, S. V. Yakovlev, T. K. Zvonareva, A. G. Alexeyev, A. P. Starostin and S. V. Kozyrev JAP (2005) 97, 104327;
7. E. T. K. Zvonareva, E. I. Ivanova, I. I. Novak, V. I. Ivanov-Omskii Physics of the Solid State September 2003, Volume 45, Issue 9, pp 1658-1668;
8. A. C. Ferrari, J. Robertson, PRB (2000), 61 (20), 14095, 14107;

## **Определение структуры углеродных нанотрубок рентгенографическими методами**

*Логинов Д. В.<sup>1</sup>, Алешина Л. А.<sup>1</sup>, Макарова А. Н.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>ПетрГУ

*Эл. почта: logindm@mail.ru*

В данной работе исследовались особенности структуры образца углеродных нанотрубок, полученного электродуговым методом, на основе анализа кривых распределения интенсивности рассеяния и компьютерного моделирования атомной структуры.

Рентгенографирование образцов проводилось на автоматизированном дифрактометре ДРОН-6 в Мо Ка-излучении в геометрии на просвет, в интервале углов от 2 до 145°. Зависимости интенсивности от угла рассеяния  $I(2\theta)$  были перестроены в масштаб  $I(s)$ , где  $s$  — длина дифракционного вектора, исправлены на поглощение поляризацию, переведены в электронные единицы (эл. ед.) и исправлены на комптоновское рассеяние. Из кривых  $I(s)$  были рассчитаны кривые распределения  $s$ -взвешенной интерференционной функции  $H(s)$  и парных функций  $D(r)$ .

Анализ кривой распределения интенсивности рассеяния  $I(s)$  показал, что в области  $s = 1.8 \text{ \AA}^{-1}$  присутствует узкий максимум, который характеризует рассеяние пакетом графеновых сеток и имеет на рентгенограмме графита индексы интерференции (002). Наличие данного максимума может быть следствием многослойности углеродных нанотрубок или наличием в образце примеси графита.

На кривой  $D(r)$  в области  $1.9 \text{ \AA}^{-1}$  и  $3.3 \text{ \AA}^{-1}$  наблюдаются перегибы, что не характерно для  $D(r)$  природных углеродных материалов, в том числе и гексагонального графита. Из  $D(r)$  были рассчитаны значения

радиусов координационных сфер и координационные числа. Установлено, что значения радиусов координационных сфер соответствуют значениям для гексагонального графита. Значение первого координационного числа на 0.7 меньше соответствующего значения для гексагонального графита, а на второй и третьей координационной сфере наблюдается перераспределение атомов по сферам. Значение четвертого координационного числа в два раза выше соответствующего значения для графита.

Для исследуемого образца было выполнено построение атомных конфигураций атомов методом компьютерного моделирования. Наилучшего совпадения теоретической и экспериментальной  $H(s)$  удалось достичь в случае кластера, состоящего из двух параллельных углеродных нанотрубок радиусом  $\sim 15 \text{ \AA}$  и длиной  $50 \text{ \AA}$ , а также 5 графеновых слоев размером  $(18 \times 18)$  трансляций элементарной ячейки гексагонального графита по осям  $x$  и  $y$  соответственно.

Таким образом, из анализа характеристик ближнего порядка следует, что расположение атомов по координационным сферам исследуемого образца отличается от такового для гексагонального графита. Область ближнего упорядочения наряду с двумя параллельными углеродными нанотрубками включает в себя пакет сеток гексагонального графита.

## **Исследование проводимости одиночных плёнок оксидированного графена, восстановленного в потоке молекулярного водорода**

*Северюк В. А.<sup>1</sup>, Брунков П. Н.<sup>1</sup>, Дидейкин А. Т.<sup>1</sup>, Конников С. Г.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>ФТИ

*Эл. почта: banansa@mail.ru*

На данный момент получение тонкопленочных проводников из плёнок оксидированного графена (GO) [1] путём его восстановления является одним из перспективных направлений, в связи со своей экономичностью. Кроме того, этот метод позволяет создавать поверхности, равномерно покрытые листами графена с латеральным размером порядка 20–30 мкм, что значительно уменьшает поверхностное сопро-



тивление образцов [2]. Также данные плёнки представляют интерес при создании различных электронных приборов, благодаря возможности варьирования ширины запрещённой зоны GO при изменении степени его оксидации.

В работе представлены результаты исследований локальных электрических свойств однослойных плёнок оксидированного графена и восстановленного оксидированного графена (rGO) на поверхности кремния методами атомно-силовой микроскопии (АСМ). В исследованиях был использован полуконтактный метод АСМ, для получения топографии образцов и подбора поверхностей для проведения локальных электрических исследований, для которых использовался контактный метод с привлечением АСМ зондов с тремя различными проводящими покрытиями: кобальт, алмаз и платина. В качестве второго контакта использовалась проводящая паста на основе серебра, а так же дополнительные зонды, изготовленные из никелевой и платиновой проволоки. В первом случае размер второго контакта был порядка нескольких миллиметров, во втором случае удалось достичь размеров порядка 100 микрон. Были проведены измерения вольт-амперных характеристик плёнок полностью оксидированного графена, а так же графена, восстановленного в потоке молекулярного водорода при температуре 750 и 800 °С.

Были получены данные об уменьшении сопротивления плёнки GO и изменениях вида ВАХ при увеличении температуры отжига. Этот результат согласуется с данными фотоэлектронной спектроскопии и теоретическими предсказаниями, из которых следует, что в процессе отжига GO происходит улетучивание кислородных групп, а, следовательно, уменьшается запрещённая зона и увеличивается количество носителей заряда в плёнке [3]. Кроме того, результаты, полученные в данной работе, показывают, что частично восстановленный GO является двумерным полупроводниковым материалом.

Для однослойной плёнки rGO было получено значение поверхностного сопротивления  $1.6 \pm 0.6$  МОм. Это сопротивление меньше, чем полученное в аналогичных работах по измерению сопротивления с помощью двух металлических контактов [4], что указывает на низкую концентрацию дефектов в пленке. Были изучены контакты на основе платины, никеля, алмаза и кобальта. Из предложенных материалов кон-

тактов платина показала наименьшее контактное сопротивление и хорошую стабильность.

Низкое сопротивление изучаемых образцов связано с низкой дефектностью листов rGO, их значительным средним размером (более 20 мкм) и с равномерным покрытием поверхности данными листами, с незначительным перекрытием краёв, что уменьшает сопротивление, связанное с протеканием тока через границу между листами. Этого удалось достичь благодаря щадящему режиму интеркалирования и растворения графита, а так же благодаря отработки технологии Ленгмюра — Блоджетт.

### **Список литературы**

1. Kian Ping Loh, Qiaoliang Bao, Goki Eda, Manish Chhowalla, Graphene oxide as a chemically tunable platform for optical applications, *Nature Chemistry*, № 2, P. 1015-1024, 2010;
2. Wang S., Kailian Ang P., Wang Z. et al, High mobility, printable, and solution-processed graphene electronics, *Nano Lett.*, № 10, P. 92–98, 2010;
3. Микушкин В. М., Шнитов В. В., Никонов С. Ю. и др., Управление шириной запрещенной зоны оксида графита дозированным восстановлением в водороде, *Письма в ЖТФ*, том 37, № 20, С. 1-8, 2011;
4. Li X., Zhang G., Bai X. et al. Highly conducting graphene sheets and Langmuir–Blodgett films, *Nature Nanotechnology*, № 3, P. 538-542, 2008.

## **Анализ структуры зерен микрокристаллического кремния в матрице смектического типа на основе методики малоуглового рассеяния рентгеновских лучей**

*Шарков М. Д.<sup>1</sup>, Бойко М. Е.<sup>1</sup>, Бойко А. М.<sup>1</sup>, Белякова Н. С.<sup>1</sup>, Конников С. Г.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>ФТИ

*Эл. почта: mischar@mail.ioffe.ru*

В производстве солнечных элементов применяется особая, специально создаваемая кремниевая структура. Она представляет собой аморфный, микро- или нано-кристаллический кремний, формирующий зерна вытянутой формы, которые образуют кластерную матрицу

сметического типа. Электрофизические свойства солнечных элементов, основанных на данном материале, зависят от пространственных размеров кремниевых зерен и параметров доменной матрицы. На поверхности микрокристаллического кремния ( $\mu\text{-Si}$ ) присутствует ультра-мелкозернистый порошок аморфного кремния ( $\text{a-Si}$ ) [1], что также может влиять на электрические свойства солнечного элемента.

Одним из наиболее эффективных способов исследования доменной структуры микро- и нано-кристаллических образцов является методика малоуглового рассеяния рентгеновских лучей (МУРР). Ранее [1] было показано, что зерна  $\text{a-Si}$  в поверхностном слое  $\mu\text{-Si}$  образуют нерегулярную сеть, а по внутренней структуре зерна  $\text{Si}$  аналогичны цепочкам из кластеров или отдельных атомов.

В данной работе представлены результаты исследования трех образцов  $\mu\text{-Si}$  (обозначаемых здесь и далее как А, В и АР), выращенных в ФТИ им. А.Ф. Иоффе (СПб, РФ), причем у образца АР была спилена подложка. Измерения данных МУРР проводились на установке МАРС-2 в ФТИ им. А.Ф. Иоффе. Эксперименты осуществлялись в режиме отражения для образцов А и В и в просвечивающем режиме для образца АР. Регистрация всех спектров МУРР проводилась с применением  $\text{Cu K}_{\alpha 1}$  рентгеновского излучения (длина волны  $1.54 \text{ \AA}$ ).

Как известно, кривые МУРР обычно дают информацию о частицах и порах в изучаемом образце [2]: их размер (выводится из модели Гинье) и форму (из модели Порода). Также в спектрах МУРР может присутствовать вклад от слоев и/или сверхрешеток — пики интенсивности, положение которых отражает толщины слоев (межплоскостные расстояния в сверхрешетках) согласно закону Брэгга-Вульфа. В случае, когда данные МУРР были получены в режиме отражения, при их анализе следует учитывать эффект полного внешнего отражения (ПВО): при малых углах падения рентгеновские лучи почти полностью отражаются от поверхности образца. Вследствие этого для данных МУРР, полученных при углах падения меньше угла ПВО (величина которого зависит от вещества образца), нельзя провести анализ размеров частиц на основе модели Гинье. Если же при этом кривая МУРР содержит набор брэгговских пиков, то модель Порода, позволяющая оценивать форму частиц, также становится неприменима.

Кривая МУРР, полученная от образца А, содержит более 20 брэгговских пиков, расположенных на почти одинаковых расстояниях друг от друга по шкале волновых векторов. Это говорит о том, что данный набор пиков, скорее всего, отвечает одному конкретному значению межплоскостного расстояния (или толщины слоя). В данном случае оно оказалось равным  $226 \pm 3$  нм. В свою очередь, спектр МУРР, отвечающий образцу В, тоже содержит набор брэгговских пиков, положения которых отличаются друг от друга на почти одинаковые значения. Величина межплоскостного расстояния для этого набора пиков оказалась примерно равной 23 нм. При этом процедуры роста пленок были ориентированы на получение толщин 200 и 20 нм для образцов А и В соответственно. Таким образом, полученные результаты МУРР-исследований способствуют контролю технологического процесса производства пленки  $\mu\text{-Si}$ .

Анализ кривой МУРР, полученной в режиме прохождения от образца АР со спиленной подложкой, привел к следующим результатам. На каждом из двух фрагментов кривой МУРР, отвечающих диапазонам углов рассеяния  $2\Theta$  от 0 до  $3^\circ$  и от 0 до  $-3^\circ$  соответственно, присутствует по два брэгговских пика. Скорее всего, эти пики соответствуют второму и третьему порядкам отражения для межплоскостного расстояния около 98 нм. Эта величина может быть связана с расстояниями между соседними зернами смектической матрицы и с толщиной зерен.

Таким образом, с помощью методики МУРР были изучены три образца  $\mu\text{-Si}$  и определены размеры зерен внутри смектических матриц.

### **Список литературы**

1. Bobyl A. V., Boiko M. E., Boiko A. M., Sharkov M. D., Terukov E. I., "Small-Angle X-Ray Scattering (SAXS) as an Instrument to Study the Domain Structure of  $\alpha\text{-Si}$  /  $\text{nc-Si}$ ", in Abstracts of the Photovoltaic Technical Conference (PVTС 2012), Aix-en-Provence, France, 2012;
2. Glatter O., Kratky O. (eds.), Small-Angle X-Ray Scattering, Academic Press, London, 516 p., 1982.

## **Исследование гидрозолей дезагломерированных частиц детонационных наноалмазов методом атомно-силовой микроскопии**

*Дергачев А. И.<sup>1</sup>, Брунков П. Н.<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>СПБАУ НОЦ НТ РАН

<sup>2</sup>ФТИ им. А.Ф.Иоффе

*Эл. почта: alexdergachev@mail.ru*

Детонационные наноалмазы (ДНА) являются одним из видов искусственных алмазов. Технология их получения основана на сборе и очистке алмазного порошка, образующегося в результате детонации взрывчатых веществ, содержащих углерод, (тротила, гексогена) в сдерживающих капсулах [1]. Благодаря таким свойствам, как высокая адсорбционная способность и биологическая инертность, частицы полученного порошка могут использоваться в качестве адсорбента для связывания и нейтрализации нежелательных и токсичных соединений, для выделения и очистки белков, в качестве носителей лекарственных препаратов, а также основы для создания биочипов и биомаркеров. При этом медицина и биология являются далеко не единственными потенциальными областями применения детонационных наноалмазов [2].

Характерный размер первичной частицы ДНА составляет 4–6 нм [3], однако из-за сильной тенденции к агрегации образовавшиеся после взрыва наночастицы часто сразу же объединяются в более крупные кластеры, что является существенным препятствием на пути их дальнейшего использования. В настоящее время в России и за рубежом ведутся интенсивные поиски эффективных способов дезагрегации детонационных наноалмазов и предотвращения их агрегации в коллоидном растворе (гидрозоле) [4, 5]. В таких исследованиях крайне важным является правильное определение распределения наночастиц в гидрозоле по размерам. Однако, при изучении объектов столь малых размеров (менее 10 нм) методом динамического рассеяния света (ДРС), который является основным методом контроля размеров частиц в коллоидных растворах, велика вероятность получения ошибочных экспериментальных данных. Поэтому для исследования таких объектов было предложено использовать атомно-силовую микроскопию (АСМ). Для проведения АСМ измерений необходимо перенести индивидуаль-

ные частицы детонационных наноалмазов из гидрозоля на твердую подложку, не допустив при этом их повторной агломерации.

В данной работе представлены результаты исследования образцов гидрозолей дезагломерированных частиц ДНА, перенесенных на поверхность слюды. Была отработана процедура, позволяющая ограничить агломерацию наноалмазов при переносе их на слюду и фиксации с помощью поли-L-лизина. Измерения топографии образцов проводились в полуконтактном режиме АСМ. Обработка полученных изображений больших массивов наночастиц производилась с помощью оригинальной компьютерной программы [6]. Было установлено, что статистическое распределение частиц по размерам имеет максимум в районе 3–6 нм, что подтверждает наличие большого количества дезагломерированных частиц ДНА в исходном гидрозоле.

### **Список литературы**

1. Долматов В. Ю. Ультрадисперсные алмазы детонационного синтеза: свойства и применение. Успехи химии, № 70 (7), 687-703, 2001;
2. Baidakova M., Vul' A. New prospects and frontiers of nanodiamond clusters. J. Phys. D: Appl. Phys, № 40, P. 6300–6311, 2007;
3. Aleksenskiy A. E., Baidakova M. V., Vul' A. Ya., Siklitskiy V. I. The structure of diamond nanoclusters. Phys Solid State. 41(4), 668–671, 1999;
4. Aleksenskiy A. E., Eydelman E. D., Vul' A. Ya.. Deagglomeration of Detonation Nanodiamonds. Nanoscience and Nanotechnology Letters, 3, 68-74, 2011;
5. Kaur R., Chitanda J. M., Michel D., Maley J., Borondics F., Yang P., Verrall R. E., Badea I. Lysine-functionalized nanodiamonds: synthesis, physiochemical characterization, and nucleic acid binding studies. International Journal of Nanomedicine, 7, 3851-3866, 2012;
6. Севрюк В. А., Брунков П. Н., Шальнев И. В., Гуткин А. А., Климко Г. В., Гронин С. В., Сорокин С. В., Конников С. Г. Статистический анализ топографических АСМ-изображений самоорганизованных квантовых точек. ФТП, 47(7), 921-926, 2013.

## Исследование свойств коллоидных квантовых точек CdSe, синтезированных в водных и органических средах

Михайлов И. И.<sup>1</sup>, Романовский Д. С.<sup>1</sup>, Панченко А. Е.<sup>1</sup>, Тарасов С. А.<sup>1</sup>,  
Матюшкин Л. Б.<sup>1</sup>, Мазинг Д. С.<sup>1</sup>, Александрова О. А.<sup>1</sup>, Мошников В. А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>СПбГЭТУ «ЛЭТИ»

Эл. почта: [iimihalov@gmail.com](mailto:iimihalov@gmail.com)

Коллоидные квантовые точки (ККТ) представляют собой неорганические полупроводниковые наночастицы размером от 1 до 50 нм, синтезированные в жидкой среде. Ввиду малых размеров частиц в них возникают квантово-размерные эффекты, при этом положение энергетических уровней становится зависимым от геометрических размеров ККТ. Благодаря этому ККТ очень перспективны для создания приборов опто- и наноэлектроники с улучшенными характеристиками, в частности, для перестраиваемых лазеров и солнечных элементов.

В работе исследованы люминесцентные свойства ККТ, синтезированных при различных технологических условиях, изучено влияние на них параметров синтеза, оценены размеры частиц и определен квантовый выход люминесценции. Основное внимание в работе уделено измерению и анализу спектров фотолюминесценции и спектров поглощения ККТ.

Было создано и исследовано несколько серий образцов ККТ на основе халькогенида кадмия, синтезированных в водных и органических средах. Получены фотолюминесцентные сигналы значительной интенсивности в ожидаемом спектральном диапазоне (450 — 750 нм), существенно отличающемся от диапазона излучения объемного CdSe. Во всех сериях наблюдалось постепенное увеличение размеров ККТ с течением времени, о чем свидетельствовал сдвиг первого экситонного пика фотолюминесценции в длинноволновую область. Показано, что рост размеров квантовых точек ускорялся при повышении температуры, вероятно из-за ускорения диффузных процессов в реакционной среде. Изучены временные и температурные зависимости скорости роста ККТ. Установлено, что интенсивность фотолюминесценции уменьшается с течением времени синтеза. Этот эффект может быть обусловлен следующими процессами. Синтез ККТ происходил за счет поглощения частицами свободных мономеров кадмия и селена. При

уменьшении концентрации мономеров включался механизм роста частиц, называемый «созреванием Оствальда». Суть механизма заключается в постепенном растворении частиц малого размера и поглощении образовавшегося материала частицами большего размера. В результате количество ККТ уменьшается и, как следствие, уменьшается интенсивность фотолюминесценции.

Размер ККТ определялся исходя из эмпирической зависимости размера ККТ от положения первого экситонного пика и находился в пределах от 1 до 10 нм. На основании полуширины спектральной характеристики была оценена дисперсия размеров наночастиц и исследованы влияющие на нее факторы. Для образцов, синтезированных в водной среде, параметр полуширины спектра варьировался от 100 до 200 нм. Также было оценено значение квантового выхода люминесценции. Максимальное значение квантового выхода составило 4,7 %.

Особый интерес представляли образцы, синтезированные в органической среде при повышенных температурах (200°C). В отличие от ККТ, синтезированных в водной среде, у таких образцов полуширина спектра фотолюминесценции была значительно меньше (~ 50 нм), что свидетельствует о малой дисперсии среднего размера частиц. Кроме того, в длинноволновой области спектров люминесценции наблюдалось «плато», обусловленное, вероятно, наличием поверхностных состояний или неустойчивых зародышей. Интенсивность плато с течением времени уменьшается, что обусловлено растворением зародышей и пассивацией поверхностных состояний. Показано, что образцы, синтезированные в органической среде, обладают более высоким значением квантового выхода. Это явление обусловлено, вероятно, более совершенной кристаллической структурой таких ККТ.

Также были исследованы спектры фотолюминесценции двухслойных ККТ, представляющих собой ядра CdSe, покрытые широкозонной оболочкой из CdS. Показано, что интенсивность люминесценции таких ККТ было выше, чем у предыдущих образцов, что может говорить о пассивации поверхностных состояний частиц. Значение квантового выхода двухслойных ККТ также почти в два раза превышало величины, достигнутые для безоболочечных частиц.



### Список литературы

1. Михайлов И. И., Тарасов С. А., Преснякова А. Н., Исследование эволюции спектров фотолюминесценции как метод анализа процессов роста коллоидных квантовых точек, Изв. СПбГЭТУ «ЛЭТИ», Вып. 5, С.22, 2013 г.

## Структура наноалмазов, полученных методом лазерного ударно-волнового синтеза

*Шестаков М. С.<sup>1</sup>, Байдакова М. В.<sup>1</sup>, Кукушкина Ю. А.<sup>1</sup>, Ситникова А. А.<sup>1</sup>, Яговкина М. А.<sup>1</sup>, Кириленко Д. А.<sup>1</sup>, Соколов В. В.<sup>1</sup>, Швидченко А. В.<sup>1</sup>, Вуль А. Я.<sup>1</sup>, Zousman B.<sup>2</sup>, Levinson O.<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>ФТИ

<sup>2</sup>Ray Techniques Ltd, Jerusalem, Israel

*Эл. почта: mikhail.shestakov@gmail.com*

Наноалмазы являются перспективным материалом потенциально применимым во многих высокотехнологичных областях. Однако, применяемые в промышленности детонационные методы синтеза имеют ряд недостатков ограничивающих применение наноалмазов [1]. Предложен иной метод ударно-волнового синтеза основанный на импульсной лазерной абляции углеродной мишени в жидкости. Образование наноалмазов является результатом обработки мишени гидравлическими ударными импульсами, возникающими при сканировании жидкости над поверхностью мишени импульсным лазером (светогидравлический эффект) [2]. Такой продукт считается свободным от примесей, а варьируя параметры синтеза, принципиально, возможно управлять размером и функциональным составом поверхности наноалмазных частиц.

В работе проведено исследование структуры образцов наноалмазов, полученных методом импульсной лазерной абляции, отличавшихся составом мишени и скажностью импульса (ЛНА) в сравнении с коммерчески доступным детонационным наноалмазом (ДНА).

Структура и размер наноалмазных частиц исследовалась методом рентгеновской дифракции (XRD), а так же по микрофотографиям образцов, полученных методом просвечивающей электронной микроско-

пии ТЕМ. Элементный состав определялся по данным SEM, химический состав поверхности — методом ИК спектроскопии поглощения, а размер частиц в водных суспензиях — методом динамического рассеяния света. Пикнометрическая плотность сухих порошков определялась методом газовой пикнометрии, а удельная поверхность по данным низкотемпературной адсорбции азота и аргона по методу Брунауэра Эммета Теллера (БЭТ); эти величины использовались для расчета объемно-поверхностного размера частицы в сухом порошке.

По данным XRD, нанокристаллы ЛНА (значение параметра решетки такое же как у ДНА), имеют отличное от нормального распределение по размеру(ОКР), среднее значение варьируется около 5 нм, а данные ТЕМ показывают присутствие крупных частиц размером до 20нм. Спектры ИК поглощения имеют схожую со спектрами ДНА структуру, с преобладанием колебаний кислородсодержащих групп. ЛНА свободны от посторонних примесей и состоят из углерода (более 95 %) и содержат заметное количество кислорода (2 % —4 %). Средний размер агрегатов ЛНА и ДНА в водных суспензиях около 100 нм (60 нм для одного из образцов ЛНА). Удельная поверхность порошков ЛНА и ДНА одинакова, а объемно-поверхностный размер частицы больше ОКР, вследствие адсорбции атмосферной влаги.

ЛНА и ДНА обладают схожей структурой и размерами и, как следствие, при диспергировании в воде образуют агрегаты схожей структуры и свойств. Особенная структура агрегатов одного из образцов ЛНА, вероятно, сформировалась вследствие уменьшенного вдвое расстояния между гидроударами по поверхности мишени. ЛНА не содержит примесей металлов, характерных для ДНА. Наночастицы ЛНА имеют полидисперсное распределение по размеру, претерпевающее заметные изменения при варьировании параметров синтеза.

Работа выполнена с использованием оборудования регионального ЦКП «Материаловедение и диагностика в передовых технологиях» при финансовой поддержке РФФИ (Грант номер: мол\_а 12-03-31231), Министерства образования и науки РФ.

### **Список литературы**

1. Байдакова, М. В., Ю. А. Кукушкина, А. А. Ситникова, М. А. Яговкина, Д. А. Кириленко, В. В. Соколов, М. С. Шестаков, А. Я. Вуль, В. Zousman, and O. Levinson. ФТТ, 8, 1633-1639, 2013;

## **Комплексное изучение полимерных композитов с углеродными наполнителями**

*Фроня М. А.<sup>1</sup>, Алексеева С. И.<sup>1</sup>, Викторова И. В.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>ИМАШ [Институт машиноведения им. А.А. Благонравова РАН]

*Эл. почта: mikhail@fronya.com*

Благодаря особым свойствам наночастиц и конгломератам конструкционные и функциональные характеристики объемных композитов на их основе значительно отличаются от свойств крупнозернистых аналогов, чем и обусловлен значительный интерес к ним [1, 2]. Одним из многих вариантов для выбора матрицы нанокompозита является полимер. С одной стороны, полимеры и полимерные материалы имеют дешевое массовое производство, с другой стороны, чистые полимеры и композиты на основе полимерных матриц обладают ярко выраженными вязкими характеристиками, и находят применение при изготовлении деталей и конструкций, которые подвергаются длительным внешним воздействиям, вызывающим в материале значительные деформации и их развитие во времени (ползучесть). Одним из активно исследуемых видов наполнителя являются различные модификации углерода: углеродные нанотрубки, алмазы, сажа, графит и т.д. Исследование вязкоупругих, прочностных и других механических характеристик нанокompозитных материалов, в сочетании с изучением структуры нанокompозитов и выявление влияния структуры на их механическое поведение, разработка методов прогнозирования их поведения во времени является в настоящее время актуальной и важной задачей.

Представленная работа посвящена экспериментальным исследованиям механических свойств и структуры нанокompозитных материалов на основе полимера полиамида (ПА) с наполнителями в виде углеродных нанотрубок (УНТ) и ультрадисперсных алмазов (УДА). Образцы материалов подвергались квазистатическим испытаниям, испытаниям на кратковременную ползучесть, микро- и наноиндентированию.

При квазистатических испытаниях из диаграмм деформирования, в зависимости от скорости деформации оценивалась величина модуля упругости, деформационные и прочностные характеристики материала. Эксперименты на ползучесть проводились при фиксированном уровне нагрузки. При выборе уровней нагрузки учитывалось увеличение деформации в течение длительного пребывания под нагрузкой. В качестве уровней нагрузок принимались уровни до 50 % от нагрузки, соответствующей началу образования шейки ( $\sigma_{пр}$ ) на деформируемом образце. Сравнение полученных экспериментальных данных по ползучести всех трех исследуемых материалов при трех разных уровнях нагрузки ( $\sigma = 30, 40$  и  $50$  % от  $\sigma_{пр}$ ) позволило установить влияние типа наполнителя на величину деформации ползучести  $\epsilon_{160}$  композитов. Снижение до 3,5 и 8,7 % величины деформации  $\epsilon_{160}$  для ПА+УДА и ПА+УНТ по сравнению с чистым полиамидом наблюдается при наибольшей нагрузке:  $\sigma = 0,5\sigma_{пр}$ . Для стартового уровня нагрузки  $\sigma = 0,3\sigma_{пр}$  такое снижение предельной деформации ползучести  $\epsilon_{160}$  отмечено только для ПА+УНТ.

Добавление УДА, в качестве наполнителя полиамидной матрицы, приводит к образованию точечных дефектов, характеризующихся хаотическим распределением в структуре композита и размерами от  $0,1 \div 0,5$  мкм для одиночного УДА и нескольких микрометров в случае конгломерации УДА. Изучение структуры нанокompозитов с УНТ показало, что образуемые дефекты имеют длину до 2 мкм при диаметре  $30 \div 80$  нм, имеют большую контактную площадь, чем УДА, тенденции к конгломерации выявлено не было. Влияние добавок на механические свойства нанокompозита связывается с различной формой и, как следствие, площадью внешней поверхности частиц модификатора, в которой происходит соприкосновение с веществом матрицы. И чем больше площадь такого контакта, тем сильнее изменение свойств материала.

При сопоставлении полученных данных по твердости и данных по ползучести складывается следующая картина: при добавлении УНТ в полимерную матрицу увеличивается сопротивление ползучести (по сравнению с чистым полимером) и увеличивается твердость материала, в то время как при добавлении УДА в полимерную матрицу сопротивление ползучести практически не меняется (по сравнению с чистым полимером), а твердость уменьшается или меняется незначительно.

Таким образом, нанокompозиты на основе ПА с добавлением УНТ являются перспективными материалами для тех сфер деятельности, где важными характеристиками являются высокая твердость и сопротивление ползучести материала.

### **Список литературы**

1. Суздаев И. П. Нанотехнология. Физико-химия нанокластеров, наноструктур и наноматериалов. М.: Ком Книга. 2006.
2. Полимерные нанокompозиты. Под ред. Ю-Винг Май, Жонг-Жен Ю. Москва: Техносфера, 2011.

## **Многофункциональные нанокompозитные частицы $\text{SiO}_2/\text{Gd}_2\text{O}_3:\text{Eu}^{3+}$ для систем комплексной диагностики и адресного лечения рака**

*Еуров Д. А.<sup>1</sup>, Курдюков Д. А.<sup>1</sup>, Медведев А. В.<sup>1</sup>, Кириленко Д. А.<sup>1</sup>, Нашекин А. В.<sup>1</sup>, Голубев В. Г.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>ФТИ

*Эл. почта: eurov@gvg.ioffe.ru*

В настоящее время одним из перспективных методов лечения опухолевых заболеваний является нейтрон-захватная терапия (НЗТ) рака [1]. В клетках опухоли предварительно накапливается препарат, содержащий бор, затем опухоль облучают потоком тепловых нейтронов. В результате происходит ядерная реакция с выделением альфа-частиц с энергией 1.47 МэВ в клетках опухоли, что приводит к их уничтожению. К недостаткам метода следует отнести трудности, связанные с доставкой необходимого количества бора в опухоль и выведением из организма непрореагировавшего бора. Перспективными материалами для НЗТ считаются соединения гадолиния, поскольку Gd в сравнении с B имеет в 100 раз большее сечение захвата нейтронов. В частности, для НЗТ применим нетоксичный оксид гадолиния  $\text{Gd}_2\text{O}_3$ , который имеет высокую плотность и большое удельное содержание атомов Gd.

Проблему доставки бора или гадолиния в опухоль можно решить, используя носители — монодисперсные сферические мезопористые частицы кремнезема (МСМЧК), на основе которых разрабатываются

системы пассивной и активной доставки химиотерапевтических препаратов в раковые опухоли [2]. Инкапсуляция  $Gd_2O_3$  в МСМЧК позволит осуществить адресную доставку оксида в опухоль и последующее выведение из организма. Легирование  $Gd_2O_3$  ионами  $Eu^{3+}$  сделает его ярким люминофором и позволит осуществлять мониторинг адресной доставки. Кроме того, Gd применяется в диагностике опухолей методом магнитно-резонансной томографии (МРТ), поскольку является контрастным материалом. В результате получаемые многофункциональные нанокompозитные частицы  $SiO_2/Gd_2O_3:Eu^{3+}$  имеют перспективу стать основным элементом систем комплексной диагностики опухолей (люминесцентный биомаркер, контрастный материал для МРТ) и препаратов для НЗТ.

В настоящей работе развита технология получения многофункциональных нанокompозитных частиц на основе МСМЧК с введенным в мезопоры  $Gd_2O_3:Eu^{3+}$ . МСМЧК синтезированы гидролизом тетраэтоксисилана в спирто-водно-аммиачной среде, содержащей цилиндрические мицеллы поверхностно-активного структурообразующего агента (цетилтриметиламмоний бромида) [3]. Диаметр МСМЧК, удельная поверхность, объем и диаметр пор составили  $150 \pm 10$  нм,  $500 \text{ м}^2 \text{ г}^{-1}$ ,  $0.45 \text{ см}^3 \text{ г}^{-1}$  и 3.1 нм, соответственно. Разработана методика заполнения МСМЧК оксидами гадолиния и европия. Введение  $Gd_2O_3:Eu^{3+}$  (содержание  $Eu^{3+}$  5 мол. %) в поры МСМЧК осуществлялось капиллярной пропиткой частиц растворами солей Gd(III) и Eu(III) с последующим отжигом ( $T = 600 \text{ }^\circ\text{C}$ ).

Методами просвечивающей электронной микроскопии и динамического светорассеяния показано, что после введения  $Gd_2O_3:Eu^{3+}$  в поры частицы легко диспергируются в воде, оставаясь в виде отдельных частиц, а также сохраняют сферическую форму и низкое среднеквадратичное отклонение размеров ( $< 10 \%$ ). Методом рентгеновского энергодисперсионного анализа показано, что Gd и Eu равномерно распределены внутри мезопор. Оптимизация параметров заполнения позволила контролируемо варьировать степень заполнения от 0 до 40 об. % от объема пор и избежать образования вещества на внешней поверхности частиц. В спектрах фотolumинесценции частиц наблюдается группа линий, соответствующих внутрицентровым переходам в  $Eu^{3+}$ , с ярко выраженным максимумом на длине волны 612 нм.

### **Список литературы**

1. Hopewell J. W., Morris G. M., Schwint A., Coderre J. A., The radiobiological principles of boron neutron capture therapy: a critical review, *Appl. Radiat. Isot.*, 69, 1756-9, 2011;
2. Tang F., Li L., Chen D., Mesoporous silica nanoparticles: synthesis, biocompatibility and drug delivery, *Adv. Mater.*, 24, 1504-34, 2012;
3. Trofimova E. Yu., Kurdyukov D. A., Yakovlev S. A., Kirilenko D. A., Kukushkina Y. A., Nashchekin A. V., Sitnikova A. A., Yagovkina M. A., Golubev V. G., Monodisperse spherical mesoporous silica particles: fast synthesis procedure and fabrication of photonic-crystal films, *Nanotechnology* 24, 155601, 2013.

## **Получение коллоидных квантовых точек селенида кадмия в водной среде**

*Мазинг Д. С.<sup>1</sup>, Матюшкин Л. Б.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>СПбГЭТУ «ЛЭТИ»

*Эл. почта: dmazing@yandex.ru*

В последнее время коллоидным квантовым точкам уделяется повышенное внимание в связи с перспективой их использования в светоизлучающих устройствах, в качестве активных сред лазеров, а также для создания биологических маркеров. Селенид кадмия в этом отношении является востребованным материалом, так как позволяет получать нанокристаллы, люминесцирующие практически во всем видимом диапазоне. С момента появления метода горячей инъекции, спровоцировавшего бурный рост числа работ в области коллоидного синтеза полупроводниковых кристаллов в целом, было развито большое количество его адаптаций, позволяющих обойтись без дорогостоящих и нестабильных на воздухе компонентов. Одним из современных направлений развития технологии получения коллоидных квантовых точек является синтез в полярных средах, например в водной среде, с использованием водорастворимых солей кадмия и селена в качестве источников ионов. Интерес к подобным методикам обусловлен, прежде всего, перспективами применения коллоидных квантовых точек

в качестве флуоресцирующих материалов для биомедицинского детектирования.

В качестве стабилизатора в ходе синтеза коллоидных квантовых точек в данной работе использовалась тиогликолевая кислота. Препаратами кадмия и селена являлись хлорид кадмия и гидроселенид натрия, соответственно. Исследования проводились методами спектроскопии поглощения и фотолюминесценции. При изменении технологических параметров рассматриваемая методика позволила получить квантовые точки селенида кадмия размером менее 2,5 нм, люминесцирующие в диапазоне от 580 до 680 нм. Спектры испускания характеризуются широкими пиками и большим стоксовым сдвигом, что свидетельствует о механизме фотолюминесценции за счет ловушечных состояний. Синтез при большем мольном соотношении кадмия к селену способствует образованию более маленьких нанокристаллов и как следствие смещению пика испускания в сторону меньших длин волн. Анализ влияния технологических параметров показал, что повышение температуры смещения прекурсорных растворов приводит к получению относительно более крупных частиц на стадии нуклеации. Увеличение нагрева в ходе синтеза, в свою очередь, увеличивает скорость роста. Исследования методом рентгеновского фазового анализа показали, что образовавшиеся частицы принадлежат преимущественно гексагональной структуре вюрцита.

### **Список литературы**

1. Murray C. B., Norris D. J., Bawendi M. G., Synthesis and Characterization of Nearly Monodisperse CdE (E = S, Se, Te) Semiconductor Nanocrystallites, *Journal of the American Chemical Society.*, Vol.115, P.8706–8715, 1993.



## Нелинейный диэлектрический отклик в сегнетоэлектрических пленках бетаинфосфита

Свинарев Ф. Б.<sup>1</sup>, Балашова Е. В.<sup>2</sup>, Кричевцов Б. Б.<sup>2</sup>, Юрко Е. И.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>СПбАУ НОЦ НТ

<sup>2</sup>ФТИ

<sup>3</sup>СПбГПУ

Эл. почта: [svinarev\\_f@mail.ru](mailto:svinarev_f@mail.ru)

Тонкие сегнетоэлектрические пленки находят широкое применение в различных областях техники, в том числе благодаря их нелинейным диэлектрическим свойствам [1]. В настоящей работе приводятся результаты первых исследований диэлектрической нелинейности в пленках частично дейтерированного бетаинфосфита в области сегнетоэлектрического фазового перехода [2].

Бетаинфосфит,  $(\text{CH}_3)_3\text{NCH}_2\text{COO}\cdot\text{H}_3\text{PO}_3$  (BPI) и дейтерированный бетаинфосфит (DBPI) являются аминокислотными сегнетоэлектриками [3, 4], их температура Кюри находится в диапазоне (220 — 310) К в зависимости от степени дейтерирования. Недавно было показано [5, 6], что методом испарения могут быть выращены текстурированные, состоящие из больших монокристаллических блоков, пленки BPI и DBPI. Пленочные структуры, исследовавшиеся в ходе настоящей работы, также были получены методом испарения на подложках из галлата неодима  $\text{NdGaO}_3$  с предварительно нанесенной на них методом фотолитографии встречно-штыревой системой (ВШС) электродов из золота. Сверху пленка покрывалась защитным диэлектрическим слоем Plastic70.

Исследованные планарные структуры характеризуются высокими значениями емкости и ее производных по температуре и смещающему напряжению, что может быть привлекательным для создания элементов электроники или термоэлектрических преобразователей на их основе.

Слабосигнальный диэлектрический отклик (емкость и диэлектрические потери) в полученных структурах, измеряемый в схеме планарного конденсатора с использованием электродов ВШС, показал наличие резких максимумов емкости при фазовом переходе. В парафазе температурная зависимость емкости описывается законом Кюри — Вейса. Приложение к электродам ВШС постоянного смещающего напряже-

ния приводит к уменьшению емкости структуры в области фазового перехода, что обусловлено диэлектрической нелинейностью. В сегнетофазе наблюдается дополнительный вклад в емкость, зависящий от амплитуды измерительного напряжения, связанный с движением доменных стенок.

Сильно-сигнальный диэлектрический отклик исследовался в схеме Сойлера-Тауэра с помощью ВШС. Были измерены Фурье-спектры выходного напряжения при различных температурах, частотах и амплитудах входного напряжения и получены температурные зависимости амплитуд первой и высших нечетных гармоник. Они также были рассчитаны в слабо-сигнальном приближении с использованием экспериментальных зависимостей емкости от смещающего напряжения, измеренных в слабом переменном поле, то есть при минимальном вкладе движения доменных стенок в емкость. Рассчитанные и экспериментальные зависимости амплитуд гармоник выходного сигнала от температуры совпадают в парафазе. В сегнетофазе в случае слабых входных напряжений ( $U_{in} \sim 0.1$  V) экспериментальные значения близки к рассчитанным, а при увеличении  $U_{in}$  ( $U_{in} > 1$  V) экспериментально измеренные амплитуды гармоник многократно превышают результаты расчета, что связано с проявлением нелинейности, обусловленной движением доменных стенок в пленке.

При  $T < T_c$  в планарных DBPI структурах наблюдаются динамические петли диэлектрического гистерезиса, закрытые на низких частотах и раскрывающиеся с увеличением частоты. Подобное поведение петель гистерезиса обсуждалось в [7] и связано с геометрией эксперимента. При больших размерах монокристаллических блоков, значительно превышающих расстояние между электродами ВШС, насыщенным состоянием пленки является система встречных полосовых доменов типа «голова к голове». На низких частотах осуществляется безгистерезисный переход от одного насыщенного состояния к другому. Появление диэлектрического гистерезиса на высоких частотах обусловлено запаздыванием доменных стенок по отношению к входному напряжению. Предложены модели для описания петель гистерезиса, в их рамках оценены времена релаксации доменной структуры. Различные участки петель характеризуются существенно разными временами релаксации.

Работа выполнялась при частичной поддержке РФФИ (Проект 11-02-00016). Авторы выражают благодарность Г.А. Панковой за приготовление монокристаллов DBPI.

### **Список литературы**

1. Dawber M., Rabe K. M., Scott. J.F., Rev. Mod. Phys., 77, 1083, 2005;
2. Балашова Е. В., Кричевцов Б. Б., Свиначев Ф. Б., Юрко Е. И., Нелинейные диэлектрические свойства планарных структур на основе сегнетоэлектрических плёнок бетаинфосфита, принята к публикации в ЖТФ;
3. Albers J., Klöpperpieper A., Rother H. J., Haussühl S., Ferroelectricity in betaine phosphite, Ferroelectrics, 81, 27-30, 1988;
4. Banys J., Sobiestianskas R., Völkel G., Klimm C., Klöpperpieper A., Phys. Status Solidi A, 155, 541, 1996;
5. Balashova E. V., Krichevstov B. B., Lemanov V. V., J. Appl. Phys., 104, 126, 2008;
6. Балашова Е. В., Кричевцов Б. Б., Зайцева Н. В., Панкова Г. А., Фредерикс И. Д., Леманов В. В., Диэлектрические свойства пленок бетаин фосфита и дейтерированного бетаин фосфита, Кристаллография, 56, 1, 42-47, 2011;
7. Балашова Е. В., Кричевцов Б. Б., Леманов В. В., Слабо- и сильно-сигнальный диэлектрический отклик в монокристаллической пленке частично дейтерированного бетаин фосфита, ФТТ, 53, 6, 1150-1156, 2011.

## **Экспериментальное исследование диффузии атомов галлия по кристаллографическим плоскостям (0001) и (11-20) GaN в условиях МОГФЭ**

*Рожавская М. М.<sup>1</sup>, Лундин В. В.<sup>1</sup>, Трошков С. И.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>ФТИ

*Эл. почта: lii86@rambler.ru*

В типичных условиях газофазной эпитаксии из металлорганических соединений (МОГФЭ) эпитаксиальный рост протекает в диффузионном режиме, когда скорость роста лимитируется скоростью доставки материала. В том случае, если задачей является трехмерная организация материала, например, подложка локально активирована металлическим катализатором или частично маскирована, эффектив-

ность транспорта материала по подложке будет существенно влиять на характер роста формирующихся кристаллитов.

Для случая молекулярно-пучковой эпитаксии, например, было показано, что для самоорганизации нитевидных нанокристаллов (ННК) GaN необходимо повышать соотношение источников третьей и пятой группы в пользу последней, так как увеличение концентрации азота снижает диффузию галлия по поверхности и позволяет синтезировать ННК [1]. В условиях МОГФЭ наличие большого количества водорода в реакторе значительно усложняет физико-химические процессы, протекающие на поверхности подложки, так как водород участвует в обратимой реакции синтеза-разложения нитрида галлия [2]. При этом, отсутствуют измерительные методики, позволяющие с достаточным разрешением исследовать структуру поверхности растущей пленки, поэтому в литературе отсутствуют какие-либо экспериментальные данные о характерных диффузионных длинах или подвижности атомов галлия в условиях МОГФЭ, хотя есть ряд теоретических исследований, посвященных данной теме [3, 4].

В данной работе для изучения влияния условий в реакторе на диффузию атомов галлия использовались структуры, синтезированные с помощью метода селективной эпитаксии. Метод селективной эпитаксии заключается в том, что подложка с предварительно осажденным слоем нитрида галлия с помощью стандартных фотолитографических процедур частично закрывается диэлектрической маской SiN. Во время эпитаксиального процесса осажденный на маску материал частично переиспаряется в газовую фазу, частично диффундирует к окнам в маске, в которых происходит рост нитрида галлия. Таким образом, в случае селективной эпитаксии имеет место дополнительный канал доставки материала к кристаллитам. Если, например, сделать в маске прямоугольные полосковые окна, то по разнице высот растущего полоска в середине окна и у края окна можно судить об эффективности диффузии галлия, приходящего с маски, по верхней грани. В данной работе ширина полосковых окон в маске и расстояние между окнами для разных групп полосков варьировалось от 5 мкм до 40 мкм, далее в работе приводятся результаты для окна 40 мкм и расстояния между окнами 40 мкм. Полосковые окна были расположены вдоль кристаллографических направлений  $\langle 11\text{-}20 \rangle$  и  $\langle 1\text{-}100 \rangle$ . Структуры ис-

следовались с использованием растрового электронного микроскопа и профилометра. Всего в серии было выращено 4 структуры, при этом менялось соотношение водорода, азота и аммиака в реакторе. Условия роста структур:

Структура 1:  $H_2 = 7770$  ml/min,  $NH_3 = 855$  ml/min

Структура 2:  $H_2 = 5500$  ml/min,  $NH_3 = 3050$  ml/min

Структура 3  $H_2 = 1050$  ml/min,  $N_2 = 6670$  ml/min,  $NH_3 = 855$  ml/min

Структура 4: первая стадия:  $H_2 = 7770$  ml/min,  $NH_3 = 855$  ml/min

вторая стадия:  $H_2 = 5500$  ml/min,  $NH_3 = 3050$  ml/min

Для первых трех структур наблюдалось увеличение разности высот полосков в середине и по краям с 6 нм до 400 нм в случае полосков <1-100> и с 239 нм до 595 нм для полосков <11-20>, что свидетельствует об ухудшении диффузии на грани (0001) при снижении потока водорода в реакторе и последующей его замене на азот.

Последняя структура серии растилась в двухстадийном режиме. Вначале рост происходил при большом потоке водорода и низком потоке аммиака в течение трех часов, что позволило сформировать полоски с вертикальными стенками (11-20). Затем поток водорода был снижен, а поток аммиака повышен. В результате на РЭМ-изображении структуры видно, что ширина полоска в верхней его части становится больше, чем в нижней. Таким образом, при снижении потока водорода и увеличении потока аммиака ухудшается также транспорт материала по грани (11-20).

#### **Список литературы**

1. J. Ristić, E. Calleja, S. Fernández-Garrido, L. Cerutti, A. Trampert, U. Jahn, and K. H. Ploog, *J. Cryst. Growth* 310, 4035 (2008);
2. В.В.Лундин, Е.Е.Заварин, Д.С.Сизов, ПЖТФ, 2005, том 31, выпуск 7, стр 51-55;
3. A. Kondratyev, R. Talalaev, A. Segal, E. Yakovlev, W. Lundin, E. Zavarin, M. Sinityn, A. Tsatsulnikov, *Phys. Sta. Sol. C*, 5(6) (2008) p. 1691;
4. L. Lymperakis and J. Neugebauer, *Phys. Rev. B*, 79, 241308(R) (2009).

## **Синтез GaN ННК на подложках сапфира методом МОГФЭ через нанопленку титана с рекордной скоростью**

*Рожавская М. М.<sup>1</sup>, Лундин В. В.<sup>1</sup>, Лундина Е. Ю.<sup>1</sup>, Трошков С. И.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>ФТИ

*Эл. почта: lii86@rambler.ru*

Активный интерес исследователей к теме III-N нитевидных нано- и микрокристаллов (ННК) связан с открывающимися новыми возможностями использования данных объектов, недоступными для классических тонких пленок. Большое отношение высоты к диаметру и площади поверхности к объему позволяют значительно уменьшить плотность дислокаций в верхней части ННК [1]. Кроме того, такие структуры позволяют существенно снизить напряжения, возникающие из-за разности в постоянных решетки и коэффициентах термического расширения. Благодаря трехмерной геометрии существенно повышается эффективность вывода света из таких структур.

В данной работе мы представляем новый способ получения GaN ННК с использованием нанопленок титана толщиной 30 нм. Из литературных источников известно о применении титановых пленок в молекулярно-пучковой эпитаксии для образования нитрид-титановых масок для селективной эпитаксии [2], для образования наномасок с последующим заращиванием для фильтрации дислокаций в газофазной эпитаксии из металл-органических соединений (МОГФЭ) [3], а также нитрид-титановых слоев для отделения толстых эпитаксиальных слоев от подложки в хлор-гидридной эпитаксии [4]. Однако нет никаких упоминаний о возможности роста GaN ННК через сплошную титановую пленку. Таким образом, обнаружен принципиально новый подход к проблеме синтеза GaN ННК.

Образцы были выращены на сапфировых подложках методом металлорганической газофазной эпитаксии на модернизированной установке Epiqip VP50RP. В качестве источников азота и галлия использовались аммиак и триметилгаллий, соответственно. Температура подложкодержателя при росте ННК составляла 1040 °С, время роста ННК составляло 15 мин. Титановая пленка наносилась на сапфировую подложку или подложку с предварительно выращенным слоем нитри-

да галлия методом вакуумного напыления. Процедура роста начиналась с нагрева подложки в атмосфере азот-аммиака, затем атмосфера менялась на водород-аммиачную и в реактор подавался триметилгаллий. Все ННК имели правильную гексагональную форму. Диаметр ННК в ансамбле находился в диапазоне 30 нм – 5 мкм, при этом ННК с диаметром более 100 нм были строго ориентированы в направлении оси с сапфира. В основании каждого ННК находился пирамидальный островок, толщина сплошного слоя между ННК и подложкой составила 1–1,5 мкм. При этом также наблюдалось травление сплошного слоя GaN над металлической пленкой, а в случае использования подложек с предварительно осажденным слоем нитрида галлия — и под пленкой.

На вершинах ННК не наблюдаются металлические капли, что означает, что в данном случае рост ННК происходит не по хорошо известному механизму пар-жидкость-кристалл [5]. Хорошо известно, что при температурах выше 800 °С титан взаимодействует с азотом с образованием нитрида титана. Мы полагаем, что в предложенном нами методе титановая пленка частично конвертируется в нитрид титана, на поверхности которого образуются зародыши для дальнейшего роста ННК. Данный механизм наиболее близок к самоорганизации GaN ННК методом молекулярно-пучковой эпитаксии с использованием буферного слоя AlN, когда нуклеация зародышей GaN ННК происходит на гранях (1-102) гексагональных ямок в слое AlN [6,7]

Высота максимального ННК в ансамбле составила 200 мкм, что соответствует скорости роста 13,3 мкм/мин. Такое значение на порядок превосходит максимальную опубликованную в литературе скорость роста для GaN ННК и на 2 порядка превосходит стандартную скорость роста планарного GaN для МОГФЭ. Наблюдаемая рекордная скорость роста GaN ННК может быть достигнута только при очень эффективной диффузии адатомов галлия по подложке и боковым стенкам растущего ННК к его вершине.

#### **Список литературы**

1. D. Zubia and S. D. Hersee, J. Appl. Phys. 85, 6492 (1999);
2. K. Kishino, S. Sekiguchi, and A. Kikuchi, J. Cryst. Growth 311, 2063 (2009);

3. Y. Fu, F. Yun, Y. T. Moon, Ü. Özgür, J. Q. Xie, X. F. Ni, N. Biyikli, H. Morkoç, Lin Zhou, David J. Smith, C. K. Inoki, and T. S. Kuan, *J. Appl. Phys.* 99, 033518 (2006);
4. Yuichi OSHIMA, Takeshi ERI, Masatomo SHIBATA, Haruo SUNAKAWA, Kenji KOBAYASHI, *Jpn. J. Appl. Phys.* Vol. 42 (2003) pp. L 1–L 3;
5. R. S. Wagner and W. C. Ellis, *Appl. Phys. Lett.* 4, 89 (1964);
6. K. A. Bertness, A. Roshko, L. M. Mansfield, T. E. Harvey, and N. A. Sanford, *J. Cryst. Growth* 300, 94 (2007);
7. Hiroto Sekiguchi, Takuya Nakazato, Akihiko Kikuchi, and Katsumi Kishino, *J. Cryst. Growth* 300, 259 (2007).

## **Монослойные пленки оксида графена на поверхности кремния**

*Кудашова Ю. В.<sup>1,2</sup>, Алексенский А. Е.<sup>2</sup>, Брунков П. Н.<sup>2</sup>, Дидейкин А. Т.<sup>2</sup>, Кириленко Д. А.<sup>2</sup>, Саксеев Д. А.<sup>2</sup>, Севрюк В. А.<sup>2</sup>, Шестаков М. С.<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>СПБАУ НОЦ НТ

<sup>2</sup>ФТИ

*Эл. почта: yu.v.kudashova@mail.ru*

Графен — современный материал, привлекающий внимание, как теоретиков, так и экспериментаторов, представляет собой плоский монослой атомов углерода, плотно упакованных в гексагональную решетку. Наряду с линейным законом дисперсии носителей, графен обладает уникальными электрическими, оптическими, механическими свойствами. Данные свойства позволяют говорить о нем как о материале для будущей электроники.

Существующие методы не позволяют получить однородные монослойные пленки графена размером более 10 мкм. Пленки, полученные данными методами, имеют мозаичную структуру, фрагменты разориентированны друг относительно друга и имеют малые размеры. Мы предложили способ создания монослойной пленки графена из водной суспензии оксида графита, используя технологию подобную методу Хаммерса [1]. В качестве исходного материала был использован природный графит, который окислялся, используя смесь серной кислоты



и перманганата калия. В результате была получена суспензия оксида графита. Далее оксид графена был осажден на подложку кремния, используя метод подобный методу Ленгмюра-Блоджетт [2]. После этого полученные образцы оксида графена были восстановлены, используя отжиг в атмосфере водорода при температуре 800°C.

Образцы были исследованы с помощью ТЕМ, SEM, AFM. Полученные результаты показали высококачественную, однослойную структуру [3]. Размер фрагментов, образующих пленку графена, достигает 50 мкм.

Сопротивление пленок было измерено, используя прижимные контакты. Расстояние между контактами составляло 10 мкм. Сопротивление монослойной пленки оксида графена составило более чем  $10^{12}$  Ом/м<sup>2</sup>. Это подтверждает тот факт, что оксид графита является широкозонным диэлектриком. Сопротивление монослойной пленки графена после восстановления составило  $7 \times 10^4$  Ом/м<sup>2</sup> и проводимость —  $1.5 \times 10^3$  См/м при толщине пленки 0.5 нм.

В результате предложенный метод позволяет получить высококачественные однородные монослойные пленки графена, состоящие из однородных фрагментов, размеры которых достигают 50 мкм.

Авторы благодарны Российской Федеральной Целевой Программе (соглашение 21.09.2012 № 8683) за финансовую поддержку.

### **Список литературы**

1. W. S. Hummers, R. E. Offeman, Preparation of graphitic oxide, J. Am. Chem. Soc., 80, 1339, 1958;
2. X. Li, G. Zhang, X. Bai, X. Sun, X. Wang, E. Wang, H. Dai, Highly conducting graphene sheets and Langmuir–Blodgett films, Nature Nanotechnology, 3, 538 — 542, 2008;

3. A. Dideykin, A. E. Aleksenskiy, D. Kirilenko, P. Brunkov, V. Goncharov, M. Baidakova, D. Sakseev, A. Ya. Vul', Monolayer graphene from graphite oxide, *Diamond & Related Materials*, 20, 105–108, 2011.

## **Ближнее поле вблизи золотой конической наноантенны**

*Рогов А. М.<sup>1</sup>, Харинцев С. С.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>КФУ

*Эл. почта: alexeyrogov111@gmail.com*

Оптические антенны — это устройства, задачей которых является эффективное преобразование излучение в оптическом диапазоне в локализованное и обратно [1]. Оптические взаимодействия в ближнем поле привели к быстрому развитию методов визуализации плазмонных, которые позволяют, с одной стороны, преодолеть дифракционный предел Аббе, с другой — обеспечить усиление оптического отклика на несколько порядков. Одним из таких методов является, например, локально усиленное комбинационного рассеяние света (Tip-Enhanced Raman Scattering (TERS)), с помощью которого можно проводить не-деструктивный химический анализ субволновых структур в видимом диапазоне при нормальных условиях. В данном методе наноантенна подводится на расстояние несколько нанометров над поверхностью образца. Вблизи нее происходит усиление взаимодействия оптического излучения с веществом на несколько порядков, а также сильная локализация энергии электромагнитного поля.

Свойства оптических антенн определяются поведением электронной плазмы в ограниченных металлических наноструктурах. Эти свойства зависят от многих параметров: формы и размера наноантенны, материала, кристаллографической ориентации, поляризации лазерного излучения, длины волны возбуждающего поля, угла падения света. Вариация этих параметров позволяет «настраивать» систему резонансов на эффективное взаимодействие света с наноразмерными системами (квантовыми точками, квантовыми проволоками и т.п.) [2]. Таким образом, создание оптических антенн с заданными свойствами для исследования нанообъектов является актуальной задачей.

Целью данной работы является численное моделирование ближнего поля вблизи металлической наноантенны путем решения уравнений Максвелла методом конечных разностей во временной области (FDTD). Также дается физическая интерпретация зависимости распределения ближнего поля от угла наклона наноантенны над поверхностью образца.

### Список литературы

1. Bharadwaj P, Deutsch B. and Novotny L. Optical antennas, Adv. Opt. Photon. 1438, 2009;
2. S S Kharintsev, G G Hoffmann, A I Fishman and M Kh Salakhov, Plasmonic optical antenna design for performing tip-enhanced Raman spectroscopy and microscopy, J. Phys. D: appl. phys. 46, 9, 2013.

## Резонансы в сетях из случайных комплексных импедансов

Олехно Н. А.<sup>1</sup>, Бельтюков Я. М.<sup>2</sup>, Паршин Д. А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>СПбГПУ

<sup>2</sup>ФТИ

Эл. почта: [Olekhnon@gmail.com](mailto:Olekhnon@gmail.com)

Оптические свойства композитных сред металл-диэлектрик вызывают в последнее время значительный исследовательский интерес, как с теоретической точки зрения, так и с точки зрения эксперимента. Простейшая теоретическая модель такой системы заключается в замене непрерывной среды на большую случайную сеть, состоящую из конденсаторов  $C$  и катушек индуктивности  $L$ . Это представление естественным образом возникает при дискретизации уравнений, решением которых является скалярный потенциал электрического поля. В такой системе конденсаторы являются моделями диэлектрических прослоек, в то время как металлические гранулы описываются почти чисто индуктивным откликом на излучение с частотой  $\omega$ , такой, что  $\omega_\tau \ll \omega < \omega_p$ , где  $\omega_p$  - плазменная частота,  $\omega_\tau$  - частота затухания плазмона [1].

Большие цепи, состоящие из случайно расположенных емкостей и индуктивностей, обладают специфическим свойством, впервые замеченным Дыхне [2]: они имеют конечную вещественную проводимость, и таким образом могут поглощать электрическую энергию. На первый взгляд такое свойство может показаться парадоксальным из-за отсутствия активных сопротивлений. Однако, малое активное сопротивление  $R$ , которым обладают индуктивности, и существование контуров резонансного типа приводят к возникновению набора  $\omega$ -образных пиков в спектре поглощения. При увеличении размера цепи число резонансов (а следовательно, и пиков) растет, что в пределе бесконечной системы образует непрерывный спектр поглощения. Таким образом, добавление бесконечно малой (но фиксированной) активной части ко всем индуктивностям  $L$  приводит к конечному активному сопротивлению всей цепи.

В работе [3] на примере двумерной решетки было показано, как задачу о нахождении резонансных частот случайной  $LC$ -сети (случайными являются пространственные положения индуктивностей и емкостей) можно свести к некоторой обобщенной задаче на собственные значения. Однако, это удалось сделать только для случая, когда все номиналы индуктивностей  $L$  (и емкостей  $C$ ) были фиксированы и равны между собой. Тогда в системе есть выделенная характерная частота  $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ . В настоящей работе мы обобщили эти результаты на случай, когда значения индуктивностей и емкостей тоже случайны и могут флуктуировать от связи к связи. Показано, что для дискретного набора значений  $L$  или  $C$  (или обоих вместе) известные резонансы при фиксированных  $L$  и  $C$  расщепляются и спектр частот становится намного более богатым. Изучена пространственная структура таких резонансов в двумерных и трехмерных решетках.

### Список литературы

1. Fyodorov Y. V., Long-ranged model of random RL-C network, *Physica E*, 9, 609-615, 2001;
2. Dykhne A. M., Conductivity of a two-dimensional two-phase system, *Sov. Phys. JETP*, 32, 63-65, 1971;
3. Jonckheere Th., Luck J. M., Dielectric resonances of binary random networks, *J. Phys. A*, 31, 3687-3717, 1998.

## Динамика фотоиндуцированного поглощения света в кристаллах силиката висмута

Худякова Е. С.<sup>1</sup>, Кистенева М. Г.<sup>1</sup>, Шандаров С. М.<sup>1</sup>, Толстик А. Л.<sup>2</sup>,

Корниенко Т. А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ТУСУР

<sup>2</sup>БГУ, Республика Беларусь

Эл. почта: lenoliya@rambler.ru

Кристаллы со структурой силленита  $\text{Vi}_{12}\text{MO}_{20}$  ( $M = \text{Si}, \text{Ge}, \text{Ti}$ ) известны своими фоторефрактивными и фотопроводящими свойствами, проявляющимися для излучения из видимой области спектра, благодаря чему они широко применяются в устройствах когерентной оптики и динамической голографии [1]. Оптические и фотоэлектрические свойства данных кристаллов определяются дефектными центрами, уровни которых расположены в запрещенной зоне. При облучении силленитов светом из видимой области и ближнего ИК диапазона наблюдаются изменения их оптического поглощения (фотохромный эффект). Поскольку изменение поглощения связано с перераспределением зарядов по фотоактивным дефектным центрам [2], исследование динамики фотоиндуцированных изменений поглощения силленитов является актуальной задачей.

В настоящем сообщении представлены результаты исследований динамики фотоиндуцированного поглощения в кристалле силиката висмута (BSO) при воздействии непрерывного лазерного излучения с длинами волн  $\lambda_g = 532$  нм,  $\lambda_r = 655$  нм и  $\lambda_{ir} = 1064$  нм.

В экспериментах использовался нелегированный кристалл BSO среза (100) толщиной 7,3 мм. Фотоиндуцированные изменения поглощения наводились непрерывным лазерным излучением с  $\lambda_g = 532$  нм,  $\lambda_r = 655$  нм и  $\lambda_{ir} = 1064$  нм и интенсивностью на входной грани кристалла около 200, 150 и 1500 мВт/см<sup>2</sup>, соответственно.

При исследовании динамики фотоиндуцированного поглощения на фиксированных длинах волн  $\lambda_g = 532$  нм,  $\lambda_r = 655$  нм и  $\lambda_{ir} = 1064$  нм получено, что при облучении кристаллов силиката висмута лазерным излучением с  $\lambda_g = 532$  нм происходит увеличение оптического поглощения на величину  $\sim 0,04$  см<sup>-1</sup> за время  $\sim 10$  с. В стадии темновой релаксации в течение  $\sim 150$  с наведенные в этом случае изменения уменьшались до  $\sim 0,025$  см<sup>-1</sup>. Облучение светом с  $\lambda_r = 655$  нм приводит

к просветлению кристалла на величину  $\sim 0,03 \text{ см}^{-1}$  за время около 30 с. При засветке с  $\lambda_{ir} = 1064 \text{ нм}$  просветление кристалла достигает значения  $0,01 \text{ см}^{-1}$  за время, превышающее 3000 с.

Исследования динамики фотоиндуцированного поглощения на длине волны  $\lambda_r = 655 \text{ нм}$  при дополнительном воздействии на кристалл излучением с  $\lambda_g = 532 \text{ нм}$  начинались с засветки кристалла излучением с  $\lambda_r = 655 \text{ нм}$ , приводящим к его просветлению. После включения излучения подсветки с  $\lambda_g = 532 \text{ нм}$  наблюдался быстрый рост оптического поглощения. Последующие этапы эксперимента показали, что наблюдается просветление кристалла при воздействии на него только зондирующим излучением с  $\lambda_r = 655 \text{ нм}$  и его затемнение на этой длине волны в присутствии излучения засветки с  $\lambda_g = 532 \text{ нм}$ .

Эксперименты по исследованию динамики фотоиндуцированного поглощения в кристалле силиката висмута при последовательном облучении его лазерным излучением с  $\lambda_r = 655 \text{ нм}$  и  $\lambda_{ir} = 1064 \text{ нм}$  продемонстрировали, что включение на начальном этапе ИК-излучения приводит к просветлению кристалла на длине волны  $1064 \text{ нм}$ . Последующая засветка с  $\lambda_r = 655 \text{ нм}$  приводила к уменьшению наведенного ИК-излучением просветления для  $\lambda_{ir} = 1064 \text{ нм}$  и к немонотонным изменениям поглощения для  $\lambda_r = 655 \text{ нм}$ . Далее в ходе эксперимента, при каждом включении ИК-излучения, происходило уменьшение оптического поглощения кристалла для  $\lambda_{ir} = 1064 \text{ нм}$ , которое «стиралось» при последующем включении красного излучения. Уменьшение интенсивности лазерного пучка с  $\lambda_r = 655 \text{ нм}$  приводило к падению скорости наведенных изменений в поглощении на длине волны  $\lambda_r = 655 \text{ нм}$ , но достигаемая при этом их величина оставалась прежней.

Таким образом, облучение кристалла силиката висмута лазерным излучением с  $\lambda_g = 532 \text{ нм}$ ,  $\lambda_r = 655 \text{ нм}$  и  $\lambda_{ir} = 1064 \text{ нм}$  приводит к обратимым изменениям его оптического поглощения, что делает возможным влияние на его фоторефрактивные характеристики [2], важные для реализации устройств динамической голографии.

Работа выполнена в рамках Госзадания Минобрнауки РФ на 2013 год (проект 7.2647.2011), при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 12-02-90038-Бел\_а) и БРФФИ (проект № Ф12Р-222).

### Список литературы

1. Петров М. П., Степанов С. И., Хоменко А. В., Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике, СПб., Наука, 320 с., 1992;
2. Толстик А. Л., Матусевич А. Ю., Кистенева М. Г. и др., Спектральная зависимость фотоиндуцированного поглощения, наведенного в кристалле  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  импульсным излучением с длиной волны 532 нм, Квантовая электроника, Т.37, № 11. 1027-1032, 2007;

## Разработка сенсора датчика формы пульсовой волны

*Рахманин С. П.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>СПбГПУ

*Эл. почта: darksate@mail.ru*

Сердечнососудистые заболевания (ССЗ) — основная причина инвалидности и преждевременной смерти жителей экономически развитых стран. Несомненен продолжающийся рост заболеваемости, особенно людей все более молодого возраста, что делает ССЗ важнейшей медико-социальной проблемой здравоохранения. В связи с этим, весьма перспективно создание мобильного неинвазивного датчика индивидуального пользования, позволяющего быстро и объективно оценить состояние сердечнососудистой системы, и таким образом проводить диагностику ССЗ на ранних стадиях. Одним из принципов работы подобного прибора может стать оценка динамики формы пульсовой волны человека.

В пульсовом сигнале находят свое отражение, как процессы высших уровней регуляции, так и многие гемодинамические показатели сердечнососудистой системы, в том числе такие, как внутрисосудистое давление, напряжение артериальной стенки, волновые процессы в артериальной системе, перемещение масс крови, интерференция волн в сосудах. Все эти процессы влияют на форму пульсовой волны и ее колебательной структуры.

Регистрация пульсовой волны (точнее, ее отклонений от нормы по различным показателям) позволяет провести диагностику широкого



спектра нарушений состояния организма, прогнозировать возможные кризисы.

Целью данной работы является разработка неконтактного спекл-датчика формы пульсовых волн человека. Возможной конструкцией подобного датчика может стать датчик с кольцевой засветкой области исследования [1].

Применение кольцевой засветки в исследуемой области позволит снизить:

- критичность к месту расположения сенсора на руке обследуемого, что приводит к сокращению времени поиска сигнала с наибольшей амплитудой и отпадает необходимость жесткого крепления сенсора;
- реакцию фотоприемников на различные внешние источники засветки.

Разработана оптическая схема, позволяющая формировать кольцевую засветку на поверхности объекта, радиус которой не зависит от расстояния от сенсора. Для регистрации информационного сигнала используются два внеосевых фотоприемника, расположенных в корпусе сенсора, включенных по дифференциальной схеме. Такая организация приемной части сенсора позволяет исключить помеховые сигналы, связанные с различными механическими вибрациями и естественным тремором мышц биообъекта в области зондирования, снизить требования к точности позиционирования.

Для повышения чувствительности датчика формы пульсовой волны может применён датчик на основе интерферометра перемещения.

В данной работе исследуется возможность регистрации динамики поверхности кожи человека в области лучезапястной артерии методом корреляционной спекл-интерферометрии [2]. Спекл-интерферометрия базируется на спекл-эффекте, приводящем к формированию случайной интерференционной картины, наблюдаемой при рассеянии когерентного света на шероховатой поверхности, в частности, поверхности кожи человека. Перемещения поверхности (поперечные или продольные) относительно падающего пучка света приводят к смещению интерференционных полос вплоть до их исчезновения. Допустимый диапазон этих смещений составляет: 0–10 мкм для поперечных смещения и 0–160 мкм продольных смещений [2].

Таким образом открывается возможность регистрации малых перемещений рассеивающей поверхности. В данной работе описанный подход был использован для регистрации микроперемещений (вибраций) кожи в областях пульсовых артерий — лучезапястной, сонной, подключичной.

Опираясь на проведенное рассмотрение работы и конструкций интерферометров перемещений, в том числе спекл-интерферометра, разработана лабораторная модель спекл-интерферометра, позволяющего регистрировать параметры вибраций биологических объектов, включая форму пульсовой волны.

Результаты экспериментального исследования моделей датчиков приводятся в докладе.

### Список литературы

1. Десова А. А., Исследование структуры пульсового сигнала лучевой артерии на базе информации о его спектральном составе, Биомедицинская радиоэлектроника, № 11, стр. 15–20, 2007;
2. Джоунс Р., Уайкс К., Голографическая и спекл-интерферометрия, Мир, стр. 328, 1986.

## О возможности оптимизации метода обнаружения элемента по эмиссионным спектрам

*Пермякова Е. С.<sup>1</sup>, Толмачев Ю. А.<sup>1</sup>, Немец В. М.<sup>1</sup>, Щеулин А. С.<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>СПбГУ

<sup>2</sup>ГОИ

*Эл. почта: lenochka05.09@mail.ru*

Обнаружение и измерение предельно малых количеств вещества в сложных системах, например, в спектрах астрофизических объектов или геологических образцах — актуальная задача спектроскопии и спектрального анализа, начиная с первых лет его существования. Обычные методы решения этой задачи основаны на поиске в спектре и измерении интенсивности (глубины линии поглощения) одного или нескольких компонентов спектра, которые в нашей литературе принято называть «последними» линиями.

Целью работы является анализ возможности изменения самого подхода к решению этой задачи. В его основе лежит идея рассмотрения спектра химического вещества как единого целого со всеми его особенностями распределения яркости (показателя поглощения) по спектру. Многие вещества имеют очень широкую и разветвленную структуру спектра, и результаты измерения распределения яркости или показателя поглощения можно рассматривать как общий сигнал, свидетельствующий о наличии данного вещества. Как следует из теории оптимального приема сигналов, вероятность обнаружения сигнала зависит не только от амплитуды всех его составляющих, но и от величины уровня шума. Последовательное измерение многих компонентов спектра для решения задачи обнаружения вещества является длительной и трудоемкой процедурой, причем суммирование измеренных интенсивностей компонентов с целью увеличения достоверности обнаружения приводит к одновременному сложению мощностей шума. Таким образом, итоговая вероятность обнаружения вещества растет медленнее, чем сложность такой техники, что и привело к возникновению известной методики поиска элемента по его последним линиям.

Вместе с тем, суммирование яркостей обладает большим преимуществом, так как позволяет объединить «рассыпанную» по большому числу линий информацию в спектре вещества, причем часто эти линии имеют одинаковый порядок яркости или показателя поглощения, а наблюдение только отдельных компонент приводит к потере большей части информации, заложенной в спектре. Рассматриваемая нами возможность обнаружения вещества основана на суммировании амплитуд всех (или большинства) компонент сигнала методом, при котором уровень шума остается равным уровню шума для одной компоненты. Для решения этой задачи требуется иметь априорную информацию об относительном распределении параметров вещества по спектру и об уровне шумов (помех) для каждой из спектральных составляющих.

Для решения задачи предлагается использовать фазовые дифракционные решетки, размещенные единым блоком и действующих независимо друг от друга, в том числе, расположенные в общем объеме. В работе [1] было показано, что такие решетки могут обладать одновременно дифракционной эффективностью близкой к единице и высокой спектральной селективностью. Решетки должны иметь разные

параметры и направлять излучение разных длин волн на один общий фотоприемник. Уровень сигнала при этом будет пропорционален сумме сигналов от различных участков спектра, а уровень шума — такой же, как при измерении одной спектральной составляющей.

Был проведен модельный эксперимент, в котором использовались три голографические фазовые решетки, установленные на одной оси с полупроводниковым фотодиодом. Размещенные под разными углами, эти решетки позволили направить на один фотоприемник излучение трех разных источников квазимонохроматического света. Эксперимент подтвердил правильность принципов, на которых основан предложенный метод. Измерения показали, что сигнал на фотоприемнике пропорционален сумме сигналов от источников, причем уровень шума остается независимым от числа компонент, входящих в сумму. Проведенные опыты позволяют сделать вывод о том, что подобный метод регистрации спектра элемента может повысить чувствительность систем обнаружения в несколько раз.

#### Список литературы

1. Андреева О. В., Артемьев С. В., Капорский Л. Н., Кушнаренко А. П., Парамонов А. А., «Спектральная селективность объемных пропускающих голограмм», Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики, №18, стр. 167-172, 2005 г.

## Применение метода ортогонального светорассеяния для решения задач биомолекулярной электроники

*Непомнящая Э. К.<sup>1</sup>, Величко Е. Н.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>СПбГПУ

*Эл. почта: elina.nep@gmail.com*

В настоящее время одним из перспективных материалов биомолекулярной электроники считаются молекулярные пленки, обладающие способностью к самоорганизации [1]. Однако для создания пленок с заданными характеристиками необходимо знать свойства самих молекул и их способность менять структуру под воздействием внешних факторов.

Поскольку размеры глобулярных биомолекул, в основном, лежат в диапазоне от 1 до 100 нм, требуется применение методик, позволяющих оценить свойства объектов данного масштаба. Основными методиками исследования наноразмерных молекулярных объектов являются: рентгеновская кристаллография, спектроскопия в различных частотных диапазонах, масс-спектрометрия, различные виды микроскопии и светорассеяния. Большая часть методов является дорогостоящими и технически сложными. Поэтому в нашей работе рассматривается задача развития метода ортогонального лазерного светорассеяния для определения параметров наноразмерных аналитов в растворе. При этом на первом этапе работы производилась качественная оценка возможной агрегации белковых молекул в растворе, в связи с чем предложенный метод был дополнен методом ультрамикроскопии, позволяющим визуализировать динамику образования белковых конгломератов с возможным разрешением до 2 нм.

Исследуемый образец представлял собой раствор альбумина в дистиллированной воде. В качестве источника излучения использовался полупроводниковый лазер с длиной волны 650 нм, свет от которого поступал на линзу и фокусировался таким образом, чтобы луч с максимальной плотностью мощности находился в объеме кюветы с образцом непосредственно под объективом микроскопа. Свет, рассеянный частицами раствора, выводился как на окуляр для зрительного наблюдения, так и на ПЗС камеру, где оцифровывался и передавался на компьютер для записи и вычисления суммарной интенсивности.

В ходе проведенных экспериментальных исследований были получены характерные картины интенсивности рассеянного под прямым углом лазерного излучения для различных концентраций альбумина в дистиллированной воде. Результаты показали рост суммарной интенсивности рассеянного света с ростом концентрации рассеивателей, что соответствует приведенным в литературе данным [2]. Также была получена зависимость интенсивности светорассеяния раствора альбумина от кислотности среды. Было выявлено, что при концентрации кислоты в растворе порядка 2,5 % наблюдался резкий рост числа рассеивающих частиц, который продолжался с увеличением кислотности среды. Это может объясняться эффектом разделения белковых конгло-

мератов на более мелкие группы под влиянием кислоты, которая увеличивает заряд на поверхности белка.

В ряде литературных источников приведены сведения о наличии тенденции белковых молекул к формированию агрегатов в водных растворах, содержащих электролит [3]. В нашем исследовании в качестве электролита использовался раствор с различными концентрациями NaCl. Результаты эксперимента показали более резкий рост интенсивности рассеянного излучения от кислотности среды при добавлении небольшого количества электролита. При увеличении концентрации NaCl в растворе эффект разделения конгломератов можно было наблюдать в условиях гораздо меньшей кислотности, что говорит о существенном влиянии электролита на способность белковых молекул к агрегации.

Таким образом, в ходе работы было показано, что метод ортогонального светорассеяния позволяет оценить динамику изменения структуры межмолекулярных соединений и образования конгломератов. В ходе дальнейших исследований планируется создание экспериментального стенда, обеспечивающего точное количественное измерение параметров биомолекулярных анализов.

### Список литературы

1. Величко Е. Н., Цыбин О. Ю. Биомолекулярная электроника. Введение: учеб. пособие, Изд-во Политехнического ун-та, 256 с., 2011 г.;
2. Петрова Г. П., Петрусевич Ю. М., Тен Д. И., Образование дипольных комплексов в растворах белков с малой концентрацией тяжелых металлов: диагностика методом лазерного светорассеяния, Ж. Квантовая электроника, № 10, 897-901 с., 2002 г.;
3. Петрова Г. П., Петрусевич Ю. М., Евсеевичева А. Н., Роль тяжелых металлов в образовании белковых кластеров в водных растворах, Ж. Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия, № 4, 71-75 с., 1998 г.

## Варианты управления световыми импульсами в условиях двойного радио-оптического резонанса

Тимофеев А. С.<sup>1</sup>, Трошин А. С.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>РГПУ

Эл. почта: Alextimofeev272@gmail.com

Один из возможных способов хранения в среде и воспроизведения информации, передаваемой световыми импульсами — управляемое изменение свойств среды, находящейся в условиях электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) [1]. В данном сообщении представлено детальное теоретическое исследование вариантов совместного использования двойного радио-оптического резонанса [2] и регулируемой ЭИП для управления характеристиками оптических импульсов. Анализируется многократное воспроизведение и амплитудно-фазовая модуляция световых импульсов. Действие радиочастотных импульсов обеспечивает когерентное перезаселение атомных состояний, соответствующих нижним подуровням. При правильном выборе параметров последовательности радиочастотных импульсов может быть реализовано, по основной схеме ЭИП, управление пространственно распределенной памятью атомных состояний о форме пробного оптического импульса, варьирование его характеристик при неоднократном воспроизведении.

Мы рассматриваем систему из 4х-уровневых атомов (переходы между подуровнями сверхтонкой структуры двух термов,  $3^2S_{1/2}(F=1,2) \leftrightarrow 3^2P_{3/2}(F=2)$ , соответствующих D1 линии натрия). Со средой взаимодействуют три поля: пробное поле линейной поляризации, управляющее поле и радиочастотное поле одинаковой круговой поляризации.

Указанные эффекты продемонстрированы на основе численного решения системы уравнений Максвелла — Блоха. В расчетах использовано приближение медленных амплитуд полей и недиагональных элементов матрицы плотности атомов, резонансное приближение и приближение заданных полей радиочастотного и управляющего импульсов.

Первый вариант управления — воздействие на среду двух импульсов площадью  $\frac{\pi}{4}$  и —. В отличие от авторов работы [2], мы рассмо-

трели радиочастотные импульсы с длительностью более  $\gamma_3^{-1}$  (времени жизни верхнего уровня). В результате воздействия первого импульса происходит перераспределение части атомов по зеемановским уровням, что сопровождается уменьшением интенсивности пробного импульса и сохранением формы пробного импульса в атомной когерентности. Второй радиочастотный импульс приводит к появлению в среде последовательно двух световых импульсов: первого — противофазного (практически полностью поглощается средой) и второго — копии (совпадает длительность и форма) уже вышедшего светового импульса [3]. Аналогично можно получить  $N$  световых импульсов на выходе при воздействии  $N$  радиочастотных импульсов. Для варьирования амплитуды и фазы пробного импульса на выходе необходимо изменять поворот вектора Блоха.

Мы рассмотрели также второй вариант управления, когда радиочастотный импульс действует все время, пока пробный импульс проходит через среду [4]. В результате взаимодействия происходят когерентные осцилляции амплитуд вероятности нижних состояний. Одновременно с осцилляциями амплитуд вероятностей нижних состояний происходит чередование процессов записи и чтения информации о форме пробного импульса, чем и обеспечивается перенос осцилляций Раби в оптический диапазон, что приводит к радикальной амплитудно-фазовой модуляции. Изменением амплитуды радиочастотного импульса можно контролировать частоту модуляции пробного импульса по фазе и амплитуде. Одновременно можно управлять пробным импульсом и путем отключения управляющего поля, в этом случае на выходе получаются две разделенные между собой группы промодулированных сигналов [4]. Использование двух полей (управляющего и радиочастотного) одновременно позволяет более гибко управлять пробным полем, например, получать на выходе разделенные темной паузой группы импульсов с различной частотой модуляции.

Нами был также проведен расчет с учетом всех квазирезонансных зеемановских переходов [5]. В представленной работе не учитывались квазирезонансные оптические переходы и остаточное влияние теплового движения атомов — факторы, которые являются существенными в количественном отношении и могут быть учтены в рамках принятого



подхода при планировании вполне конкретных экспериментов и анализе их результатов.

### Список литературы

1. Скалли М.О., Зубайри М.С. Квантовая оптика, М.: Физматлит, 510 с., 2003;
2. Shakhmuratov R. N., Kalachev A. A., Odeurs J, Instantaneous processing of “slow light”: Amplitude-duration control, storage, and splitting, Phys. Rev. A., 76, 031802(R), 2007;
3. Тимофеев А. С., Трошин А. С., Управление световыми импульсами действием радиочастотных импульсов на среду в условиях электромагнитно-индуцированной прозрачности, Сборник трудов VII международной конференции «Фундаментальные проблемы оптики —2012». СПб., 12, 2012;
4. Тимофеев А. С., Трошин А. С., Модуляция оптических импульсов в условиях электромагнитно индуцированной прозрачности: перенос проявления осцилляций раби из радиочастотного в оптический диапазон, Оптика и спектроскопия, том 115, №3, 63 — 67, 2013;
5. Тимофеев А. С., Воспроизведение световых импульсов при прохождении многослойной среды в условиях электромагнитно — индуцированной прозрачности, Физический вестник. Выпуск 7. Сборник научных статей. — СПб., с. 3-11, 2013.

## Неупругие сечения при низкоэнергетических Mg+H столкновениях

Родионов Д. С.<sup>1</sup>, Беляев А. К.<sup>1</sup>, Барклем П. С.<sup>2</sup>, Гиту М.<sup>3</sup>, Спилфидель А.<sup>4</sup>, Фотриер Н.<sup>4</sup>

<sup>1</sup>РГПУ

<sup>2</sup>Department of Physics and Astronomy, Uppsala University, Sweden

<sup>3</sup>Universite Paris-Est, Laboratoire Modelisation et simulation Multi-Echelle, France

<sup>4</sup>LERMA, Observatoire de Paris, France

Эл. почта: [virtonoobne@bk.ru](mailto:virtonoobne@bk.ru)

Процессы, происходящие при столкновениях атомов, молекул или ионов представляют как фундаментальный, так практический интерес. Особый интерес представляют неупругие процессы. В основе механизмов указанных процессов лежат неадиабатические переходы, которые

являются фундаментальным природным явлением. Теория столкновений может быть применима для изучения атмосфер небесных тел и межзвездных сред. Водород наиболее распространенный элемент во Вселенной. Процессы столкновения атомов, молекул и ионов водорода с различными элементами являются источником знаний о свойствах газовых сред на уровне микромира. Данные о неупругих низкоэнергетических процессах столкновения атомов требуются во многих областях физики, в частности, для неравновесного моделирования спектральных линий в атмосферах звезд. Это позволяет измерить химический состав и другие свойства звезд.

Представленная работа является продолжением более ранних работ [1, 2]. В работе [1] был произведен расчет сечений с учетом пяти нижних молекулярных состояний MgH (трех  $^2\Sigma^+$  и двух  $^2\Pi$  состояний). В результате анализа полученных сечений был сделан вывод о том, что для процессов с участием нижних состояний доминирующим механизмом являются переходы между  $\Sigma$  состояниями. В связи с необходимостью учитывать процессы с участием высоковозбужденных атомных состояний и процессы образования ионных пар и взаимной нейтрализации в работе [2] произведено расширение базиса и произведен расчет с учетом восьми нижних  $^2\Sigma^+$  молекулярных состояний: семи нижних адиабатических молекулярных состояний, асимптотически коррелирующих к ковалентным состояниям, и одного молекулярного состояния, асимптотически (диабатически) коррелирующего к ионному взаимодействию  $Mg^+ + H$ . При этом точность трех верхних термов была не достаточно высока, в связи с чем квантово-химические данные были скорректированы в асимптотической области на экспериментальные атомные энергии. В работе [2] рассчитаны сечения процессов возбуждения, образования ионной пары и взаимной нейтрализации. Методы расчета подробно описаны в статье [2], результаты хорошо согласуются с результатами работы [1] для нижних молекулярных состояний.

В настоящей работе получены новые квантово-химические данные для девяти нижних  $^2\Sigma^+$  состояний (верхнее из которых асимптотически соответствует ионному взаимодействию  $Mg^+ + H$ ) и пяти нижних  $^2\Pi$  состояний молекулы MgH. Настоящие квантово-химические данные рассчитаны с большей точностью (в связи с чем отсутствует

необходимость производить указанную выше коррекцию), а следовательно, рассчитанные сечения являются более точными. В данной работе представлены расчеты сечений неупругих процессов возбуждения и образования ионной пары и вероятностей неадиабатических переходов с учетом девяти нижних  $^2\Sigma^+$  состояний. Также получены сечения неупругих процессов для переходов между  $^2\Pi$  состояниями при столкновениях  $Mg + H$ . Указанный выше расчет ядерной динамики произведен методом перепроецирования [3] в рамках стандартного подхода Борна-Оппенгеймера. Метод перепроецирования обеспечивает физически надежные результаты с учетом ненулевых асимптотических неадиабатических взаимодействий.

Расчеты, проведенные в настоящей работе, подтверждают, что для эндотермических процессов максимальное сечение соответствует процессу образования ионной пары  $Mg^+ + H^-$  при столкновениях  $Mg(3s4s^1S) + H$  с величиной сечения порядка  $80 \text{ \AA}^2$  за счет неадиабатических переходов между  $^2\Sigma^+$  состояниями. С другой стороны, в настоящей работе показано, что некоторые сечения процесса возбуждения для переходов между высоковозбужденными состояниями атомов магния при столкновениях с атомами водорода в значительной степени могут определяться переходами между  $^2\Pi$  состояниями. Так, например, учет переходов между  $MgH(^2\Pi)$  состояниями для возбуждения  $Mg(3s3p^1P \rightarrow 3s3d^1D)$  приводит к увеличению значения сечения процесса практически на порядок.

Работа поддержана РФФИ 13-03-00163.

### Список литературы

1. Guitou M., Belyaev A. K., Barklem P. S., Spielfiedel A., Feautrier N., Inelastic  $Mg+H$  collision processes at low energies, J. Phys. B 44, 035202, 2011;
2. Belyaev A. K., Barklem P. S., Spielfiedel A., Guitou M., Feautrier N., Rodionov D. S., Vlasov D. V., Cross sections for low-energy inelastic  $Mg+H$  and  $Mg^+ + H^-$  collisions, Phys. Rev. A 85, 032704, 2012;
3. Belyaev A. K., Revised Born-Oppenheimer approach and a reprojection method for inelastic collisions, Phys. Rev. A 82, 060701, 2010.

# Филаментация ультракоротких лазерных импульсов в воздухе при внесении фазовой модуляции волнового фронта

Мокроусова Д. В.<sup>1,2</sup>, Ионин А. А.<sup>2</sup>, Ирошников Н. Г.<sup>3,4</sup>, Ларичев А. В.<sup>3,4</sup>,  
Селезнев Л. В.<sup>2</sup>, Силицин Д. В.<sup>2</sup>, Сунчугашева Е. С.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>МФТИ

<sup>2</sup>ФИАН

<sup>3</sup>ИПЛИТ РАН

<sup>4</sup>МГУ

Эл. почта: [daria.mokrousova@yandex.ru](mailto:daria.mokrousova@yandex.ru)

Распространение ультракоротких лазерных импульсов с пиковыми мощностями, превышающими критическую мощность самофокусировки, сопровождается локализацией энергии и приводит к образованию филаментов [1]. Явление филаментации может быть использовано во множестве приложений, например, для зондирования атмосферы образующимся суперконтинуумом или получения терагерцового излучения [1], а также для поджига и управления электрическим разрядом [2]. Внесение в излучение фазовых aberrаций является одним из способов изменения длины филаментации и положения начала филамента, важных параметров для управления разрядами.

В данной работе исследовалось влияние сферических aberrаций на длину образующегося филамента. Для этого излучение третьей гармоники титан-сапфировой лазерной системы с длиной волны 248 нм, длительностью импульса 100 фс, диаметром пучка 4 мм и энергией 200 мкДж коллимировалось при помощи внеосевого телескопа и заполняло апертуру адаптивного зеркала. Отраженное от адаптивного зеркала, излучение направлялось на высокоотражающий кварцевый клин, после чего, прошедшая ослабленная часть излучения попадала в датчик волнового фронта. При помощи образующейся петли обратной связи волновой фронт пучка исправлялся до плоского. Впоследствии, при помощи адаптивного зеркала осуществлялась фазовая модуляция волнового фронта и вносились сферические aberrации различной амплитуды. Отраженное от клина излучение фокусировалось линзой с фокусным расстоянием 1 м. Поперечный профиль пучка при помощи ПЗС-матрицы визуализировался в различных положениях вдоль распространения излучения.

Анализ результатов эксперимента показал смещение нелинейного фокуса и изменение длины филамента в зависимости от амплитуды деформации зеркала, которая задавалась напряжениями на пьезокерамических электродах.

Таким образом, было экспериментально исследовано влияние контролируемых искажений волнового фронта фемтосекундного импульса на процесс филаментации в воздухе. Показано, что при увеличении сферических аберраций излучения, длина филамента увеличивается, а его начало (нелинейный фокус) изменяет свое положение в зависимости от знака аберраций, поскольку введение сферической аберрации вносило также дополнительную фокусировку (дефокусировку).

### Список литературы

1. A. Couairon and A. Mysyrowicz, “Femtosecond filamentation in transparent media”, *Phys. Rep.* 441, 47 (2007);
2. V D Zvorykin, A A Ionin, A O Levchenko, G A Mesyats, L V Seleznev, D V Sinitsyn, I V Smetanin, E S Sunchugasheva, N N Ustinovskii, A V Shutov, “Production of extended plasma channels in atmospheric air by amplitude-modulated UV radiation of GARPUN-MTW Ti: sapphire—KrF laser. Part 1. Regenerative amplification of subpicosecond pulses in a wide-aperture electron beam pumped KrF amplifier”, *Quantum Electronics* 43 (4), 332–338 (2013).

## Выявление структурных особенностей стеарата серебра методом диэлектрической спектроскопии

*Смирнов А. П.<sup>1</sup>, Горяев М. А.<sup>1</sup>, Кастро Р. А.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>РГПУ

*Эл. почта: veter8808@mail.ru*

Фототермографические материалы (ФТМ) используются в регистрирующих устройствах со световыми источниками, имеющими излучение в различных областях спектра. С помощью различных красителей-сенситизаторов, вводимых в термопроявляемую композицию, можно осуществить спектральную сенситизацию ФТМ, т.е. сделать их чувствительными практически к любой области спектра от синей

до ближней инфракрасной [6, 7]. Одним из компонентов композиций ФТМ является стеарат серебра, который играет важную роль как в процессах сенсбилизации, так и при проявлении материалов при температурах 120–140°C [4, 8, 9]. Вместе с тем, структурные особенности и другие свойства данного вещества изучены недостаточно хорошо, поэтому актуальным является исследование оптических и диэлектрических свойств стеарата серебра. Целью данной работы является выявление структурных особенностей стеарата серебра в области первого фазового перехода методом диэлектрической спектроскопии (ДРС).

Измерение диэлектрических параметров образца стеарата серебра производилась на установке фирмы Novocontrol Technologies «Concept 41». Измерения ДРС были выполнены с использованием круглых позолоченных электродов диаметром 20 мм. Диаметр образца был равен 10 мм, толщина образца — 0.5 мм. Рабочее напряжение составляло 1 В. Комплексная диэлектрическая функция была измерена изотермически в частотном диапазоне  $10^{-2} \div 10^2$ . Диэлектрические спектры исследуемого образца были измерены в широком диапазоне частот и температур.

Результаты измерения аппроксимировались функцией Гавриляк-Негами [1, 2], с использованием программного обеспечения Novocontrol Winfit. На основе этой аппроксимации выделялись положения максимумов диэлектрических потерь и определялись параметры Гавриляк-Негами (HN) для изученных релаксационных процессов:

$$\epsilon^*(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{\Delta\epsilon}{\left[1 + (i\omega\tau)^{\alpha_{HN}}\right]^{\beta_{HN}}} \quad (1)$$

где  $\epsilon_\infty$  — высокочастотный предел действительной части диэлектрической проницаемости,  $\Delta\epsilon$  — диэлектрический инкремент (разность между низкочастотным и высокочастотным пределами),  $\omega = 2\pi f$ ,  $\alpha_{HN}$  и  $\beta_{HN}$  — параметры формы, описывающие соответственно симметричное и асимметричное расширение функции релаксации [3].

Анализ экспериментальных и аппроксимированных результатов позволил обнаружить существование  $\gamma$ -релаксационного процесса в интервале от 80°C до 130°C [10]. Данный релаксационный процесс обусловлен, по-видимому, потерей упорядоченности в карбоксильных

«хвостах» [11]. Также методом ДРС было обнаружено наличие фазового перехода, названного в [11] «кристалл-curd» при температуре  $T = 126\text{ }^{\circ}\text{C}$ , и указанного в [5], как первый фазовый переход, который обусловлен началом процесса «плавления» углеводородных цепей [5]. Вместе с тем, в [5] же указано, что при температуре  $130\text{ }^{\circ}\text{C}$ , т.е. при температуре выше температуры первого фазового перехода, значительных изменений структуре ионных слоев стеарата серебра не происходит, за исключением разупорядочения алифатических «хвостов».

### Список литературы

1. Havriliak S., Negami S. A complex plane analysis of a dispersion in some polymer systems. // J. Polym. Sci. Part C. № 14. P. 99-117. 1966;
2. Havriliak S., Negami S. A complex plane representation of dielectric and mechanical relaxation processes in some polymers. // J. Polym. № 8. P. 161-210. 1967;
3. Kremer K., Shonhals A. (Eds.) — Broadband dielectric spectroscopy, Springer, Berlin Heidelberg, 2003;
4. Morgan D. A. 3M's Dry Silver technology — an ideal medium for electronic imaging // J. Phot. Sci.. V. 41. № 1. P. 108–109. 1993;
5. Гайфутдинова Д. Н., Сергеева Е. А., Коваленко В. И. Исследование ионных слоев при фазовых переходах мезоморфного стеарата серебра. //Материалы докладов VIII Всероссийской конференции «Структура и динамика молекулярных систем» Химия и компьютерное моделирование. Бутлеровские сообщения., № 6. 2002;
6. Горяев М. А. Термопроявляемые фотоматериалы на основе неорганических систем // Журн. научн. и прикл. фотогр. и кинематогр.. Т. 36. № 5. С. 421–430. 1991;
7. Горяев М. А., Шапиро Б. И. Сенсбилизация серебряных термопроявляемых фотоматериалов в ближней инфракрасной области // Журн. научн. и прикл. фотогр.. Т. 42. № 2. С. 65–67. 1997;
8. Горяев М. А. Управление фотохимической чувствительностью термически проявляемых серебряных материалов // Журн. прикл. химии., Т. 67. № 6. С. 963–966. 1994;
9. Горяев М. А., Смирнов А. П. Спектральная сенсбилизация фототермографических материалов и оптические свойства стеарата серебра. Изв. РГПУ, № 144. С.29-36. 2012;
10. Карабанова Л. В., Сергеева Л. М., Святына А. В., G. Seytre, G.Boiteux, I.Stevenson. Диелектрическое исследование релаксационного поведения полувзаимопроникающих полимерных сеток на основе

полиуретана и поли (2-гидроксиэтилметакрилата). // Полімерний журнал, Т. 29. № 4. С.286-296. 2007;

11. Шарафутдинов М. Р., Бохонов Б. Б. IN SITU исследование термического разложения карбоксилатов серебра с использованием синхротронного излучения // Симпозиум «Фазовые превращения в твердых растворах и сплавах». Тезисы докладов. –Сочи,. Т 2. С.223-224. 2007.

## **Изготовление оптических антенн для локально усиленной рамановской спектроскопии методом адаптивного электрохимического травления**

*Васильченко В. Е.<sup>1</sup>, Харинцев Сергей Сергеевич<sup>1</sup>, Салахов Мяззюм Халимуллович<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>КФУ (Казанский федеральный университет)

*Эл. почта: valeria.vasilchenko@gmail.com*

В данной работе развивается метод изготовления оптических конусообразных антенн для локально усиленного рамановского рассеяния света (англ. tip-enhanced Raman scattering). Этот метод используется для визуализации и химической диагностики материалов на субволновых масштабах ( $r < \lambda$ ) [1]. Центральную роль в TERS-спектроскопии играют оптические антенны (безапертурные металлические зонды), которые позволяют увеличить сечение рассеяния света на несколько порядков и достичь субволнового пространственного разрешения [2].

Среди известных методов создания оптических антенн, таких как: электронно-лучевая литография, ионно-лучевая обработка и электрохимическое травление, последний метод получил наибольшее распространение ввиду его простоты и экономичности [3]. В качестве материала нанополоски используется золото или серебро, в которых возбуждаются локализованные плазмонные моды в видимом диапазоне. В работе рассматривается электрохимическое травление золотой проволоки в смеси соляной кислоты и этанола при разных концентрациях. Автором разработана схема с контроллером, обеспечивающая автоматическое отключение подаваемого напряжения при окончании травления. В устройстве реализован адаптивный алгоритм, который обеспечивает возможность *in situ* изменения параметров в процессе травления. Разработанное устройство позволяет улучшить воспроиз-



водимость размера и формы кончика антенны (> 90 %). Параметры зондов, полученных в ходе работы, контролировались при помощи сканирующей и просвечивающей электронной микроскопии. С помощью полученных зондов осуществлялась TERS-спектроскопия углеродных одностенных нанотрубок, было достигнуто усиление интенсивности на 7 порядков.

### Список литературы

1. Stöckle R. M., Suh Y.D, Deckert V., and Zenobi R., Nanoscale chemical analysis by tip-enhanced Raman spectroscopy, Chemical Physics Letters, 318, 131–136, 2000;
2. Novotny L. and Hecht B., Principles of Nano-Optics, Cambridge University Press, 2006;
3. Ren B., Picardi G., and Pettinger B., Preparation of gold tips suitable for tip-enhanced Raman spectroscopy and light emission by electrochemical etching, Review of Scientific Instruments, 75, 837, 2004.

## Калиевоалюмооборотные стекла с нанокристаллами CuCl — новый многофункциональный оптический материал

Ширшнев П. С.<sup>1</sup>, Бабкина А. Н.<sup>1</sup>, Сидоров А. И.<sup>1</sup>, Цехомский В. А.<sup>1</sup>,  
Никоноров Н. В.<sup>1</sup>, Голубков В. В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ИТМО

<sup>2</sup>ИХС РАН

Эл. почта: [pavel.shirshnev@gmail.com](mailto:pavel.shirshnev@gmail.com)

На сегодняшний день существует множество исследований по стеклам, содержащим нанокристаллы каких-либо химических соединений. Такие материалы объединяют в себе оптические свойства как стекол, так и кристаллов [1].

В настоящей работе были разработаны и исследованы стекла состава  $K_2O-Al_2O_3-B_2O_3$ , содержащие нанокристаллы (НК) CuCl — калиевоалюмооборотные наностеклокерамики (КАБ) [2]. Технология получения такого композита, отличается дешевизной, не требует дорогостоящих реактивов и огнеупоров.

В отличие от боросиликатного стекла с НК  $\text{CuCl}$  — стекла ФХС-7 [3], такие стекла не обладают фотохромизмом — то есть не изменяют своего пропускания при облучении излучением видимого или ближнего ультрафиолетового диапазона (УФ). При этом они сохраняют основное свойство таких материалов — обладают резкой границей поглощения в ближнем УФ диапазоне при наличии минимального оптического поглощения в видимой области спектра.

Исследованы спектрально-люминесцентные и физико-химические свойства разработанного материала, в частности зависимость оптического поглощения, рентгеновского малоуглового рассеяния и люминесцентных свойств от температуры.

Методом измерения спектров поглощения при температуре показано, что в отличие от стекол ФХС-7, в КАБ температуры плавления НК существенно ниже. Они составляют 80–190 °С, температуры кристаллизации лежат в диапазоне комнатных — от 30 °С до 50 °С(!), а полная кристаллизация может происходить и при температурах ниже 10 °С(!)

Показано, что при нагреве до 100 °С происходит «докристаллизация» — увеличение интенсивности экситонной полосы  $\text{CuCl}$  в стекле, то есть дополнительной кристаллизации исследуемой фазы.

Методом измерения малоуглового рентгеновского рассеяния при температуре показано, что в таких стеклах имеются два различных по составу типа кристаллов — один из которых — НК  $\text{CuCl}$ .

Показано, что при возбуждении в полосе от 280 нм до 405 нм возникает люминесценция в длинноволновой области видимого диапазона спектра с максимумом на 650 нм.

Методом измерения люминесценции при температуре показано, что при нагреве до 200 °С интенсивность люминесценции не изменяется, а изменяется только её диапазон — происходит сдвиг в коротковолновую область более чем на 100 нм (!). Следует учитывать, что такой результат — отсутствие уменьшения интенсивности люминесценции — достигается при возбуждении ее на длине волны 405 нм.

Наличие второго типа кристаллов объясняет более низкие, чем в стеклах ФХС-7, температуры плавления НК  $\text{CuCl}$ . В ФХС-7 НК существуют в виде эвтектической системы —  $\text{CuCl-NaCl}$ . Такой вид нанофазы снижает температуру плавления НК  $\text{CuCl}$  [2]. В данной работе, по-видимому, тоже имеет место эвтектическая система, но другого

состава. Такой системой может быть  $\text{CuCl-K}_2\text{CuCl}_3$ , как косвенно подтверждают данные рентгеноструктурного анализа.

Люминесцентные свойства данного стекла объясняются наличием в нем люминесцирующих кластеров  $(\text{CuCl})_n$  и  $(\text{Cu}_2\text{O})_n$ .

Открытые свойства КАБ могут быть использованы при создании фильтров защиты от УФ-излучения, помехозащищенных датчиков пожара, температурных меток, люминесцентных дозиметров УФ-излучения, визуализаторов УФ-излучения и датчиков искры, высокоточных люминесцентных измерителей температуры. Также такой материал обладает нелинейно-оптическими свойствами [4].

Работа осуществлена при поддержке гранта РФФИ 12-02-31896 мол\_а.

### **Список литературы**

1. Никоноров Н. В., Панышева Е. И., Туниманова И. В., Чухарев А. В. Влияние состава стекла на изменение показателя преломления при фототермоиндуцированной кристаллизации, Физика и химия стекла, Том 27, выпуск 3, стр 365-376, 2001 год;
2. Никоноров Н. В., Цехомский В. А., Ширшнев П. С. стеклокристаллический оптический материал с резкой границей поглощения в УФ-области спектра и способ его получения, патент, заявка от 10.12.2010, номер заявки 2010150803/03, 2012;
3. Dotsenko A. V., Glebov L. B., Tsekomskii V. A. Physics and Chemistry of Photochromic Glasses. New York: CRC Press, 190 p., 1998;
4. Ким А. А., Никоноров Н. В., Сидоров А. И., Цехомский В. А., Ширшнев П. С., нелинейно-оптические эффекты в стеклах с нанокристаллами хлорида меди, письма в журнал технической физики, том 37, выпуск 9, стр 22-28, 2011.

## Фемтосекундная спектроскопия оптического эффекта Керра при многоимпульсном возбуждении

Жарков Д. К.<sup>1</sup>, Шмелёв А. Г.<sup>1</sup>, Никифоров В. Г.<sup>1</sup>, Лобков В. С.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>КФТИ

Эл. почта: dzharkov@list.ru

Оптический контроль молекулярной динамики в настоящее время является предметом интенсивных теоретических и экспериментальных исследований. Во многом это связано с бурным развитием доступной лазерной техники, позволяющей использовать сверхкороткие лазерные импульсы в широком спектральном диапазоне, что открывает новые возможности для фундаментальных исследований когерентных свойств квантовых систем. Одним из методов таких исследований, основанным на классической схеме «накачивающий — пробный», является метод оптического контроля «серия накачивающих — пробный» или «серия накачивающих — серия подавляющих — пробный», где последовательность импульсов заданным образом воздействует на среду. Чтобы достичь определенного состояния системы, необходимо определенным образом подобрать параметры импульсной последовательности (длительности, интенсивности, частоты несущей импульса, поляризации и т. д. каждого импульса, а также задержки между импульсами). Предыдущие исследования показали, что изменения двух параметров (задержка между импульсами накачки и их взаимная поляризация) достаточны для управления ориентационной анизотропией. Также исследования показали, что для управления колебательной анизотропией необходимо изменение двух других параметров — задержки между накачивающими импульсами и их относительная интенсивность. Однако подобрать параметры для полного управления анизотропией оказывается довольно сложно.

В рамках данной работы была собрана установка для реализации четырехимпульсного воздействия на образец, проведены эксперименты по селективной спектроскопии и управлению колебательно-вращательными движениями молекул в жидкости при комнатной температуре, а также экспериментально исследованы возможности метода, определено влияние относительной интенсивности и длительности импульсов на молекулярную динамику жидкостей, подобраны параметры много-

импульсной последовательности для максимального подавления или усиления отдельных колебательно-вращательных мод.

В данной работе все эксперименты проводились при комнатной температуре, для возбуждения были использованы импульсы фемтосекундного титан-сапфирового лазера с максимумом длины волны люминесценции районе 790 нм и длительностью импульсов 35–40 фемтосекунд.

## Резонансные брэгговские структуры на основе системы квантовых ям InGaN в GaN

*Большаков А. С.<sup>1</sup>, Чалдышев В. В.<sup>1</sup>, Заварин Е. Е.<sup>1</sup>, Сахаров А. В.<sup>1</sup>, Лундин В. В.<sup>1</sup>, Цацуньников А. Ф.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>ФТИ

*Эл. почта: bolsh.andrey@yandex.ru*

В брэгговских структурах с квантовыми ямами, выращенных с периодом, при котором частота брэгговского резонанса совпадает с резонансной частотой экситонов в квантовых ямах, наблюдается усиление экситон-поляритонного резонанса и образование суперизлучательной моды [1]. Это выражается в увеличении коэффициента отражения света на частоте резонанса по сравнению с нерезонансной брэгговской структурой. Подобные системы ранее создавались на основе квантовых ям GaAs и InGaAs, однако вследствие малой энергии связи экситона в этих материалах (~ 4 мэВ), суперизлучательная экситон-поляритонная мода наблюдалась лишь при криогенных температурах.

Нами исследовались гетероструктуры на основе квантовых ям InGaN с барьерами GaN, в которых энергия связи экситона > 20 мэВ, т.е. сопоставима с энергией тепловых колебаний при комнатной температуре. Образцы были выращены методом MOVPE и содержали 1, 10, 30, 60 и 100 периодов. Подстройка брэгговской длины волны к частоте экситонного резонанса проводилась изменением угла падения света. Отчетливо выраженный эффект усиления отражения (в ~ 2 раза) наблюдался при совпадении брэгговской длины волны с экситонной в структуре, содержащей 60 периодов [2]. В структурах с меньшим чис-

лом периодов количество квантовых ям оказалось недостаточным для формирования заметного экситонного вклада в отражение. В структуре со 100 периодами, по-видимому, начинает сказываться неоднородность толщин слоев, нарушающая когерентность коллективного взаимодействия экситонов со светом.

Для усиления суперизлучательной моды при сохранении числа периодов были выращены структуры со сдвоенными квантовыми ямами в узлах оптической решетки. Экспериментальные исследования подтвердили теоретические ожидания [3], показав значительное (в  $\sim 2$  раза) увеличение вклада системы экситонов в коэффициент отражения в 60-периодной структуре со сдвоенными квантовыми ямами по сравнению с аналогичной структурой, содержащей систему одиночных квантовых ям [4].

Методом матриц переноса проведены расчеты спектров отражения, позволившие определить основные параметры экситон-поляритонных состояний.

Таким образом, мы впервые наблюдали взаимодействие света с периодической решеткой экситонов в квантовых ямах InGaN при комнатной температуре.

### Список литературы

1. Е. Л. Ивченко А. И. Несвижский С. Йорда, Брэгговское отражение света от структур с квантовыми ямами, ФТТ, 36, 1156, 1994;
2. V. V. Chaldyshev A. S. Bolshakov E. E. Zavarin A. V. Sakharov W. V. Lundin A. F. Tsatsulnikov M. A. Yagovkina T. Kim, Y. Park, Optical lattices of InGaN quantum well excitons, Appl. Phys. Lett., 99, 251103, 2011;
3. E. L. Ivchenko, M. A. Kaliteevski, A. V. Kavokin, A. I. Nesvizhskii, Reflection and absorption spectra from microcavities with resonant Bragg quantum wells, J. Opt. Soc. Am. B, 13, 1061, 1996;
4. А. С. Большаков В. В. Чалдышев Е. Е. Заварин А. В. Сахаров В. В. Лундин А. Ф. Цацульников М. А. Яговкина Резонансная брэгговская структура со сдвоенными квантовыми ямами InGaN, ФТТ, 55, 1706, 2013.

## Динамическая дифракция света в одномерных фотонных кристаллах с синусоидальным профилем диэлектрической проницаемости

Романенко К. О.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>СПбГУ

<sup>2</sup>ФТИ

Эл. почта: kykyryzo@gmail.com

Продемонстрированная в серии работ [1–4] возможность практического использования динамической теории дифракции (ДТД) света для описания сложных оптических явлений, наблюдаемых при изучении фотонных кристаллов (ФК), показывает, что в этой теории заложен мощный инструмент для развития представлений о физике взаимодействия электромагнитного поля со сложными ФК системами. Основным преимуществом ДТД является то, что она основана на ясных физических допущениях и фактически не выходит за рамки простых аналитических расчетов. В этом заключается принципиальное отличие ДТД от разнообразных подходов (см., например, [5]) к численному решению дифракционных задач, использующих методы полного электродинамического расчета, которые, по существу, представляют собой форму численного эксперимента и поэтому не дают удовлетворительных ответов на вопросы о механизмах формирования спектров.

В настоящей работе (в развитие ранее полученных теоретических и экспериментальных результатов [1–4]) обсуждается модель опалоподобного ФК с одномерной периодичностью эффективной диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_s(z)$ . Такая модель хорошо подходит для описания экспериментальных данных по брэгговскому отражению света [3, 6] за исключением специфических эффектов многоволновой дифракции света, обусловленных трехмерной структурой кристалла.

Зависимость  $\varepsilon_s(z)$  получается в результате усреднения трехмерно периодической диэлектрической функции опалоподобного ФК по направлениям, лежащим в плоскости (111):

$$\varepsilon_s(z) = \varepsilon_a f_s(z) + \varepsilon_b(1 - f_s(z)),$$

где  $\varepsilon_a$  и  $\varepsilon_b$  — диэлектрические постоянные сферообразных частиц, из которых собран ФК, и межчастичного пространства (пор), соответственно, а  $f_s(z)$  — одномерная эффективная функция заполнения ФК материалом частиц.

Функция заполнения  $f_s(z)$  хорошо аппроксимируется ее 1-ой фурье-гармоникой, которая фигурирует в расчетах оптических спектров отражения и пропускания, выполняемых в рамках ДТД. Гармоническая аппроксимация функции заполнения в случае опалов является хорошим приближением, что обосновывает возможность практического использования ДТД для интерпретации экспериментальных оптических спектров.

Поскольку ДТД строится с учётом пространственной периодичности среды, то возникает вопрос о пределах применимости такой теории в условиях, когда толщина ФК пластинки становится порядка или меньше периода  $\Lambda$  функции  $f_s(z)$ . Ответ на поставленный вопрос получен нами путём сравнения спектров отражения, рассчитанных в рамках ДТД, со спектрами, полученными с использованием прямого численного моделирования, основанного на методе матрицы переноса: ДТД согласуется с численным моделированием при любой толщине структуры в спектральном диапазоне вблизи нижней по энергии стоп-зоны.

Работа поддержана Программой развития Санкт-Петербургского государственного университета (НИР 11.37.23.2011). Автор выражает благодарность д. ф.-м. н., профессору А. В. Селькину за обсуждение поставленной задачи.

### Список литературы

1. A. V. Selkin. Proc. of 12th Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology". St. Petersburg. P. 111, (2004);
2. А. В. Селькин А. Ю. Билибин А. Ю. Меньшикова Ю. А. Пашков Н. Н. Шевченко А. Г. Баженова Изв. РАН, сер. физ. 69, 1111 (2005);
3. А. Г. Баженова А. В. Селькин А. Ю. Меньшикова Н. Н. Шевченко ФТТ 49, 2010 (2007);
4. V. G. Fedotov A. V. Selkin, T. A. Ukleev A. Yu. Men'shikova, N. N. Shevchenko Phys. Status Solidi B 248, 2175 (2011);
5. I. A. Sukhoivanov I. V. Guryev Photonic Crystals: Physics and Practical Modeling. Springer Series in Optical Science 152. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, Pp. 242, (2009);
6. G. M. Gajiev V. G. Golubev D. A. Kurdyukov A. V. Medvedev A. B. Pevtsov A. V. Selkin, V. V. Travnikov Phys. Rev. B 72, 205115 (2005).



## Отражение света от брэгговской решетки и хаотических массивов металлических нановключений As и AsSb в матрице AlGaAs

Ушанов В. И.<sup>1,2</sup>, Чалдышев В. В.<sup>1</sup>, Преображенский В. В.<sup>3</sup>, Путьято М. А.<sup>3</sup>,  
Семягин Б. Р.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>ФТИ

<sup>2</sup>СПбГПУ

<sup>3</sup>ИФП СО РАН

Эл. почта: Decorus2009@mail.ru

Метаматериалы — композиционные материалы, свойства которых обусловлены коллективными эффектами и взаимодействием света с составляющими их элементами, размеры которых значительно меньше длины волны света. В частности, формирование в диэлектрической (полупроводниковой) матрице массива металлических нановключений позволяет существенно модифицировать диэлектрическую проницаемость  $\epsilon$  среды. При наличии периодичности в расположении наночастиц, близкой к половине длины волны света, приближение эффективной среды становится неприменимым, а в оптических спектрах должен появляться брэгговский резонанс, возникающий из-за дифракции электромагнитных волн.

Нами исследовались оптические свойства металло-полупроводниковых метаматериалов на основе матрицы AlGaAs, выращенных методом МЛЭ и содержащих массивы нановключений полуметаллов As и AsSb. Эти нановключения располагались в среде хаотически или образовывали брэгговскую структуру с максимумом отражения на длине волны вблизи 750 нм. Эта длина волны соответствует области прозрачности матрицы.

Экспериментально изучались спектры оптического отражения при различных температурах углах падения света и поляризациях.

Показано слабое влияние системы случайно расположенных нановключений As на оптические свойства пленок AlGaAs, поскольку фре-лиховский резонанс для нановключений As далек от окна прозрачности для матрицы AlGaAs.

Для нановключений AsSb в AlGaAs плазмонный резонанс находится в области меньших энергий. Было определено его положение, которое составило 843 нм, что соответствует области прозрачности матри-

цы AlGaAs. В результате спектры оптического отражения существенно изменялись при появлении и зависели от пространственного распределения нановключений AsSb. Среда AlGaAs, содержащая массив случайно расположенных нановключений AsSb, оказалась поглощающей и рассеивающей в окне прозрачности. Упорядоченная система нановключений AsSb создает брэгговский резонанс в отражении. Его амплитуда составляет 20 % при том, что объемная доля металлических нановключений была значительно ниже 1 %, а брэгговская последовательность состояла из 12 периодов.

## Линейный электрооптический эффект в одномерных фотонных кристаллах

Драгинда Ю. А.<sup>1</sup>, Палто С. П.<sup>1</sup>, Юдин С. Г.<sup>1</sup>, Лазарев В. В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт Кристаллографии им. Шубникова РАН (ИК РАН)

Эл. почта: draginda@mail.ru

Фотонные кристаллы на сегодняшний день являются одним из наиболее перспективных объектов исследования. Одномерный фотонный кристалл с центром фотонной зоны на длине волны  $\lambda$  получается в результате чередования оптически однородных слоёв толщиной  $\lambda / (4n_{1,2})$  с различающимися показателями преломления  $n_1$  и  $n_2$ . Целью данной работы было получение управляемого одномерного фотонного кристалла на основе чередующихся тонких плёнок двух органических соединений, позволяющего модулировать спектральное положение краёв фотонной зоны с помощью электрического поля. Для этого в качестве одной из составляющих компонент было выбрано вещество, обладающее сегнетоэлектрическими свойствами — сополимер П(ВДФ/ТрФЭ). При наличии внешнего поля происходит пропорциональное полю изменение толщины подсистемы сополимера  $\delta d$  (обратный пьезоэлектрический эффект), что приводит к спектральному сдвигу фотонной зоны  $\delta\lambda$ . В качестве второго вещества был выбран азокраситель МЭЛ-63 (4-(4'-нониламино)фенил]диазенилбензойная кислота). Проведённое компьютерное моделирование влияния сегнетоэлектрической поляризации на оптические и электрооптические

свойства исследуемых структур показало, что в спектральной области фотонной стоп — зоны проявляется линейный электрооптический эффект, обладающий максимумом на краях зоны, где максимальна плотность фотонных состояний [1].

Экспериментальные образцы были получены методом Ленгмюра-Блоджетт. К образцу прикладывалось переменное синусоидальное электрическое напряжение амплитудой 68 В, сигнал регистрировался на основной частоте (32 Гц) и на удвоенной частоте модулирующего поля. В области фотонной зоны на основной частоте наблюдался выраженный электрооптический эффект, амплитуда которого заметно превышала амплитуду, регистрируемую на удвоенной частоте в данном спектральном диапазоне. Более того, линейный эффект увеличивался более чем на порядок после дополнительной поляризации сегнетоэлектрической подсистемы при более высоких напряжениях электрического поля ( $U = 300$  В), а также инвертировался при переполаризации напряжением противоположной полярности. Изменение знака электрооптического отклика соответствует изменению направления спектрального сдвига фотонной зоны при фиксированном направлении электрического поля. Полученное значение спектрального сдвига достигало  $\delta\lambda \cong 2.4 \times 10^{-2} nm$ . Таким образом, показана возможность управления электрооптическими свойствами гетероструктуры в спектральной области фотонной зоны изменением состояния поляризации сегнетоэлектрической подсистемы.

Эффект модуляции спектрального положения фотонной зоны в электрическом поле может быть использован для модуляции света от непрерывных лазерных источников, а также в микролазерах с распределённой обратной связью на основе фотонных кристаллов.

### Список литературы

1. Palto S. P., Draginda Yu. A., Photonic Heterostructures with properties of ferroelectrics and light polarizers, Crystallography reports, vol. 55, 6, P. 971, 2010.

## **Многоуровневая генерация и р-легирование в полупроводниковых лазерах с квантовыми точками InAs/InGaAs**

*Корнев В. В.<sup>1</sup>, Савельев А. В.<sup>1</sup>, Жуков А. Е.<sup>1</sup>, Максимов М. В.<sup>2</sup>, Омельченко А. В.<sup>1</sup>, Шерняков Ю. М.<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>СПбАУ НОЦ НТ

<sup>2</sup>ФТИ

<sup>3</sup>ФТИ

<sup>4</sup>СПбАУ НОЦ НТ

*Эл. почта: Korenev.Vladimir@gmail.com*

Явление многоуровневой генерации в лазерах на основе квантовых точек (КТ) InAs/InGaAs привлекает к себе особое внимание благодаря широте области его возможных применений. В частности, многоуровневая генерация может быть полезна для достижения широких спектров лазерной генерации, необходимых для решения целого ряда практически важных задач, начиная от эстетической хирургии и оптической когерентной томографии вплоть до высокоскоростной передачи данных [1–2].

Однако, практически полезная мощность, отвечающая основному оптическому переходу КТ InAs/InGaAs, уменьшается за порогом многоуровневой генерации, вплоть до полного гашения при достаточно больших токах инжекции [3,7]. Для описания данного явления был предложен целый ряд возможных причин, в частности, обнаруженное затухание приписывалось саморазогреву активной области лазера [3], асимметрии в распределении носителей заряда в КТ [4], а также увеличению однородного уширения [5] и внутренних потерь [6]. Более того, как было недавно показано в работе [7] десинхронизация в темпах захвата дырок и электронов в КТ также может оказывать существенное влияние на компоненту мощности, отвечающую основным переходам КТ.

В нашей работе исследовано, как экспериментально, так и теоретически, влияние модулированного р-легирования на ватт-амперные

характеристики лазеров, работающих в режиме многоуровневой генерации. В частности, показано, что используя р-легирование активной области КТ-лазеров можно добиться увеличения диапазона токов инжекции, в котором имеет место генерация на основном оптическом переходе КТ, а также максимальной мощности, излучаемой на основном переходе КТ.

Для объяснения данного эффекта нами была предложена модель, основанная на решении системы скоростных уравнений для КТ [8]. В рамках данной модели было показано, что вследствие модулированного р-легирования активной области лазера имеет место увеличение локальной концентрации дырок вблизи КТ. Это, в свою очередь, приводит к росту отношения темпов захвата дырок и электронов в КТ. В результате, конкуренция между основными и возбуждёнными оптическими переходами в КТ, являющаяся основной причиной гашения излучения на основном оптическом переходе КТ [3], оказывается не так сильно выражена в случае р-легированных образцов, по сравнению с нелегированными образцами. Увеличение отношения темпов захвата дырок и электронов в КТ, согласно [7], приводит к увеличению мощности основного оптического перехода КТ. Указанные результаты находятся в качественном согласии с экспериментальными данными, полученными в нашей работе.

Таким образом, показано, что использование модулированного легирования активной области лазера примесью р-типа позволяет увеличить мощность лазерного излучения, что особенно важно с точки зрения их практических применений.

### **Список литературы**

1. Zhukov A. E., Kovsh A. R., *Quantum Electronics* 38, 409 (2008);
2. Schmitt J. M., *IEEE J. Quantum Electron.* 5, 1205 (1999);
3. Ji H.-M. et al., *Jpn. J. Appl. Phys.* 49, 072103 (2010);
4. Viktorov E. A. et al., *Appl. Phys. Lett.* 87, 053113 (2005);
5. Sugawara M. et al., *J. Appl. Phys.* 97, 043523 (2005);
6. Asryan L. V., Luryi S., *Appl. Phys. Lett.* 83, 5368 (2003);
7. Korenev V. V. et al., *Appl. Phys. Lett.* 102, 112101 (2013);
8. Shernyakov Yu. M. et al., *Semicond.* 46, 1353 (2012).

## **Разработка технологии получения слоев соединений $A^3B^5$ с изменяющейся шириной запрещенной зоны для использования их в фотоэлектрических преобразователях**

*Свистунов А. Н.<sup>1,2</sup>, Левин Р. В.<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>СПбГЭТУ «ЛЭТИ»

<sup>2</sup>ФТИ

*Эл. почта: ANSwistunow@gmail.com*

В 21 веке одной из главных проблем стала проблема энергетического кризиса. Одним из путей решения проблемы является преобразование солнечной энергии в электрическую.

В настоящее время фотоэлектрические преобразователи с р-п переходом на основе тонкопленочного кремния имеют максимальный коэффициент полезного действия (КПД)  $\sim 12\%$ , а сложные в изготовление многопереходные фотоэлектрические преобразователи  $\sim 43,5\%$ .

Одним из возможных вариантов фотоэлектрических преобразователей, является использование плавных гетероструктур, в которых ширина запрещенной зоны увеличивается к освещаемой поверхности [1]. В такой гетероструктуре происходит уширение спектральной характеристики фоточувствительности и полное использование энергии солнечного света [1]. Кроме того, такая структура значительно проще в изготовлении слоев полупроводниковых твердых растворов.

Задачей проекта является разработка технологии получения слоев с изменяющейся шириной запрещенной зоны методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений (МОСГФЭ). В качестве модельного материала был выбран антимонид галлия (GaSb) и твердые растворы на его основе. Параметр решетки антимонида галлия совпадает с параметрами твердых растворов, величина запрещенной зоны которых лежит в диапазоне от  $\sim 0,3$  эВ до  $1,7$  эВ ( $0,7\text{--}4$  мкм).

После проведения ряда экспериментов по получения твердых растворов с различной шириной запрещенной зоны в диапазоне  $0,43 \div 0,72$  эВ, были определены технологические режимы изготовления варизонной структуры с изменяющейся шириной запрещенной зоны от  $0,43$  до  $0,72$  эВ. Структуры исследовались методами рентгеновской дифрактометрии и масс-спектропии вторичных ионов (ВИМС). На основе данных исследований, были разработаны и изго-

товлены структуры с р-п и п-р переходом, на подложках разного типа проводимости. Внутренние тянущие электрические поля полученных структур составили 0,123 В/мкм и 0,124 В/мкм. Из литературных данных известно, что для разделения носителей заряда тянущее поле внутри области объемного заряда составляет  $\sim 1$  В/мкм [1], в связи с этим, была выращена структура с толщиной варизонного слоя 0,5 мкм, при этом тянущее поле составило 0,58 В/мкм. Напряжение холостого хода в такой структуре было  $U_{xx} = 0,33$  В, что свидетельствует об увеличении напряжения холостого хода за счет градиента ширины запрещенной зоны.

### Список литературы

1. Ж. И. Алферов, В. М. Андреев В. И. Корольков Письма в ЖТФ, 4, 7, 369 (1978).

## Разработка технологии изготовления гетероструктур для приемников лазерного излучения

Маричев А. Е.<sup>1,2</sup>, Хвостиков В. П.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>СПбГЭТУ «ЛЭТИ»

<sup>2</sup>ФТИ им. А.Ф.Иоффе

Эл. почта: [segregatel@yandex.ru](mailto:segregatel@yandex.ru)

Появление лазеров (оптических квантовых генераторов) способствовало становлению и интенсивному развитию новых научных направлений и областей.

Технология передачи энергии с помощью лазера в основном, исследовалась при разработке новых систем вооружений и в аэрокосмической промышленности, а в настоящее время разрабатывается для коммерческой и потребительской электроники.

Наиболее перспективными для передачи энергии являются лазеры с  $\lambda = 1064$  нм, которые имеют наибольшую мощность [1].

Для фотоприемников такого излучения необходимо использовать материалы с прямой структурой зон, высокой интенсивностью фотолюминесценции, кристаллическим совершенством и высокой подвиж-

ностью генерированных носителей. Наиболее подходящим материалом является твердый раствор типа InGaAsP [2].

В данной работе сообщается о результатах разработки технологии изготовления и исследования эпитаксиальных слоев InGaAsP с  $E_g \sim 1.2$  эВ ( $\lambda = 1064$  нм) на подложке InP методом МОС ГФЭ, для использования в фотоэлектрических преобразователях лазерного излучения с длиной волны  $\lambda = 1064$  нм.

Были подобраны режимы роста, такие как: отношения потоков V и III групп, скорость роста, выбраны легирующие примеси n и p типа. Все слои InGaAsP согласованны по постоянной решетки с постоянной решетки подложки InP, что было подтверждено исследованием фотолуминесценции, рентгенодифракционным анализом.

Были изготовлены и исследованы образцы фотоприемников.

#### Список литературы

1. Лазеры. Основы устройства и применения. Федоров Б. Ф. М.: ДОСААФ, 1988;
2. О. Н. Крохин «Передача электрической энергии посредством лазерного излучения», УФН, т. 176, №4, стр. 441-444.

## Пространственная и спектральная селекция мод фазированной линейки инжекционных лазеров с помощью объёмной Брэгговской решетки

Паюсов А. С.<sup>1,2</sup>, Гордеев Н. Ю.<sup>2,1</sup>, Задиранов Ю. М.<sup>2</sup>, Максимов М. В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>СПбАУ НОЦ НТ

<sup>2</sup>ФТИ

Эл. почта: plusov@mail.ioffe.ru

Одним из востребованных направлений для исследования торцевых полупроводниковых лазеров является получение большой оптической мощности в пучке с малой расходимостью (менее  $10^\circ$ ). Повышение оптической мощности требует увеличения ширины излучающей области, что ведет к многомодовой генерации и ухудшает качество светового пучка. Решение этой проблемы требует новых подходов по управлению модовым составом излучения.



В настоящей работе приводится исследование особенностей пространственной и спектральной селекции мод фазированной линейки полупроводниковых лазеров с волноводом на основе одномерного фотонного кристалла, работающей на длине волны 980 нм. Фотонный кристалл в вертикальном направлении формируется в процессе эпитаксиального роста за счёт чередования слоёв с разным показателем преломления.

Расширенный волновод лазера на фотонном кристалле позволяет уменьшать вертикальную расходимость излучения до 5 град. Увеличение размера оптической моды в вертикальном направлении позволяет получить сфазированное излучение близко расположенных одномодовых лазеров, в результате массив работает на осциллирующих модах высокого порядка в горизонтальном направлении [1]. Один из пространственных максимумов осциллирующей моды используется для создания внешней спектрально и пространственно-селективной обратной связи за счёт объёмной Брэгговской решётки. В работе исследованы диаграммы направленности излучения, спектры лазерной генерации и ватт-амперные характеристики лазеров с внешним резонатором. Обсуждаются особенности формирования обратной связи. Продемонстрировано, что 500 мВт выходной оптической мощности может быть сосредоточено в пучке расходимостью  $\sim 1^\circ$  при спектральной ширине линии 0,6 нм. Также рассматривается возможность применения использованной схемы внешнего резонатора для других типов лазеров, работающих на неосновной моде, в частности, для лазеров с туннельно-связанными волноводами.

### **Список литературы**

1. N. Y. Gordeev et al., Proc. of SPIE, 6889, 68890W, 2008.

## Разработка мощных полупроводниковых лазеров для прямого применения в обработке материалов

Веселов Д. А.<sup>1,2</sup>, Николаев Д. Н.<sup>1</sup>, Шашкин И. С.<sup>1</sup>, Пихтин Н. А.<sup>1</sup>, Слипченко С. О.<sup>1</sup>, Тарасов И. С.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ФТИ

<sup>2</sup>СПбГЭТУ «ЛЭТИ»

Эл. почта: dmitriy90@list.ru

К настоящему времени в области лазерной обработки и резки материалов сохраняется потребность в компактных, высокоэффективных, недорогих излучателях. Волоконные лазеры, а также твердотельные лазеры с диодной накачкой обладают невысокими коэффициентами полезного действия и высокой стоимостью по сравнению с полупроводниковыми лазерами, в то время как последние пока что проигрывают по мощности и качеству пучка.

Тем не менее, если повысить мощность и качество пучка полупроводниковых лазеров, то их можно будет применять для обработки материалов, не требующих значительной плотности оптической мощности, таких например, как текстильные.

В работе исследовалась возможность получения высокой мощности и высокой температурной стабильности полупроводниковых лазеров, работающих в диапазоне длин волн 1.0–1.1 мкм. Лазеры изготавливались методом МОС-гидридной эпитаксии в системе твердых растворов AlGaAs/ InGaAs/ GaAs на основе квантово-размерной асимметричной двойной гетероструктуры раздельного ограничения с расширенным волноводом. Ширина волновода составляет 1.7 мкм, волновод оптимизирован по составу (по содержанию алюминия в твердом растворе AlGaAs). Активная область состоит из двух квантовых ям толщиной 90 Å.

Из лазерных гетероструктур изготавливались мезаполосковые лазеры с апертурой излучения 100 мкм и длиной резонатора Фабри-Перо около 3 мм. Конструкция активного элемента «глубокая меза» представляет собой две протравленные под углом до п-эмиттера канавки, между которыми с р-стороны нанесен металлический контакт. Данная конструкция обеспечивает надежную защиту от растекания тока, а также предотвращает срыв генерации [1].

После монтажа на теплоотвод в экспериментальных образцах лазеров исследовались пороговые, спектральные и мощностные зависимости.

Поставленные эксперименты позволили за счет оптимизации конструкции лазерной гетероструктуры существенно повысить температурную стабильность порогового тока, удалось достичь величины характеристической температуры  $T_0 = 220$  К [2]. Исследование механизма температурной делокализации носителей заряда из активной области в волновод [3] позволило снизить влияние данного процесса на работу лазера и добиться низких внутренних оптических потерь  $\alpha_i \sim 0,17$  см<sup>-1</sup>. Все это в сумме привело к созданию лазеров с непрерывной выходной мощностью оптического излучения порядка 20 Вт при комнатной температуре и сохраняющих 5 Вт излучаемой оптической мощности при увеличении температуры до 140 °С.

Полученные высокие результаты, к сожалению, пока что не позволяют использовать полупроводниковые лазеры непосредственно для обработки материалов, поскольку данное применение требует высокого качества пучка. Поэтому дальнейшая работа в данной области связана прежде всего с уменьшением расходимости излучения, а также уменьшением фактора  $M^2$ . Пока что расходимость излучения по перпендикулярной оси составляет 30° на полувысоте, а по параллельной — 16° на полувысоте. В настоящий момент расходимость по перпендикулярной оси ограничена шириной волновода, а расходимость по параллельной — отражениями от стенок «глубокой мезы».

Для дальнейшего повышения качества пучка необходимо увеличить ширину волновода, а также оптимизировать конструкцию волновода и активного элемента.

Если модифицировать конструкцию лазера таким образом и сохранить при этом высокие показатели температурной стабильности и максимальной выходной оптической мощности, то удастся достигнуть уникального сочетания высокого качества пучка, высокой мощности и эффективности, что в свою очередь позволит создать компактный, эффективный и дешевый излучатель для обработки материалов.

### Список литературы

1. Слипченко С. О., Винокуров Д. А., Лютецкий А. В., Пихтин Н. А., Станкевич А. Л., Фетисова Н. В., Бондарев А. Д., Тарасов И. С., Срыв генерации в мощных полупроводниковых лазерах, ФТП 43 (10), 1409, 2009;
2. Шашкин И. С., Винокуров Д. А., Лютецкий А. В., Николаев Д. Н., Пихтин Н. А., Рудова Н. А., Соколова З. Н., Слипченко С. О., Станкевич А. Л., Шамахов В. В., Веселов Д. А., Бахвалов К. В., Тарасов И. С., Температурная зависимость пороговой плотности тока в полупроводниковых лазерах ( $\lambda = 1050\text{-}1070$  нм), ФТП 46 (10), 1234-1238, 2012;
3. Шашкин И. С., Винокуров Д. А., Лютецкий А. В., Николаев Д. Н., Пихтин Н. А., Растегаева М. Г., Соколова З. Н., Слипченко С. О., Станкевич А. Л., Шамахов В. В., Веселов Д. А., Бондарев А. Д., Тарасов И. С., Температурная делокализация носителей заряда в полупроводниковых лазерах ( $\lambda = 1010\text{-}1070$  нм), ФТП 46 (10), 1230-1233, 2012.

## Влияние добавления сверхрешеток на процессы люминесценции в нитридных наногетероструктурах

Менькович Е. А.<sup>1</sup>, Тарасов С. А.<sup>1</sup>, Юргин П. А.<sup>1</sup>, Suihkonen S.<sup>2</sup>, Svensk O.<sup>2</sup>, Riuttanen L.<sup>2</sup>, Nykänen H.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>СПбГЭТУ «ЛЭТИ»

<sup>2</sup>Department of Micro and Nanosciences, Aalto University

Эл. почта: [menkovichea@gmail.com](mailto:menkovichea@gmail.com)

Несмотря на достижения в технологии создания светоизлучающих наногетероструктур на основе полупроводниковых нитридов, остается актуальной задача повышения эффективности их электролюминесценции. В настоящее время существуют различные подходы позволяющие решить указанную задачу, но одним из наиболее перспективных является использование в составе таких наноструктур сверхрешеток (СР) различного типа.

В работе были исследованы наногетероструктуры на основе AlGaInN, созданные методом MOCVD на сапфировой подложке. Их важнейшей особенностью было использование в качестве активной области (АО) только одной квантовой ямы, которая была дополнена

15-слойной сверхрешеткой  $\text{In}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{N}/\text{In}_{0,01}\text{Ga}_{0,99}\text{N}$ , расположенной между АО и n-GaN. Другой особенностью было строение верхнего р-слоя. Были исследованы структуры четырех типов: в типе А р-слой представлял собой СР из 9 пар  $\text{Al}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{N}$  и GaN слоев толщиной 1,5 нм, в типе В использовался слой р-AlGaN с долей алюминия 15 %, в типе С - слой р-AlGaN с долей алюминия 10 % и в типе D был применен обычный р-GaN. Также были для сравнения исследованы структуры, не содержащие СР (тип Е).

Было обнаружено, что СР InGaN/InGaN, размещенная под активной областью, позволяет многократно снизить эффект коротковолнового сдвига длины волны в максимуме излучения, который связан с формированием на гетерограницах в наноструктуре упругих напряжений и пьезополей, вызванных сильным различие параметров решетки. Добавление InGaN/InGaN СР в структуру позволяло скомпенсировать упругие напряжения за счет оптимизации процессов растяжения-сжатия. Поэтому в отличие от структур типа Е в структурах А-D эффект сдвига практически не наблюдался. Также было показано, что структуры типа А с двумя СР из InGaN и AlGaN обладали наибольшей эффективностью в сравнении с остальными образцами, а отклонение зависимостей мощности и интенсивности от линейности наблюдалось при больших значениях прямых токов. Вероятно, процесс релаксации остаточных упругих напряжений в такой структуре не приводит к образованию дефектов в кристаллической решетке, что приводило к меньшему самонагреву структуры.

Сравнительное исследование структур типа А-D позволило понять влияние структуры завершающего барьерного слоя для электронов на процессы люминесценции в наногетероструктурах. Лучший результат с точки зрения достигнутых значений интенсивности и эффективности дает использование СР AlGaN/GaN (тип А). Несколько худшие значения эффективности наблюдаются при применении слоя р-AlGaN с долей алюминия 10 % (тип С). Повышение концентрации Al до 15 % существенно ухудшает параметры полученных образцов (тип В). По-видимому, в этом случае негативное влияние дает увеличивающееся рассогласование периодов решетки, а также связанный с ним процесс повышенного дефектообразования, что компенсирует преимущества, возникающие из-за улучшения ограничения носителей заряда.

Показано, что интенсивность люменесценции даже для структур типа D с обычным барьерным слоем, не содержащим алюминий, оказывается выше, чем у образцов типа В. В структурах со сверхрешетками этот эффект вероятно удавалось понизить за счет перераспределения напряжений в тонких слоях, составляющих СР.

Таким образом, было изучено влияние добавления СР и структуры верхнего барьерного слоя на процессы люминесценции, протекающие в светоизлучающих наногетероструктурах. Показано, что оптимально использование структур с двумя СР: InGaN/InGaN в нижней части структуры и AlGaIn/GaN для верхнего р-слоя.

## **Одномодовые температурно-стабильные вертикально-излучающие лазеры спектрального диапазона 850 нм**

*Назарук Д. Е.<sup>1,2</sup>, Павлов М. М.<sup>1</sup>, Малеев Н. А.<sup>1</sup>, Бобров М. А.<sup>1</sup>, Блохин С. А.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>ФТИ

<sup>2</sup>АФТУ

*Эл. почта: dmitry.nazaruk@gmail.com*

Одномодовые быстродействующие температурно-стабильные вертикально-излучающие лазеры (ВИЛ) перспективны для использования в высокоскоростных оптоволоконных системах передачи информации, газовых сенсорах, оптических датчиках (в т.ч. компьютерных мышах) и компактных атомных стандартах частоты [1]. Ранее было показано, что использование активных областей на основе InAlGaAs наногетероструктур, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии, схемы токовой инжекции с внутрирезонаторными контактами и оптического микрорезонатора с одной селективно-окисленной токовой апертурой позволяют реализовать эффективные ВИЛ спектрального диапазона 850 нм, демонстрирующие пространственно-одномодовую лазерную генерацию [2]. В настоящей работе подробно исследованы температурные зависимости статических и динамических характеристик приборов такого типа.

В качестве примера ниже представлен краткий анализ характеристик одного из типичных кристаллов изготовленных ВИЛ. При повышении температуры от 20 до 90 °С дифференциальная эффективность падает на 30 % до уровня 0.56 Вт/А, а пороговый ток прибора слабо меняется с температурой в диапазоне 0.6÷0.73 мА, что обусловлено спектральным рассогласованием максимума спектра усиления относительно длины волны микрорезонатора. Последовательное сопротивление реализованных приборов не превышает 250 Ом, что сопоставимо даже с сопротивлениями ВИЛ в конструкции с полностью легированными РБО и аналогичным размером токовой апертуры, выращенных методом газофазной эпитаксии. Согласно малосигнальному частотному анализу, в диапазоне температур от 20 до 90 °С резонансная частота слабо зависит от температуры и составляет от 15 до 13.5 ГГц, тогда как максимальная частота эффективной модуляции лежит в диапазоне от 17.5 до 13.5 ГГц. При этом быстродействие прибора ограничено частотой паразитной частотой отсечки фильтра низких частот. Применение конструкции с двумя или более токовыми апертурами позволяет поднять частоту отсечки и повысить быстродействие за счет уменьшения паразитной емкости прибора [3], однако реализация одномодового режима генерация возможна лишь при ультрамалых апертурах, а проблема сильных механических напряжений в области апертур до сих пор актуальна. Таким образом, предложенная в настоящей работе конструкция ВИЛ обеспечивает не только высокую температурную стабильность характеристик лазера, но и гарантирует получение требуемой надежности.

Анализ спектров излучения показал, что приборы демонстрируют одномодовую генерацию с фактором подавления мод высшего порядка (SMSR) более 30 дБ в диапазоне рабочих температур 20÷90 °С во всем диапазоне рабочих токов. Поляризационные исследования выявили преобладание выделенного направления поляризации излучения ВИЛ с фактором подавления ортогональной поляризации (OPSR) более 20 дБ и сохранение поляризации излучения при повышенных температурах. Сочетание температурной стабильности, высокой частоты эффективной модуляции и поляризационной стабильности подтверждают перспективы использования разработанной приборной конструкции при

реализации ВИЛ, удовлетворяющих требованиям к лазерным излучателям для компактных атомных стандартов частоты [4].

### Список литературы

1. R.Michalzik, «Fundamentals, Technology and Applications of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers» (Springer, 2013);
2. Н.А.Малеев и др., «Пространственно-одномодовые полупроводниковые вертикально-излучающие лазеры с неплоским верхним распределенным брэгговским отражателем», Физика и Техника Полупроводников 47, 985 (2013);
3. Y.-C. Chang et al. «High-efficiency, high-speed VCSELs with deep oxidation layers», Electronics Letters 42, 1281 (2006);
4. D.Serkland et al., «VCSELs for atomic sensors», Proceeding of SPIE 6484, 648406 (2007).

## Детектирование излучения полупроводниковых лазеров методом атомно-силовой микроскопии

*Алексеев П. А.<sup>1,2</sup>, Дунаевский М. С.<sup>1</sup>, Монахов А. М.<sup>1</sup>, Баранов А.<sup>3</sup>, Титков А. Н.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>ФТИ

<sup>2</sup>СПбГЭТУ «ЛЭТИ»

<sup>3</sup>IES(UM2-CNRS), France

*Эл. почта: nproxer@gmail.com*

Исследование ближнего поля полупроводниковых лазеров является важной и актуальной задачей. Такие исследования, как правило, проводят с использованием сканирующей ближнепольной микроскопии. В качестве зонда используется заточенное оптическое волокно или кантилевер с отверстием меньшим, чем длина волны детектируемого излучения. Однако инструментальная реализация подобного метода для исследования лазеров среднего и дальнего ИК диапазонов, крайне сложна и требует применения нестандартных оптических волокон и фотодетекторов.

Недавно нами была показана возможность детектирования ближнего поля полупроводниковых ИК-лазеров с субмикронным разрешением, с помощью стандартного кремниевого зонда атомно-силового



микроскопа (АСМ) [1]. Идея метода заключается в измерении сдвига резонансной частоты колебаний АСМ-зонда под действием ИК излучения. Сдвиг резонансной частоты происходит вследствие нагрева зонда и изменения его жёсткости. Было показано, что использование зондов с высокой добротностью ( $Q \sim 20000$ ) позволяет регистрировать излучение с мощностью порядка 1 мкВт.

В данной работе исследовался полосковый n-GaSb/ n-GaAl<sub>0,9</sub>AsSb/ GaAl<sub>0,35</sub>AsSb/ p-GaAl<sub>0,9</sub>AsSb/ p-GaSb ИК-лазер ( $\lambda = 2.1$  мкм) с двумя GaInAsSb квантовыми ямами в активной области. Ширина волновода составляла 0.8 мкм, длина — 6 мкм, что оставляло возможность как одномодовой, так и многомодовой генерации. Зеркало лазера исследовалось с помощью АСМ Veeco “Enviroscope” в вакуумных условиях ( $p = 10^{-6}$  Бар). Использовались кремниевые “Nanosensors” металлизированные (Pt-Ir) зонды. Сканирование проводилось в два прохода. В первом проходе регистрировалась топография поверхности, затем зонд отводился на расстояние 30 нм от поверхности и регистрировался сдвиг частоты колебаний, пропорциональный интенсивности излучения.

Вследствие окисления эмиттеров с большим содержанием Al, на топографии поверхности были хорошо различимы p- и n-эмиттеры и волновод [2], что в дальнейшем позволило определить места выхода излучения из лазера.

Исследование распределения интенсивности излучения в зависимости от тока накачки лазера выявило преимущественно одномодовый характер лазерной генерации. Регистрируемое излучение хорошо описывалось гауссовым контуром. Однако при низких токах накачки (чуть выше порога генерации) максимум интенсивности излучения располагался на границе p-эмиттер-волновод и с увеличением тока плавно смещался к центру волновода. Подобное смещение максимума интенсивности возможно связано с изменением модовой структуры, а также возможным возникновением поверхностной стоячей волны [3] на границе p-эмиттер-волновод. Кроме того, в ряде случаев вблизи порога генерации также наблюдался уход от одномодовой структуры излучения.

Таким образом, в работе с помощью стандартного АСМ-зонда удалось исследовать особенности распределения интенсивности лазерного излучения полупроводникового ИК-лазера вблизи порога генерации.

Работа поддержана грантом РФФИ 12-02-33111 мол\_a\_вед и грантом Президента РФ «Ведущие научные школы» НШ 3008.2012.2».

### Список литературы

1. M.S.Dunaevskiy, P.A.Alexeev, A.M.Monakhov, A.Baranov, R.Teissier, R.Aginero, P.Girard, A.N.Titkov, Appl.Phys.Lett., 103, (to be published);
2. P.A.Demytyev, M.S.Dunaevskii, A.V.Ankudinov, I.V.Makarenko, V.N.Petrov, A.N.Titkov, A.N.Baranov, D.A.Yarekha, R.Laiho, Appl.Phys.Lett. 89, 081103 (2006);
3. A.M.Bonch-Bruevich, M.N.Libenson, V.S.Makin, V.V.Trubaev, Opt.Eng., 31, 718, (1992).

## **Двухполосные светодиоды на основе наногетероструктур с глубокой квантовой ямой AlSb/InAs<sub>(1-x)</sub>Sb<sub>x</sub>/AlSb, работающие при комнатной температуре в спектральном диапазоне 1,6–2,2 мкм**

*Слобожанюк С.И.<sup>1</sup>, Данилов Л.В.<sup>1</sup>, Яковлев Ю.П.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>ФТИ

*Эл. почта: PLTVSN@gmail.com*

Гетероструктуры и наногетероструктуры с квантовыми ямами на основе системы GaSb/AlSb/InAs(Sb) перспективны для создания на их основе оптоэлектронных приборов ближнего и среднего ИК-диапазонов (светодиодов, лазеров, фотодиодов) для задач экологического мониторинга, анализа промышленных и природных газов, информационных технологий. Однако оптическая мощность и квантовая эффективность светоизлучающих приборов на основе узкозонных полупроводников и их твердых растворов (InAs/InAsSb/InAsSb) лимитируется процессами безызлучательной Оже-рекомбинации. Ранее в работах [1, 2] был предложен метод увеличения оптической мощности в светодиодах на основе объемных гетероструктур с высокими потенциальными барьерами и наногетероструктурах на основе GaSb с глубокими квантовыми ямами Al(As)Sb/InAsSb за счет использования эффекта ударной ионизации. Настоящая работа посвящена исследованию суперлинейной люминесценции в квантово-размерных структурах на основе GaSb

с глубокой квантовой ямой и созданию светодиодов среднего ИК-диапазона, работающих при комнатной температуре. Структура, выращенная методом MOVPE, состояла из подложки n-GaSb: Te (100), одиночной квантовой ямы 17нм-AlSb/5нм-InAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>/17нм-AlSb на основе нелегированных материалов и накрывающего слоя p-GaSb толщиной 0.4 мкм. Светодиодные мезоструктуры были изготовлены методом стандартной фотолитографии. Исследовалось излучение, выходящее через накрывающий слой p-GaSb. Были изучены два типа структур с узкозонным твердым раствором InAsSb в активной области, содержащим 12 % и 15 % Sb. При комнатной температуре спектры излучения состояли из двух полос с максимумами  $h\nu_1 = 0.66$  эВ ( $\lambda_1 = 1.88$  мкм) и  $h\nu_2 = 0.71$  эВ ( $\lambda_2 = 1.74$  мкм). Разность энергий двух пиков составила 50 мэВ. При  $T = 77$  К в спектре электролюминесценции наблюдалась лишь одна полоса с энергией максимума излучения  $h\nu_1 = 0.72$  эВ ( $\lambda_1 = 1.72$  мкм). Интенсивность излучения при низкой температуре была в 2-3 раза ниже, чем при комнатной температуре. Оптическая мощность для двух полос росла с увеличением тока суперлинейно, начиная с  $I = 50$  мА. Зависимость мощности от тока накачки описывалась степенным законом  $P = A \cdot I^B$ , где показатель степени  $B$  при комнатной температуре был равен 2.32 для полосы  $h\nu_1$  и 1.97 для полосы  $h\nu_2$ . Суперлинейное возрастание электролюминесценции и оптической мощности в исследуемой структуре согласуется с результатами работы [2], в которой наблюдаемые эффекты объяснялись вкладом в излучательную рекомбинацию дополнительных электронно-дырочных пар, созданных за счет ударной ионизации горячими электронами, разогретыми на большом скачке потенциала между барьером AlSb  $\Delta E_c = 1.27$  эВ и первым электронным уровнем  $E_{e1}$ . Теоретические расчёты показывают наличие в квантовой яме двух электронных и двух дырочных уровней:  $E_{e1} = 0.377$  эВ,  $E_{e2} = 1.124$  эВ,  $E_{h1} = 0.016$  эВ,  $E_{h2} = 0.058$  (Т = 300 К). Положение двух полос  $h\nu_1$  и  $h\nu_2$ , наблюдавшихся в спектре электролюминесценции, согласуется с рассчитанными значениями энергии переходов ( $E_{e1} - E_{h1}$ ) и ( $E_{e1} - E_{h2}$ ), соответственно. Была исследована температурная зависимость спектров электролюминесценции в диапазоне температур от 90 К до 300 К. Экспериментально установлено, что исчезновение полосы электролюминесценции  $h\nu_2$ , связанной с переходом на второй дырочный уровень, происходит при

$T \approx 195$  К. Этот эффект был объяснен исходя из зонной диаграммы исследуемых структур. При понижении температуры происходит увеличение ширины запрещенной зоны твердого раствора и изменение положения отсечек в зоне проводимости и валентной зоне. Согласно оценкам, при  $T = 300$  К  $\Delta E_c = 1.222$  эВ,  $\Delta E_v = 0.128$ , тогда как при  $T = 90$  К  $\Delta E_c = 1.307$  эВ,  $\Delta E_v = 0.065$ . Поэтому при низкой температуре ( $\leq 200$  К) в квантовой яме остается один дырочный уровень. Полученные результаты по увеличению оптической мощности от тока накачки позволяют сделать вывод о перспективности использования наногетероструктур с глубокой квантовой ямой AlSb/InAsSb/AlSb на основе GaSb для создания высокоэффективных светодиодов, работающих при комнатной температуре в области спектра 1.6÷2.2 мкм.

### Список литературы

1. Калинина К. В., Михайлова М. П., Журганов Б. Е., Стоянов Н. Д., Яковлев Ю. П. «Суперлинейная электролюминесценция в гетероструктурах на основе GaSb с высокими потенциальными барьерами» // ФТП, 2013, Т. 47, Вып. 1, С. 75-82;
2. M.P.Mikhailova, E.V.Ivanov, L.V.Danilov, K.V.Kalinina, N.D.Stoyanov, G.G.Zegrya, Yu.P.Yakovlev, E.Hulicius, A.Hospodkova, J.Pangrac, M.Zikova “Superlinear electroluminescence due to impact ionization in GaSb-based heterostructures with deep Al(As)Sb/InAsSb/Al(As)Sb quantum wells” // J. Appl. Phys., 2012, V. 112, No. 2, P. 023108-(1-5).

## Волоконные лазеры сверхкоротких импульсов: технология и применение

*Гуменюк Р. В.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Исследовательский центр оптоэлектроники, Технический университет г. Тампере, Финляндия  
Эл. почта: *regina.gumenyuk@tut.fi*

Волоконные лазеры знаменуют собой яркое и достойное продолжение традиций квантовой электроники. Уникальные свойства, присущие волноводным системам, обеспечили им повышенный интерес не только в научных исследованиях, но и в различных областях промышлен-

ности. Среди характерных особенностей волоконных лазеров можно выделить компактность, эффективность, высокое качество оптического излучения, стабильность модового состава без необходимости постоянной подстройки системы, сравнительно низкая стоимость. Они широко применяются в медицине, обработке материалов, лазерной резки металлов, спектроскопии, многофотонной микроскопии, линиях оптической связи, системах дистанционного мониторинга.

Активными средами в волоконных лазерах обычно выступают кварцевые волоконные световоды, легированные прежде всего ионами редкоземельных элементов. Они охватывают значительную часть ближнего инфракрасного (ИК) диапазона и позволяют создавать оптическое усиление на длинноволновой границе пропускания кварцевого стекла. Использование нелинейных эффектов в оптических световодах позволяет также получать широкополосные излучения в видимом диапазоне длин волн.

К сверхкоротким импульсам на сегодняшний день относят пико- и фемтосекундные импульсы. Для получения таких импульсов в волоконных лазерах используется метод синхронизации мод. Различают два способа его реализации: активный и пассивный. Активная синхронизация мод состоит в модуляции оптического поля по амплитуде или фазе, тогда как в случае пассивной синхронизации используется элемент, обеспечивающий амплитудную модуляцию посредством нелинейных оптических эффектов. На длительность импульса, формирующегося в резонаторе, оказывают влияние многочисленные факторы, такие как способ синхронизации, дисперсия, фазовая самомодуляция.

На сегодняшний день большим интересом пользуются волоконные лазеры высокой мощности. Для повышения выходной мощности волоконных систем используются различного рода многоступенчатые усилители, позволяющие достичь уровень в нескольких сотен ватт.

В докладе будет рассказано о физических основах волоконных лазеров сверхкоротких импульсах и принципах их построения. Будет дан обзор основных областей применения.

## Применение метода дифракции быстрых электронов (ДБЭ) для *in situ* определения состава и степени релаксации слоев (Al,In,Ga)N, (Al,In)Sb, InAs

Мальшев Е. И.<sup>1</sup>, Нечаев Д. В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>СПбАУ НОЦ НТ

<sup>2</sup>ФТИ

Эл. почта: malishevg@gmail.com

В настоящее время, для создания квантоворазмерных гетероструктур активно используется молекулярно-пучковая эпитаксия (МПЭ). Данная технология характеризуется широким набором инструментов для *in situ* контроля параметров роста гетероструктур, среди которых особое место занимает метод дифракции быстрых электронов (ДБЭ), позволяющий качественно оценивать морфологию поверхности слоев и количественно определять скорость роста и латеральную постоянную решетки. Однако, на практике, использование ДБЭ, например для измерения состава твердых растворов и степени релаксации выращиваемых слоев, не получило широкого распространения ввиду большой сложности и ресурсоемкости процесса обработки дифракционных картин. Цель данной работы — разработка методики определения состава многокомпонентных растворов и их степени релаксации непосредственно в процессе роста на основе анализа картин ДБЭ. Также, обсуждается возможность применения разработанной методики для выбора оптимальных режимов роста, приводящих к планаризации поверхности и улучшению морфологии эпитаксиальных слоев.

В данной работе исследовались слои  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ , выращенные на установке МПЭ с плазменной активацией азота Compact 21Т, а также слои с напряженными КЯ  $\text{InSb}/\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$  и  $\text{InAs}/\text{GaSb}$ , выращенные на установке Riber 32Р. Регистрация картин ДБЭ осуществлялась с помощью CCD камер, с максимальным разрешением  $1024 \times 768$  пх. Полученные результаты сравнивались с данными количественного рентгеноспектрального микроанализа (КРСМА), катодо- и фотолюминесценции (ФЛ и КЛ) и растровой электронной микроскопии (РЭМ).

Для автоматизированного определения параметров слоев на основе картин ДБЭ был разработан алгоритм, состоящий из обработки изображений и использованием шумоподавления, определения характеристик дифракционной картины, таких как координаты рефлексов, их

ширина, яркость и нахождения латерального параметра решетки, дающего наилучшее описание дифракционной картины.

Для исследованных объемных слоев  $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$  сравнение результатов измерений состава с классическими методами (КРСМА и ФЛ) показало хорошее соответствие, разница в значениях не превышала 3 %. Для слоев  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  точность измерений оказывается заметно ниже (порядка 15 %), что может быть обусловлено, с одной стороны худшей морфологией выращиваемых пленок, а с другой — техническими трудностями регистрации и обработки дифракционных картин.

В напряженных КЯ  $\text{InAs}/\text{GaSb}$ , толщиной до 170 Å было показано отсутствие пластической релаксации, подтвержденное результатами ПЭМ. Для пленок  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  была исследована динамика изменения латерального параметра решетки в зависимости от температуры осаждения, свидетельствующие о существенном отличии механизмов релаксации при низко- и высокотемпературных режимах роста, что подтверждается результатами РЭМ. Для слоев  $\text{AlN}/\text{GaN}$ , обладающих существенно меньшим рассогласованием (2,5 %), скорость релаксации оказалась существенно ниже, а допустимая толщина пленок, выращенны по псевдоморфному механизму — выше.

Таким образом, продемонстрирована эффективность и высокая практическая ценность разработанного алгоритма анализа картин ДБЭ для *in situ* определения состава слоев и степени их релаксации.

## СО-лазер с модуляцией добротности резонатора вращающимся зеркалом и синхронизацией мод

Будилова О. В.<sup>1</sup>, Ионин А. А.<sup>2</sup>, Киняевский И. О.<sup>2</sup>, Климачев Ю. М.<sup>2</sup>, Козлов А. Ю.<sup>2</sup>, Котков А. А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>НИЯУ МИФИ

<sup>2</sup>ФИАН

Эл. почта: [oksana\\_budilova@mail.ru](mailto:oksana_budilova@mail.ru)

Наносекундные импульсы лазерного излучения широко применяются при лидарном зондировании атмосферы. Недавние исследования [1] продемонстрировали, что весьма перспективным источником

лазерного излучения для лидарного зондирования атмосферы является СО-лазер, обладающий широким диапазоном перестройки частоты излучения. Более того, мощные наносекундные импульсы СО-лазера могут быть использованы для решения одной из важнейших технических задач — расширения и обогащения спектра генерации СО-лазера путем преобразования его излучения в нелинейных кристаллах.

В работе экспериментально исследуется усиление «короткого» (до 1 нс) цуга наносекундных импульсов (ЦНИ) лазерного излучения в системе «задающий генератор — лазерный усилитель» (ЗГ — ЛУ), разработанной на основе широкоапертурной электроионизационной СО-лазерной установки. Данный режим генерации образован одновременной модуляцией добротности резонатора вращающимся зеркалом и синхронизацией мод. При малом значении удельного энерговклада  $Q_{in} = 180$  Дж/(л Амага), которое ненамного превышало величину порогового энерговклада, длительность наносекундных пиков СО-лазерного излучения в цуге имела наименьший разброс значений и в среднем равнялась 14 нс для неселективного режима и 10 нс для селективного.

Средняя по ЦНИ длительность пиков на входе ЛУ была на 2–3 нс меньше чем на выходе. С увеличением удельного энерговклада средняя длительность пиков возрастала с 14 нс ( $Q_{in} = 180$  Дж/(л Амага)) до 32 нс ( $Q_{in} = 360$  Дж/(л Амага)). Продемонстрировано, что пиковую мощность наносекундных пиков СО-лазерного излучения можно значительно увеличить в лазерном усилителе. Важную роль при этом играют процессы насыщения усиления излучения в активной среде СО-лазерного усилителя. Зависимость энергии ЦНИ на выходе ЛУ от энергии ЗГ на входе ЛУ имеет явно выраженный нелинейный характер, что обусловлено насыщением усиления в активной среде ЛУ. В селективном режиме генерации пиковая мощность усиленного излучения достигала 50 кВт (переход 9-8 P(13), длина волны 5,3 мкм), а в неселективном режиме (10-20 колебательно-вращательных переходов в диапазоне от 5,1 до 5,6 мкм) — 800 кВт. Данное значение превышало в 2 раза, полученные ранее величины пиковой мощности в режиме свободной генерации [2].



Работа выполнена при частичной поддержке Учебно-научного комплекса ФИАН, грантов РФФИ № 12-02-31121-мол\_а, № 13-02-01135\_а и № 12-08-00482\_а.

### Список литературы

1. Ионин А. А., Климачев Ю. М., Козлов А. Ю. и др.  
«Широкодиапазонный СО — Лазер в задачах лазерного зондирования малых газовых составляющих атмосферы». Известия ВУЗов, сер. Физика. № 11. С. 76, 2008;
2. Ionin A. A., Kinyaevskiy I. O., Klimachev Yu. M., Kotkov A. A., Kozlov A. Yu., “Master Oscillator-Power Amplifier carbon monoxide laser system emitting nanosecond pulses”, OpticsCommunications, 285, p.2707-2714 (2012).

## Нелинейная динамика полупроводниковых лазеров с квантоворазерной активной областью при импульсной накачке

*Кольхалова Е. Д.<sup>1</sup>, Соколовский Г. С.<sup>2</sup>, Abusaa M.<sup>3,4</sup>, J. Danckaert<sup>3</sup>, Дюделев В. В.<sup>2</sup>, Дерягин А. Г.<sup>2</sup>, Новиков И. И.<sup>2</sup>, Максимов М. В.<sup>2</sup>, Жуков А. Е.<sup>5</sup>, Устинов В. М.<sup>2</sup>, Кучинский В. И.<sup>2</sup>, Sibbett W.<sup>6</sup>, Рафалов Э. У.<sup>7</sup>, Viktorov E. A.<sup>3,8</sup>, Erneux T.<sup>8</sup>*

<sup>1</sup>СПбГЭТУ «ЛЭТИ»

<sup>2</sup>ФТИ

<sup>3</sup>Vrije Universiteit Brussel, Applied Physics research group (APHY), Belgium

<sup>4</sup>Arab American University

<sup>5</sup>СПбАУ НОЦНТ РАН

<sup>6</sup>School of Physics and Astronomy, University of St Andrews, UK

<sup>7</sup>Photonics and Nanoscience Group, School of Engineering,

Physics and Mathematics, University of Dundee, UK

<sup>8</sup>Optique Nonlinéaire Théorique, Campus Plaine, CP 231, 1050 Bruxelles, Belgium

Эл. почта: amenemhet@inbox.ru

В настоящее время полупроводниковые лазеры на основе квантовых точек находят все более широкое применение во многих областях науки и техники. В данной работе были развиты результаты наших исследований динамических характеристик КТ лазеров [1], а именно формы импульсов излучения и динамики спектров при накачке короткими импульсами тока [2]. При невысоких уровнях накачки, т. е. при лазерной

генерации с основного состояния квантовых точек, форма оптического импульса соответствует форме импульса накачки. По мере увеличения амплитуды накачки, наблюдается искажение формы оптического импульса, и при приближении к порогу генерации с возбужденного состояния, наблюдается срыв лазерной генерации, продолжительность которого увеличивается с ростом амплитуды импульсов тока и может достигать десятков наносекунд. Возобновление лазерной генерации сопровождается флуктуациями интенсивности выходного излучения.

Для объяснения наблюдаемых аномальных динамических характеристик КТ лазеров, нами рассмотрено фазо-амплитудное взаимодействие вблизи порога генерации возбужденного состояния. Численным параметром фазо-амплитудного взаимодействия принимается  $\alpha$ -фактор [3], динамика изменения которого в КТ лазерах стала предметом интенсивных исследований в последнее время [4-6]. Результаты численного моделирования хорошо согласуются с экспериментом.

#### Список литературы

1. Г.С.Соколовский и др., Письма в ЖТФ, 33, 9 (2007)
2. Г.С.Соколовский и др., XI Российская конференция по физике полупроводников, Санкт-Петербург, 16.9-20.9.2013
3. С.Н. Henry, IEEE J. Quant. El., **18**, 259 (1982)
4. V. Lingnau, Phys. Rev. E, **86**, 065201 (2012)
5. В.А. Dagens et al., El. Lett., **41**, 323 (2005)
6. А.Е. Жуков и др., ФТП, **46**, 235 (2012)

## Изучение процессов перераспределения атомов, протекающих при формировании металлических слоев на поверхности нитридов галлия-алюминия

Ламкин И. А.<sup>1</sup>, Тарасов С. А.<sup>1</sup>, Курин С. Ю.<sup>2</sup>, Петров А. А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>СПбГЭТУ «ЛЭТИ»

<sup>2</sup>СПбАУ НОЦ ИТ

Эл. почта: [ialamkin@mail.ru](mailto:ialamkin@mail.ru)

Металлические слои играют важную роль в функционировании современных оптоэлектронных и СВЧ-приборов, созданных на основе полупроводниковых нитридов. Перераспределение атомов при формировании таких слоев и дальнейших температурных воздействиях оказывает сильное влияние на характеристики приборов. В частности, вольт-амперные характеристики и контактное сопротивление структуры  $\text{Me-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  сильно зависит не только от металлов контакта, но также от процессов, происходящих на интерфейсе металл — твердый раствор при нанесении слоя и последующей высокотемпературной обработке.

В работе исследовались эпитаксиальные слои  $\text{n-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  с различной долей  $\text{AlN}$  ( $x = 0,08 — 0,65$ ), выращенные на сапфировых подложках методами молекулярно-пучковой или хлоридно-гидридной эпитаксии. Металлические слои формировались методом вакуумного термического напыления. В качестве металлов использовались Au, Ag, In, Al, Ti, Ni, Sn и их композиции. Исследовались структуры с различными сочетаниями и толщинами слоев металлов, изучалось влияние обработки поверхности эпитаксиального слоя, режима подогрева подложки при напылении, температуры и состава среды последующего высокотемпературного отжига (диапазон температур 300–1000 °C). Для более глубокого рассмотрения протекающих при формировании структур процессов перераспределения атомов кроме анализа электрических и фотоэлектрических характеристик применялся метод электронной ОЖЕ-спектроскопии.

Особое внимание в работе было уделено композициям  $\text{Al/Ti/n-A}_{1-x}\text{Ga}_x\text{N}$ , перспективным для создания низкоомных омических контактов к твердым растворам  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  с большой долей  $\text{AlN}$ . Показано, что при высокотемпературных воздействиях на такую структуру в вакууме происходит два основных процесса перераспределения атомов. Первый процесс — это сильная диффузия азота из полупроводника в слой титана, приводящая к почти полному совпадению профилей распределения титана и азота. Это может говорить об образовании фазы нитрида титана на поверхности полупроводника. Диффузия азота из приповерхностного слоя полупроводника должна приводить к образованию вакансий азота в нем, проявляющих себя как доноры. Тогда такой процесс может рассматриваться аналогично приповерхностному легированию полупроводника, что сужает барьер, возникающий на границе металл-полупроводник до туннельно-прозрачной толщины. Показано, что поскольку при отжиге в вакууме другого источника азота, кроме полупроводника, нет, то экстракция азота из полупроводника происходит более активно и предположительно приводит к большей концентрации вакансий, чем в случае отжига в среде  $\text{N}_2$ . Это может объяснить меньшие значения контактного сопротивления у отожженных в вакууме структур.

Второй процесс — перераспределение алюминия в металлическом слое до получения профиля, близкого к П-образному. Границы нового слоя алюминия совпадают с границами титанового (нитрид-титанового) слоя. Это говорит о практически равномерном распределении частиц алюминия в контактном слое. Скорее всего, алюминий снижает сопротивление слоя, а также дополнительно понижает высоту барьера на границе, предположительно за счет образования композиции  $\text{TiAl}_3$ . Без титана вытягивание азота активно не происходит, композиция не возникает и низкоомный омический контакт не образуется. Для описанного перераспределения атомов с образованием нитридных и интерметаллических композиций нужно значительное время (10 минут и более) и высокая температура (более  $700^\circ\text{C}$ ).

Показано, что перераспределение атомов в районе металлургической границы барьера Шоттки позволяет увеличить величину фотоответа структуры в несколько раз. Рассмотрены температурные и иные факторы, влияющие на диффузию атомов в подобных образцах. Ис-

пользование эффекта широкозонного окна позволило более качественно исследовать процессы надбарьерного переноса носителей заряда в структурах, а также создать тестовую структуру фотоприемника на основе структуры металл-AlGaIn с полушириной спектральной характеристики фоточувствительности 5 нм.

## **Новый тип поверхностных электромагнитных волн на границе металл-диэлектрической сверхрешётки с анизотропными проводящими слоями**

*Голеницкий К. Ю.<sup>1,2</sup>, Богданов А. А.<sup>1,3</sup>*

<sup>1</sup>СПбГПУ

<sup>2</sup>СПбАУ НОЦ ИТ РАН

<sup>3</sup>ФТИ им. А.Ф.Иоффе

*Эл. почта: sterk12@gmail.com*

Слоистые структуры являются одними из основных элементов в современной оптоэлектронике. С уменьшением толщины слоев в таких структурах поверхностные состояния начинают играть более важную, а иногда и ключевую, роль. Предметом нашего исследования являются поверхностные фотонные состояния на границе сверхрешётки. О них чаще говорят, как о электромагнитных волнах, распространяющихся вдоль поверхности материала. Большое количество поверхностных электромагнитных волн хорошо описано в литературе, например, поверхностные плазмон-поляритоны [1], таммовские волны [2], таммовский плазмон-поляритон [3], волны Дьяконова [4].

В работе рассматриваются поверхностные электромагнитные волны на границе металл-диэлектрической сверхрешётки с анизотропными проводящими слоями. Анизотропия диэлектрической функции связана с анизотропией спектра свободных носителей заряда. Диэлектрическая проницаемость металлического слоя описывается диагональным тензором с компонентами  $\epsilon_{\parallel}$  и  $\epsilon_{\perp}$ , отвечающие направлениям вдоль и поперёк слоев сверхрешётки. Каждая из компонент описывается в рамках модели Друде-Лоренца:

$$\varepsilon_{\parallel,\perp}(\omega) = \varepsilon^\infty \left( 1 - \frac{\Omega_{\parallel,\perp}^2}{\omega(\omega + i\gamma_{\parallel,\perp})} \right)$$

Здесь  $\gamma_{\parallel,\perp}$  — обратное время релаксации импульса носителей заряда,  $\Omega_{\parallel,\perp}$  — частоты их плазменных колебаний вдоль и поперек плоскости слоев структуры,  $\varepsilon^\infty$  — обратное время релаксации импульса носителей заряда,  $\Omega_{\parallel,\perp}$  — частоты их плазменных колебаний вдоль и поперек плоскости слоев структуры,  $\varepsilon^\infty$  — диэлектрическая проницаемость проводящего слоя без свободных носителей.

Анизотропия спектра свободных носителей в проводящих слоях структуры приводит к возможности распространения нового типа поверхностных плазменных волн, спектр которых лежит в диапазоне частот между  $\Omega_\perp$  и  $\Omega_\parallel$ . Поле для этих мод осциллирует в проводящих слоях и затухает в диэлектрических. Для частот  $\omega$  близких к  $\Omega_\parallel$  рассматриваемые волны являются почти продольными, а для  $\omega$  близких к  $\Omega_\perp$  — почти поперечными. Плотность фотонных состояний для рассматриваемых волн является сингулярной. Их дисперсия положительна, если  $\Omega_\parallel > \Omega_\perp$ , и отрицательна, если  $\Omega_\parallel < \Omega_\perp$  и  $\Omega_\parallel$ . Поле для этих мод осциллирует в проводящих слоях и затухает в диэлектрических. Для частот  $\omega$  близких к  $\Omega_\parallel$  рассматриваемые волны являются почти продольными, а для  $\omega$  близких к  $\Omega_\perp$  и  $\Omega_\parallel$ . Поле для этих мод осциллирует в проводящих слоях и затухает в диэлектрических. Для частот  $\omega$  близких к  $\Omega_\parallel$  рассматриваемые волны являются почти продольными, а для  $\omega$  близких к  $\Omega_\perp$  — почти поперечными. Плотность фотонных состояний для рассматриваемых волн является сингулярной. Их дисперсия положительна, если  $\Omega_\parallel > \Omega_\perp$ , и отрицательна, если  $\Omega_\parallel < \Omega_\perp$  — почти поперечными. Плотность фотонных состояний для рассматриваемых волн является сингулярной. Их дисперсия положительна, если  $\Omega_\parallel > \Omega_\perp$ , и отрицательна, если  $\Omega_\perp > \Omega_\parallel$ . Всеми выше перечисленными свойствами обладают ленгмюровские волны в однородной анизотропной плазме [5, 6]. Поэтому достаточно естественно называть новый тип поверхностных волн — поверхностные ленгмюровские волны.

### Список литературы

1. Климов В. В., Наноплазмоника, М.:Физматлит, 480 стр., 2010;

2. Тамм И. Е., О возможности связанных состояний электронов на поверхности кристалла, ЖЭТФ, Т.3, с.34-43, 1933;
3. Kaliteevski M., Iorsh I., Brand S., Tamm plasmon-polaritons: Possible electromagnetic states at the interface of a metal and a dielectric Bragg mirror, Physical Review B, 76, 13, p.1-5, 2007;
4. D'yakonov M. I., New type of electromagnetic wave propagating at an interface, Sov. Phys. JETP, 67, p.714-716, 1988;
5. Богданов А. А., Сурис Р. А., Влияние анизотропии проводящего слоя на закон дисперсии электромагнитных волн в слоистых металл-диэлектрических структурах, ЖЭТФ, Т.96, В.1, с.52-58, 2012;
6. Гинзбург В. Л., Распространение электромагнитных волн в плазме, М.:ГИФМЛ, 1960.

## **Проблемы устойчивости золей деагломерированного детонационного наноалмаза**

*Швидченко А. В.<sup>1</sup>, Алексенский А. Е.<sup>1</sup>, Шестаков М. С.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>ФТИ

*Эл. почта: alexshvidchenko@mail.ru*

Недавно полученный деагломерированный детонационный наноалмаз (ДДНА) является очень перспективным материалом для использования во многих областях человеческой деятельности. В этом плане являются актуальными исследования устойчивости золей наноалмаза в биологических средах. Однако до сих пор не решен вопрос механизма формирования двойного электрического слоя вблизи поверхности частиц ДДНА в золях. Этот вопрос напрямую связан с устойчивостью золей ДДНА.

В работе были исследованы два типа ДДНА (размер частиц 4-5 нм). Гидрозоли ДДНА были приготовлены в соответствии с [1–2]. Значения  $\zeta$ -потенциала частиц в этих гидрозолях были -45 и +45 мВ соответственно.

В работе показано влияние температуры, давления, рН, ионной силы среды на устойчивость гидрозолей частиц ДДНА. Установлено, что в простейшем изотоническом растворе (0.9 % NaCl) частицы ДДНА, вне зависимости от природы функциональных групп на их поверхно-

сти, коагулируют, образуя крупные агрегаты (~ 1 мкм). Причиной этому служит высокая чувствительность  $\zeta$ -потенциала частиц к ионной силе раствора. С другой стороны, наноалмаз проявляет устойчивость к коагуляции в широкой области рН и температуры гидрозоль, что также немаловажно в условиях живого организма.

Нами была предложена модель формирования двойного электрического слоя вблизи частиц ДДНА с гидрированной поверхностью (с большим содержанием углеводородных функциональных групп на поверхности).

Представленная работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 12-03-31231 мол\_а).

#### Список литературы

1. Aleksenskiy A. E., Eydelman E. D., Vul' A. Ya., Nanoscience and Nanotechnology Letters, Vol. 3, 68 (2011);
2. O. A. Williams J. Hees, Ch. Dieker, W. Jager, L. Kirste, Ch.E. Nebel, ACS Nano, Vol. 4, No. 8, 4824 (2010).

## Прецизионное перемещение микро- и наночастиц под электронным пучком

*Комиссаренко Ф. Э.<sup>1</sup>, Денисюк А. И.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>ИТМО

*Эл. почта: 1576406@gmail.com*

Манипулирование микро- и наночастицами может быть реализовано в атомно-силовом и электронном микроскопах. Манипулирование в атомно-силовом микроскопе (АСМ) основано на механическом или электростатическом взаимодействии частицы с зондом [1]. При этом АСМ не дает возможности наблюдать результат модифицирования зонда в процессе манипулирования. В электронном микроскопе методы манипулирования основаны на механическом взаимодействии микроманипулятора и частицы, которое может наблюдаться в режиме реального времени [2]. Так же возможно манипулирование наночастицами с помощью электронного луча напрямую. Однако, последний метод



требует специальной среды (такой как жидкостная ячейка [3] или жидкий сплав [4]).

Мы представляем метод манипулирования частицами, основанный на электростатическом взаимодействии между объектами, заряженными под пучком сканирующего электронного микроскопа. Данный метод позволяет контролируемо подхватывать и сбрасывать частицы широкого диапазона размеров. Процесс манипулирования наблюдается в реальном времени с хорошим разрешением, обеспеченным электронным пучком. Метод может использоваться для сборки микро- и наночастиц, производства специальных зондов для сканирующей зондовой микроскопии [5] и для оценки сил взаимодействия подложки и частицы или частицы и частицы.

Эксперименты проводились с помощью сканирующего электронного микроскопа Carl Zeiss Neon 40, имеющего микроманипулятор Klendiek. Для проведения эксперимента металлическое острие (электрохимически заточенная вольфрамовая игла или АСМ кантилевер из нитрида кремния с золотым покрытием) прикреплялось к микроманипулятору без заземления.

Частицы, наблюдаемые в кадре электронного микроскопа, подхватывались металлическим острием микроманипулятора и после перемещения сбрасывались с него. Эксперимент проводился с различными диэлектрическими частицами и полупроводниковыми подложками. Использовались частицы  $\text{SiO}_2$  с диаметром 250 нм и полистереновые частицы с диаметром 120 нм на кремниевой подложке, а так же  $\text{Al}_2\text{O}_3$  микро- и наночастицы на подложке из GaAs.

Нами также была создана теоретическая модель, иллюстрирующая полученные экспериментальные результаты. Частицы удерживаются на подложке или на другой частице силами Ван-Дер-Ваальса. Незаземленное металлическое острие заряжается под электронным пучком и создает градиентное электростатическое поле, которое, однако, ограничено автоэлектронной эмиссией. Электростатическое поле поляризует частицу, что приводит к её перемещению к острию вдоль градиента поля. Диэлектрофоретическая сила такого механизма была численно рассчитана с помощью метода конечных элементов.

**Список литературы**

1. S. Kim, F. Shafiei, D. Ratchford, X. Li, Controlled AFM manipulation of small nanoparticles and assembly of hybrid nanostructures, *Nanotechnology* 22 (2011) 115301;
2. E. Meyer, H.-G. Braun, Micro- and nanomanipulation inside the SEM, *Journal of Physics: Conference Series* 126 (2008) 012074;
3. H. Zheng, U. M. Mirsaidov, L.-W. Wang, P. Matsudaira, Electron beam manipulation of nanoparticles, *Nano Lett.* 12 (2012) 5644–5648;
4. V. P. Oleshko, J. M. Howe, Are electron tweezers possible? *Ultramicroscopy* 111 (2011) 1599–1606;
5. A. I. Denisyuk M.A. Tinskaya M. I. Petrov A. V. Shelaev P. S. Dorozhkin Tunable Optical Antennas Based on Metallic Nanoshells with Nanoknobs, *J. Nanosci. Nanotech.* 12 (2012) 8246-8250.

# ПРИБОРЫ И МАТЕРИАЛЫ ТГц И СВЧ ДИАПАЗОНА

---

## **Электродинамические характеристики поверхностных мод в планарном ферритовом волноводе конечной ширины**

*Бубликов К. В.<sup>1</sup>, Садовников А. В.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Саратовский государственный университет

*Эл. почта: olorin91@mail.ru*

Развитие технологий изготовления магнитных микро- и наноразмерных структур [1] приводит к необходимости использования численных методик расчета характеристик распространения спиновых и магнестатических волн. Миниатюризация волноведущих структур, выполненных на основе пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ) представляется интересной ввиду относительно небольшого затухания по сравнению, например, с пермаллоем.

Цель настоящей работы состояла в адаптации методики расчета электродинамических характеристик ферромагнитных структур [2] для исследования собственных мод и дисперсионных характеристик поверхностных магнестатических волн в ограниченном в поперечном направлении ЖИГ-волноводе. Дисперсионные характеристики ширинных мод в магнестатическом приближении в волноводе из ферромагнитного материала получены в работе [3], в данной работе проводится расчет конечно-элементным методом электромагнитных характеристик ЖИГ-волновода ограниченной ширины.

Рассматривается распространение поверхностной магнестатической волны в пленке. Электродинамические характеристики поверхностных мод рассчитывались методом конечных элементов, при этом верхняя и нижняя границы расчетной области представляли собой идеальный металлический проводник. На левой и правой границе устанавливались граничные условия в виде магнитных или электрических

стенок. Внешнее магнитное поле направлено касательно к поверхности пленки и составляет 300 Э. Ширина волновода задавалась равной 200 мкм.

Для экспериментального исследования пространственных характеристик распространения волн в рассматриваемом волноводе используется метод бриллюэновской спектроскопии магнитных материалов [4] в конфигурации обратного рассеяния, проводится исследование особенностей многомодового распространения поверхностной магнито-статической волны в регулярном планарном ЖИГ-волноводе в различных частотных диапазонах.

Таким образом, с помощью модификации метода конечных элементов был проведен расчет электродинамических параметров ограниченного в поперечном направлении ЖИГ-волновода. Проведено подробное изучение дисперсионных характеристик первых трех мод. Изучены пространственные распределения компонент электромагнитного поля и вычислены значения вектора Умова-Пойнтинга в различных точках дисперсионной кривой.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (12-07-31009, 13-02-00732), правительства РФ (№ 11.G34.31.0030).

#### **Список литературы**

1. Serga A. A., Chumak A. V., Hillebrands B. // J. Phys. D:Appl.Phys. V. 43. 264002. 2010;
2. Садовников А. В., Рожнёв А. Г. // Известия ВУЗ. ПНД. Т. 20, № 1. С. 143. 2012;
3. O'Keeffe T. W., Patterson R. W. // J. Appl. Phys. Vol.67. N. 9. P. 4868-4895. 1978;
4. Demokritov S. O., Hillebrands B., Slavin A. N. // Phys. Rep. Vol. 348. P. 441. 2001.

## Управляемый гиперболический метаматериал, на основе полупроводниковой сверхрешетки

Денисов К. С.<sup>1,2</sup>, Богданов А. А.<sup>2,1</sup>

<sup>1</sup>СПБАУ НОЦ НТ

<sup>2</sup>ФТИ

Эл. почта: Denisokonstantin@mail.ru

Одним из наиболее исследуемых объектов в современной оптике являются метаматериалы — искусственно созданные материалы, обладающие оптическими и электродинамическими свойствами, как правило, не присущими природным веществам. Важным классом этих материалов являются гиперболические среды. Они представляют из себя одноосные кристаллы, у которых компоненты тензора диэлектрической проницаемости вдоль  $\varepsilon_{\parallel}$  и поперек  $\varepsilon_{\perp}$  оптической оси имеют разные знаки (т.е. выполнено  $\varepsilon_{\parallel}\varepsilon_{\perp} < 0$ ).

Закон дисперсии определяет форму изочастотной поверхности необыкновенной волны в этой среде. В случае  $\varepsilon_{\parallel}\varepsilon_{\perp} < 0$  поверхность будет гиперболоидом, что и дало название материалу. Плотность фотонных состояний оказывается сингулярной, поскольку она пропорциональна площади изочастотной поверхности в  $k$  — пространстве, которая при  $\varepsilon_{\parallel}\varepsilon_{\perp} < 0$  становится неограниченной.

В настоящее время разработано большое число разнообразных структур, обладающих гиперболической дисперсией в различных диапазонах длин волн [1–3]. Однако всех их объединяет отсутствие возможности свободного манипулирования диапазоном гиперболической дисперсии, т.е. управлением плотностью фотонных состояний, что является крайне важной задачей.

В работе изучено температурное управление знаками  $\varepsilon_{\parallel,\perp}$  в ГММ, на основе полупроводниковых сверхрешеток. Для частот вдали от фундаментального поглощения и от межподзонных переходов диэлектрическую проницаемость сверхрешетки можно описывать в приближении эффективной среды, используя модель Друде-Лоренца:

$$\varepsilon_{\perp,\parallel} = \varepsilon_{\perp,\parallel}^{\infty} \left( 1 - \frac{\Omega_{\perp,\parallel}^2}{\omega(\omega + i\gamma_{\perp,\parallel})} \right)$$

где  $\Omega_{\perp\parallel}$  — плазменные частоты свободных носителей заряда вдоль и поперек слоев структуры,  $\gamma_{\perp\parallel}$  — их обратные времена релаксации импульса,  $\varepsilon_{\perp\parallel}^{\infty}$  — значения проницаемостей без свободных носителей. Если частота  $\omega$  падающего света оказывается между плазменными частотами (т.е.  $\Omega_{\parallel} < \omega < \Omega_{\perp}$ ), то сверхрешетка является гиперболической средой. Управлять с помощью внешних воздействий значениями  $\Omega_{\perp\parallel}$  и соответственно знаками  $\varepsilon_{\perp\parallel}$  можно изменяя концентрации носителей заряда в минизонах сверхрешетки.

Используемая модель хорошо описывает распространение света в среде для терагерцового диапазона длин волн. Для управления знаками  $\varepsilon_{\parallel\perp}$  в этой области, необходимо обеспечить концентрацию носителей заряда вплоть до  $10\text{-}17\text{см}^{-3}$ , т.е. материал должен быть легированным. В работе обсуждается структура сверхрешетки, содержащей донорные примеси, в которой ионизация центров начинается при комнатной температуре. Для такого материала анализируется зависимость плазменных частот  $\Omega_{\parallel\perp}$  от температуры, определяющая тип дисперсии фотона. Показано, что варьируя геометрические параметры сверхрешетки, местоположение и глубину залегания доноров можно осуществить температурное управление плотностью фотонных состояний в терагерцовой области частот в требуемом температурном диапазоне.

### Список литературы

1. Lai A., Caloz C., IEEE Micr.Mag. 7, 34-50 (2004);
2. Симовский К. Р., Оптика и спектроскопия 107(5), 766-793 (2009);
3. Pimchuk A. O., Schatz G. C., J. Opt. Soc. Am. 24(10), 39-44 (2007);

## Полосно-пропускающий СВЧ фильтр с двойной электрической и магнитной перестройкой

Белявский П. Ю.<sup>1</sup>, Анохин А. С.<sup>1</sup>, Ефимов С. В.<sup>1</sup>, Витько В. В.<sup>1</sup>, Семенов А. А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>СПбГЭТУ «ЛЭТИ»

Эл. почта: pbeliavskiy@gmail.com

В современной радиотехнике наблюдается повышение интереса к электрически управляемым устройствам. К таким устройствам отно-

ются фазовращатели, резонаторы, фильтры и другие. Основу приборов подобного типа образуют материалы, электрофизические параметры которых — диэлектрическая проницаемость, магнитная проницаемость, проводимость — изменяются под воздействием управляющих электрических и магнитных полей или тока.

Традиционно для создания перестраиваемых взаимных и невзаимных управляемых компонентов СВЧ устройств используются магнитно-управляемые материалы, и в наибольшей степени ферриты. «Магнитный» способ управления реализуется посредством изменения напряженности магнитного поля, в которое помещается феррит, в сравнительно широком диапазоне длин волн и скоростей электромагнитных или спиновых волн [1–3]. Магнитный способ перестройки радиоэлектронных компонентов имеет такие недостатки, как относительно низкая скорость перестройки параметров (микросекунды), значительное энергопотребление, большие габариты магнитных систем.

«Электрический» способ управления отличается высокой скоростью (наносекунды), малыми энергетическими затратами, поскольку перестройка выполняется без протекания токов через управляющие цепи, а также малыми габаритами электрических систем [4]. В качестве управляемых сегнетоэлектрических компонентов РЭС могут применяться сосредоточенные элементы (варакторы) и распределенные структуры — линии передачи [5, 6]. Одним из недостатков управляемых структур на основе СЭП является сравнительно узкий диапазон перестройки рабочей частоты при сохранении параметров затухания электромагнитной волны.

Указанные недостатки могут преодолеваются в комбинированных системах, сочетающих сегнетоэлектрические и ферромагнитные слои.

В основу полоснопропускающего фильтра с двойным управлением положен фильтр с на основе четвертьволновых микрополосковых резонаторов. Перестраиваемость электрическим полем достигается за счет добавления в конструкцию сегнетоэлектрических конденсаторов. Емкость сегнетоэлектрических конденсаторов зависит от диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика [7]. В соответствии со свойствами сегнетоэлектрика, его диэлектрическая проницаемость зависит от напряженности внешнего электрического поля, поэтому меняя величину внешнего электрического поля можно менять емкость

конденсаторов, меняя тем самым резонансную частоту микрополосковых резонаторов.

Для изучения двойной перестраиваемости были исследованы передаточные характеристик фильтра при различных величинах намагниченности феррита и диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика. Центральная частота фильтра — 8 ГГц. Так при изменении намагниченности феррита от 0 до 1500 Гс центральная частота перестроилась на 500 МГц. При изменении диэлектрической проницаемости пленки сегнетоэлектрика от 1500 до 500 при отсутствие внешнего магнитного поля перестройка составила 300 МГц. «Комбинированная» перестройка (за счет электрического и магнитного полей) составила 800 МГц.

Полученный в конечном итоге фильтр обладает рядом преимуществ по сравнению с аналогичными перестраиваемыми фильтрами, используемыми в современной технике:

1. Очень малое время перестройки. Время перестройка с помощью электрического поля определяется процессами зарядки сегнетоэлектрических конденсаторов и составляет наносекунды.
2. Низкое энергопотребление. Для обеспечения питания сегнетоэлектрических конденсаторов необходимо подавать импульсы на обкладки. Заряд на конденсаторе спадает медленно и требует лишь периодической подпитки для поддержания более-менее постоянной емкости.
3. Высокая степень перестраиваемости. Как было отмечено выше, одновременное манипулирование диэлектрической и магнитной проницаемостью позволяет менять центральную частоту в широких пределах.

### **Список литературы**

1. Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е., Спинволновая электроника, Серия Радиоэлектроника и связь. М.: «Знание», № 6, 24 С, 1988;
2. Вашковский А. В., Стальмахов В. С., Шараевский Ю. П., Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот, Саратов: Изд-во СГУ, 312 с., 1992;
3. Mironenko I. G., Principles of Applications and Properties of Ferroelectric Films at Microwaves, Ferroelectrics, Vol. 12, p. 421-421, 1976;



4. Аванесян В. В., И. Г. Мироненко Дисперсионные свойства линий передачи на основе слоистых диэлектрических структур, Изв. ВУЗов «Радиоэлектроника», N.1, с.15-20, 1998;
5. Мироненко И. Г., Иванов А. А., Дисперсионные характеристики щелевой и копланарной линий на основе структур «сегнетоэлектрическая пленка-диэлектрическая подложка», Письма в ЖТФ, Т.27, N.12, с. 16-21, 2001;
6. Demidov V. E., Kalinikos B. A., Karmanenko S. F., Semenov A. A., Edenhofer P., Electrical Tuning of Dispersion Characteristics of Surface Electromagnetic-Spin Waves Propagating in Ferrite-Ferroelectric Layered Structures, IEEE Trans. Microwave Theory Tech, Vol. 51, p. 2090–2094, 2002;
7. Semenov A. A., Karmanenko S. F., Demidov V. E., Kalinikos B. A., Srinivasan G., Slavin A. N., Ferrite-ferroelectric layered structures for electrically and magnetically tunable microwave resonators, Applied Physics Letters, V. 88, p. 033502, 2006

## **Материалы с мультиферроидными свойствами на основе слоистых структур и твердых растворов**

*Мыльников И. Л.<sup>1</sup>, Семенов А. А.<sup>1</sup>, Дедық А. И.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>СПбГЭТУ «ЛЭТИ»

*Эл. почта: mylnikov.il@gmail.com*

В современной микроэлектронике большой практический интерес представляют мультиферроики. Связь между электрической и магнитной подсистемами дает возможность управлять их магнитными свойствами электрическим полем и, наоборот, изменять их электрические свойства в магнитном поле.

Ферромагнетики, сегнетоэлектрики и сегнетоэластики, несмотря на разную природу происходящих в них структурных фазовых переходов, демонстрируют целый ряд сходных свойств: возникновение доменов, аномалии физических свойств в окрестности перехода, наличие гистерезисов. Если в веществе сосуществуют хотя бы два из трех параметров порядка: магнитного, электрического или деформационного, то его называют мультиферроиком. Эти материалы проявляют свойства характерные как для магнетиков, так и для сегнетоэлектриков в от-

дельности — спонтанную намагниченность, магнитострикцию, спонтанную поляризацию и пьезоэлектрический эффект, так и совершенно новые свойства, связанные с взаимодействием магнитной и электрической подсистем:

- магнитоэлектрический эффект (индуцированная магнитным полем электрическая поляризация и индуцированная электрическим полем намагниченность);
- магнитодиэлектрический эффект или «магнитоемкость» (изменение диэлектрической постоянной под действием магнитного поля).

При этом сама структура феррит-сегнетоэлектрик может быть реализована либо в виде слоев феррита и сегнетоэлектрика, либо в виде гетерофазной системы сегнетоэлектрика, легированного магнитными ионами. Наибольшие значения магнитоэлектрический эффект достигает в гетероструктурах, созданных на основе материалов, обладающих большими значениями магнитострикционного и пьезоэлектрического коэффициентов. С точки зрения применения гетероструктур феррит-сегнетоэлектрик для создания СВЧ устройств в качестве феррита наиболее перспективны пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ), как имеющие минимальные магнитные потери на СВЧ. Большинство исследований сосредоточено на изучении сочетания пленок ЖИГ с различными типами сегнетоэлектрических пленок, в том числе пленок титаната бария — стронция (БСТ).

Мультиферроидные материалы были получены двумя способами. Первый способ: многослойные пленочные структуры металл/БСТ/ЖИГ изготавливались на различных подложках, таких как: гадолиний-галлиевый гранат (ГГГ), сапфир, алюминат лантана, поликор. Пленки БСТ наносились методом ВЧ магнетронного распыления на поверхность пленок ЖИГ. В качестве электродов на поверхности пленки БСТ использовалась медь с подслоем хрома (Cu-Cr) для улучшенной адгезии.

Второй способ: получение мультиферроидных структур металл/БСТ(Mn)/сапфир и металл/БСТ(Mn)/ГГГ, где БСТ(Mn) — это пленки  $Ba_{0,5}Sr_{0,5}TiO_3$  с различной концентрацией марганца от 0 до 20 вес.%. Аналогично с первым методом на заключительном этапе с помощью методов стандартной фотолитографии были сформированы металлические электроды планарных конденсаторов. Диэлек-

трические свойства сформированных структур были исследованы путем измерения вольт-фарадных характеристик (ВФХ) и температурных зависимостей. При измерении ВФХ на электроды конденсатора подавалось управляющее напряжение, которое сначала росло от 0 до 200 В, а затем уменьшалось с 200 до 0 В, после чего полярность напряжения менялась и процедура повторялась снова. Значение максимального напряжения 200 В выбрано таким потому, что по результатам прошлых исследований планарных структур при подаче напряжения свыше 200 В наблюдался пробой конденсатора.

Измерения проводились сначала без магнитного поля, а затем при различных значениях внешнего магнитного поля.

Наблюдалось смещение характеристик в поле и без поля друг относительно друга. Это указывает на то, что исследуемые структуры имеют мультиферроидные свойства.

При измерении зависимости емкости планарного конденсатора от температуры образец погружался в жидкий азот, где охлаждался, пока не фиксировалась точка фазового перехода, которая определялась максимумом температурной зависимости.

Работа поддержана грантами РФФИ и Министерства образования и науки РФ.

## **Автогенерация динамического хаоса в кольцевых системах на основе металлизированных ферритовых пленок и слоистых пленочных феррит-сегнетоэлектрических структур**

*Кондрашов А. В.<sup>1</sup>, Устинов А. Б.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>СПбГЭТУ «ЛЭТИ»

*Эл. почта: kondrashov\_av@inbox.ru*

В настоящее время большой интерес представляет исследование СВЧ динамического хаоса. Результаты таких работ позволят создать беспроводные телекоммуникационные системы нового поколения [1]. Динамический хаос обладает рядом преимуществ по сравнению с традиционными сигналами: повышенную информационную емкость,

более высокий уровень скрытности и др. В недавних работах была подробно исследована автогенерация сложных периодических и непериодических СВЧ сигналов в кольцах на основе ферромагнитных пленок. Помимо стационарных режимов автогенерации в активных кольцах было продемонстрировано возбуждение динамического хаоса [2, 3]. Следует отметить, что ширина спектра хаотических сигналов в перечисленных работах была ограничена несколькими сотнями мегагерц. Параметры генерируемых СВЧ хаотических сигналов зависели от мощности циркулирующего в кольце сигнала и магнитного поля смещения.

Целью настоящей работы было исследование автогенерации динамического хаоса в кольцевых системах на основе слоистой структуры феррит-сегнетоэлектрик и металлизированной ферромагнитной пленки.

Экспериментальная установка была сконструирована из следующих элементов: нелинейного элемента, широкополосного полупроводникового СВЧ-усилителя, переменного аттенюатора и направленных ответвителей. Эти элементы были последовательно соединены коаксиальными СВЧ-кабелями, образуя активное резонансное кольцо.

На первом этапе исследований в качестве нелинейного элемента был использован фазовращатель на основе металлизированной ферритовой пленке. Нелинейный фазовращатель был сконструирован на основе пленки ЖИГ толщиной 65 мкм. Намагниченность насыщения  $M_s = 1750$  Гс. Для возбуждения и приема спиновых волн использовались щелевые антенны шириной 50 мкм и длиной 8 мм. Расстояние между антеннами составляло 10 мм. Пленка железо-иттриевого граната (ЖИГ) накладывалась непосредственно на щелевые антенны. При этом ее поверхность оказывалась соприкасающейся с металлом. Экспериментальное исследование показало, что, как и в предыдущих работах, в системе реализуются монохроматический, периодический и хаотический режимы работы. В периодическом режиме наблюдалась автогенерация как темных, так и светлых солитонов огибающей, что говорит о смене типа нелинейности спиновых волн при увеличении коэффициента усиления кольца. Длительность импульсов составила 10 нс. Важной особенностью является то, что в режиме генерации динамического хаоса ширина полосы автогенерируемого СВЧ сигнала составляла 1.5 ГГц, что на порядок выше ранее наблюдавшиеся результатов.

На втором этапе в качестве нелинейного элемента использовался фазовращатель на основе двухслойной структуры феррит-сегнетоэлектрик. Слоистая структура состояла из тонкой пленки ЖИГ и титаната бария-стронция (БСТ). Толщина пленки ЖИГ составляла 5.7 мкм, ширина — 2 мм, длина — 4 см. Пластина БСТ была изготовлена из керамики состава  $Ba_{0.6}Sr_{0.4}TiO_3$ . Толщина пластин составляла 500 мкм. Возбуждение и прием электромагнитно-спиновых волн осуществлялись микрополосковыми антеннами длиной 2 мм и шириной 50 мкм. Расстояние между антеннами составляло 6.7 мм. Пленка ЖИГ помещалась на антенны спиновых волн и фиксировалась. Снизу к ней прижималась пластина БСТ. Длина зоны контакта ЖИГ и БСТ была 5 мм. Экспериментальные исследования показали, что кольцевой автогенератор на основе слоистой структуры также генерирует различные типы СВЧ сигналов: монохроматический, периодический, в частности, периодическую последовательность нелинейных импульсов — темных солитонов, а также СВЧ динамический хаос. Изменение напряженности прикладываемого к сегнетоэлектрической пластине электрического поля смещения позволяло управлять параметрами автогенерируемого СВЧ сигнала. Так в режиме генерации периодической последовательности солитонов увеличение напряженности поля от 0 кВ/см до 12 кВ/см приводило к уменьшению периода следования импульсов с 273 нс до 282 нс. В хаотическом режиме увеличение электрического поля приводило к росту фрактальной размерности.

### **Список литературы**

1. Дмитриев А. С., Панас А. И. Динамический хаос: новые носители информации для систем связи М.:Издательство Физико-математической литературы, 252с. 2002;
2. Hagerstrom A., Wu M., Eykholt R., Kalinikos B., Tuning of chaotic surface spin waves in a magnetic-film feedback ring via the ring gain, Phys. Rev. B, 83, 104402, 2011;
3. Кондрашов А. В., Устинов А. Б., Калиникос Б. А., Управляемая генерация хаотического СВЧ-сигнала в условиях четырехволнового параметрического взаимодействия поверхностных спиновых волн, ПЖТФ, 36(5), 62-70, 2010.

## **Исследование волновых процессов в феррит-сегнетоэлектрических структурах, содержащих несколько пленок феррита**

*Никитин А. А.<sup>1</sup>, Витько В. В.<sup>1</sup>, Никитин А. А.<sup>1</sup>, Семенов А. А.<sup>1</sup>, Устинов А. Б.<sup>1</sup>*

*<sup>1</sup>СПбГЭТУ «ЛЭТИ»*

*Эл. почта: alexeynikitin1@gmail.com*

Исследование материалов с мультиферроидными свойствами являются одним из приоритетных направлений СВЧ-техники. Одним преимуществ устройств на основе мультиферроиков является возможность двойного управления их физическими характеристиками за счет изменения внешних электрического и магнитного полей. Стоит отметить, что такие устройства могут быть созданы на основе феррит-сегнетоэлектрических структур. Как было показано в работах [1–2], в таких структурах распространяются гибридные электромагнитно-спиновые волны, сочетающие в себе свойства спиновых и электромагнитных волн. Известно, что необходимым условием гибридизации таких волн является равенство их фазовых скоростей. Данное условие накладывает ограничение на минимальную толщину сегнетоэлектрических слоев, порядка 300 — 500 мкм. При таких толщинах значения прикладываемых управляющих напряжений достигают 1000–1500 В. В настоящее время наиболее актуальной задачей является поиск способов снижения значения управляющего напряжения, что позволит значительно расширить возможности использования феррит-сегнетоэлектрических структур в устройствах СВЧ. Одним из способов решения данной проблемы является использование структур, состоящих из нескольких ферритовых и сегнетоэлектрических пленок. Так из работы [3] известно, что спектр спиновых волн в структурах на основе нескольких ферритовых слоев, разделенных тонкими диэлектрическими слоями или свободным пространством, зависит от расстояния между ферритовыми слоями. Таким образом, изменение диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрической пленки, расположенной между слоями феррита, приводит к перестройке дисперсионных характеристик, а, следовательно, реализуется электрическое управление спектром спиновых волн. Однако теоретическое исследование волновых процессов в тон-

копленочных феррит-сегнетоэлектрических структур до настоящего времени не проводилось.

В данной работе была построена теоретическая модели, описывающая волновые процессы в многослойных феррит-сегнетоэлектрических структурах, содержащих несколько ферритовых и сегнетоэлектрических пленок. С помощью разработанной теории исследованы особенности распространения спиновых волн в многослойных феррит-сегнетоэлектрических структурах. Исследуемые структуры состояли из двух ферритовых слоев, разделенных тонкой сегнетоэлектрической пленкой. В этом случае под тонкой сегнетоэлектрической пленкой понимается такая толщина, при которой взаимодействие спиновых и электромагнитных волн является слабым и недостаточным для возникновения волновой гибридизации. Однако было показано, что в этом случае возможна электрическая перестройка дисперсионных характеристик спиновых волн, так как при изменении диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрического слоя изменяется сила взаимодействия между спиновыми волнами, распространяющимися в различных ферритовых слоях. Таким образом, в работе продемонстрирована возможность электрического управления спектром спиновых волн, распространяющихся в тонкопленочных феррит-сегнетоэлектрических структурах. Также показано влияние различных параметров исследуемых структур на спектр спиновых волн, в частности, проанализировано влияние толщин пленок и намагниченности ферритовых слоев. В результате установлено, что диапазон электрической перестройки возрастает как при увеличении толщины сегнетоэлектрического слоя, так и при увеличении разницы толщин ферритовых пленок.

Работа поддержана грантами РФФИ и Министерства образования и науки РФ.

### **Список литературы**

1. В. Е. Демидов, Б. А. Калиникос, Спектр дипольно-обменных спиновых волн в касательно намагниченных слоистых структурах металл-сегнетоэлектрик-ферромагнетик-сегнетоэлектрик-металл // Письма в ЖТФ. — 2000. — Т. 26. — Вып. 7. — С. 8-17;
2. V. E. Demidov, B. A. Kalinikos, P. Edenhofer, Dipole-exchange theory of hybrid electromagnetic-spin waves in layered film structures // J. Appl. Phys. — 2002. — volume 91. — P. 10007-10007-10;

3. P. R. Emtage and Michael R. Daniel, Magnetostatic waves and spin waves in layered ferrite structures // Physical review b. — 1984. — volume 29. — number 1.

## **Передаточная характеристика нелинейного одномерного маггонного кристалла**

*Дроздовский А. В.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>СПбГЭТУ «ЛЭТИ»

*Эл. почта: drozdovskyiav@gmail.com*

Пространственно-периодические структуры (или как их еще называют — “маггонные кристаллы” (МК)), изготовленные из высококачественных монокристаллических пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ) являются одним из классов метаматериалов. В таких средах спин-волновая (СВ) передаточная характеристика представляет собой чередование зон с относительно малыми и большими вносимыми потерями. Последние будем называть зонами заграждения. При расчете сверхвысокочастотных коэффициентов передачи таких структур, как правило, делаются два допущения: структура полагается пространственно неограниченной, а нелинейными процессами, свойственными ферромагнетикам, пренебрегают, полагая систему строго линейной. Однако оба данных допущения не совсем корректны: при относительно небольших значениях мощности входного сигнала возбуждение СВ в МК хорошо описывается линейной теорией. В то же время известно, что рост мощности СВ, распространяющейся в феррите, приводит к возникновению стабильных нелинейных эффектов двух типов. К первому типу относят процесс нелинейного затухания СВ. Ко второму типу относят нелинейный сдвиг волнового числа и сдвиг частот СВ, обусловленный преобразованием основной СВ в волны с близлежащими значениями волновых чисел. Физически ясно, что в случае рассматриваемой периодической структуры значения волнового вектора несущей СВ, при котором наблюдаются зоны непропускания, жестко детерминированы и рост мощности должен приводить к сдвигу амплитудно-частотной характеристики и зон заграждения по частоте.



Полосы заграждения в МК формируются за счет брэгговских резонансов. В случае нелинейного МК необходимо дополнительно учитывать нелинейный фазовый набег, возникающий в результате затухания СВ. Тогда условия брэгговского резонанса можно записать, как  $\phi_{Lin} + \phi_{NLin} = 2\pi n$ , здесь  $\phi_{Lin}$  и  $\phi_{NLin}$  — линейный и нелинейный фазовые набег, соответственно. Вследствие диссипации СВ нелинейный фазовый набег будет различным на различных участках магнитной периодической структуры. Таким образом, условие эффективного брэгговского резонанса (фазовый набег на определенной частоте на каждом участке структуры кратен  $2\pi$ ) не выполняется. Это приведет к увеличению разницы между соседними периодами по добавке к нелинейному фазовому набегу и, как следствие, частотам брэгговских резонансов. Данные зависимости будут определять и вид передаточной характеристики МК и при различных значениях мощности. Результаты моделирования показали, что по мере увеличения амплитуды входной СВ дополнительно может “включаться” механизм нелинейного затухания СВ, что приводит к более резкому падению амплитуды СВ на нескольких первых периодах структуры. На следующих периодах механизм линейного затухания будет ограничивать амплитуды СВ, сводя их примерно к одному значению. Таким образом, на некотором расстоянии от начала периодической структуры (примерно на расстоянии 5 — 8 периодов) разброс резонансных частот отдельных периодов становится незначительным, и далее такую структуру условно можно считать периодической с точки зрения ее волноведущих свойств. В то же время резонансные частоты первых периодов структуры будут сильно различаться, смещаясь по частоте вниз (в случае касательного намагничивания МК) при увеличении мощности сигнала. Поскольку брэгговские резонансные частоты всего МК определяются суммой всех резонансов отдельных периодов, то частотный минимум полосы заграждения будет также смещаться вниз по частоте, а сама полоса заграждения будет расширяться. Таким образом амплитуда СВ и декременты затухания феррита определяют вид и частотное положение коэффициента передачи МК.

Работа выполнена при частичной поддержке программы «Научные и педагогические кадры инновационной России», РФФИ и Стипендии Президента РФ.

## **Волновые процессы в тонкослойных феррит-сегнетоэлектрических структурах, содержащих щелевую линию**

Витко В. В.<sup>1</sup>, Никитин Ал. А.<sup>1</sup>, Никитин Ан. А.<sup>1</sup>, Семенов А. А.<sup>1</sup>,  
Белявский П. Ю.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>СПбГЭТУ «ЛЭТИ»

Эл. почта: [vitaliy.vitko@gmail.com](mailto:vitaliy.vitko@gmail.com)

Создание СВЧ устройств на основе композитных мультиферроидных структур позволит не только устранить недостатки, свойственные для ферритовых и сегнетоэлектрических материалов по отдельности, но и реализовать устройства нового типа с возможностью как электрического, так и магнитного управления. Одним из эффектов, благодаря которому возможно двойное управление физическими характеристиками композитной мультиферроидной структуры, является электродинамический эффект, который наиболее ярко проявляется в слоистых феррит-сегнетоэлектрических структурах. Спектры гибридных электромагнитно-спиновых волн в таких структурах подробно исследованы в работе [1]. В этой работе показано, что необходимым условием гибридизации волн является близость их фазовых скоростей. Данное условие накладывает ограничение на минимальную толщину сегнетоэлектрического слоя, что делает невозможным использование тонких пленок в СВЧ устройствах на основе феррит-сегнетоэлектрических структур.

Известно, что спиновые волны могут взаимодействовать с электромагнитными волнами не только в открытом диэлектрическом волноводе, но и в других волноведущих структурах, одним из примеров которых является щелевая линия на сегнетоэлектрической пленке [2].

Однако до настоящего времени не проводилось исследований волновых процессов в волноведущих структурах, содержащих щелевую линию на основе ферритовых и сегнетоэлектрических пленок. Наличие ферритовой и сегнетоэлектрической пленок значительно усложняет электродинамический анализ. Это не позволяет применить стандартные методы для построения электродинамической модели, описывающей распространение гибридных электромагнитно-спиновых волн в исследуемой тонкопленочной структуре. В рамках данной работы использовалось приближение «двусторонних граничных усло-

вий» [3]. В этом приближении электрическое и магнитное поля внутри слоя феррита заменяются усредненными значениями полей на границах соседних слоев, а их производные — приращениями соответствующих полей на толщине слоя феррита. В рамках работы проведено исследование применимости метода «двусторонних граничных условий» для описания процессов распространения спиновых волн в пленках феррита и электромагнитно-спиновых волн в слоистых диэлектрических структурах, содержащих пленки феррита. Было показано, что метод «двусторонних граничных условий» применим для расчетов, а критериями применимости являются толщина ферритового слоя и значения волнового числа. Таким образом, при помощи метода «двусторонних граничных условий» была построена электродинамическая модель, описывающая волновые процессы в тонкопленочных структурах феррит-сегнетоэлектрик-щелевая линия. Были рассчитаны и проанализированы семейства дисперсионных характеристик при различных значениях диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрического слоя и при разных значениях внешнего магнитного поля. Проведен анализ влияния ширины зазора щелевой линии и толщин ферритовой и сегнетоэлектрической пленок на дисперсионные характеристики. Показано, что диапазон электрической перестройки может быть увеличен за счет более сильного замедления электромагнитной волны, реализуемого уменьшением ширины щели и увеличением толщины сегнетоэлектрической пленки.

Работа поддержана грантами РФФИ и Министерства образования и науки РФ.

### **Список литературы**

1. В. Е. Демидов, «Электрическая перестройка дисперсионных характеристик спиновых волн в слоистых структурах металл—сегнетоэлектрик—феррит—сегнетоэлектрик—металл». Письма в журнал технической физики. Т. 25, Вып. 21, С. 86-94, 1999;
2. A. A. Semenov, P. Yu. Beljavski, A. A. Nikitin, et. al. “Dual tunable thin-film ferrite-ferroelectric slotline resonator”. Electronics Lett., vol. 44, pp. 1406 — 1407, 2008;
3. Е. П. Курушин, Е. И. Нефедов, «Электродинамика анизотропных волноведущих структур». М.: Наука, 225 с. 1983.

## **Нелинейное затухание интенсивных спиновых волн в металлизированных ферромагнитных пленках**

*Устинов А. Б.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>СПбГЭТУ «ЛЭТИ»

*Эл. почта: [ustinov-rus@yahoo.com](mailto:ustinov-rus@yahoo.com)*

Нелинейные эффекты, возникающие при распространении сверхвысокочастотных (СВЧ) интенсивных спиновых волн (СВ) в ферромагнитных пленках (ФП), можно применять для создания новых приборов обработки СВЧ сигналов. Например, сравнительно недавно были продемонстрированы возможности использования нелинейного затухания и нелинейного фазового набега интенсивных СВ для разработки нелинейных фазовращателей [1, 2] и других приборов. В связи с развитием исследований в области искусственных материалов, в частности, мультифероиков, составленных из слоев магнитных и сегнетоэлектрических или пьезоэлектрических материалов с металлическими экранами [3], актуальным направлением представляется изучение нелинейных свойств интенсивных спиновых волн в экранированных ФП. К настоящему времени влияние металлических экранов на дисперсионные свойства спиновых волн изучено достаточно хорошо [4], в то время как нелинейные свойства спиновых волн в экранированных ФП изучались крайне мало.

Целью настоящей работы являлось экспериментальное исследование нелинейного затухания интенсивных спиновых волн в металлизированных ферромагнитных пленках. Эксперименты проводились на макете типа спин-волновой линии задержки со щелевыми антеннами для возбуждения и приема спиновых волн в ФП. Подробное описание макета дано в работе [5]. Основное преимущество от использования макета со щелевыми антеннами состоит в том, что поверхность ФП оказывается металлизированной.

Щелевые антенны имели ширину 50 мкм и длину 8 мм. Расстояние между антеннами составляло 10 мм. Исследования были проведены для трех образцов эпитаксиальных пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ), выращенных на подложках гадолиний-галлиевого граната (ГГГ). Толщина пленок составляла 2, 3.1 и 5.2 мкм, а их намагниченность насыщения равнялась около 1750 Гс. Каждая пленка ЖИГ на-

кладывалась непосредственно на щелевые антенны. При этом ее поверхность оказывалась соприкасающейся с металлом. Линия задержки размещалась между полюсами постоянного магнита в однородном магнитном поле напряженностью  $H = 1190$  Э, которое было направлено по касательной к плоскости пленки параллельно антеннам СВ.

В ходе экспериментов измерялись вносимые потери и вносимый фазовый сдвиг в зависимости от падающей СВЧ мощности на различных частотах. Результаты показали сравнительно сильное увеличение вносимых потерь от уровня мощности за счет нелинейного затухания спиновых волн. Так для пленки толщиной 2 мкм потери возрастали примерно на 15 дБ при изменении мощности от -3.5 дБм (уровень порога) до +14 дБм. Крутизна характеристики составляла около 0.8 дБ/дБм. При этом изменение фазы было небольшим и составляло около  $40^\circ$ . Увеличение толщины пленки ЖИГ до 5.2 мкм вело к увеличению уровня порога нелинейного затухания до +9 дБм и к уменьшению крутизны характеристики до 0.2 дБ/дБм. Фаза прошедшего сигнала практически не менялась.

Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что в металлизированных пленках ЖИГ нелинейный фазовый набег интенсивных СВ проявляется слабо по сравнению со свободными пленками [1]. Эффект же нелинейного затухания ярко выражен и его порог можно регулировать выбором толщины пленки. Следовательно, металлизированные пленки ЖИГ могли бы найти применение, например, для построения частотно-селективных ограничителей СВЧ мощности.

Работа поддержана грантами РФФИ и Министерства образования и науки РФ.

### **Список литературы**

1. A.V.Ustinov, B.A. Kalinikos Appl. Phys. Lett. 93, 102504 (2008);
2. A. V. Ustinov, B. A. Kalinikos, and E. Lähderanta, J. Appl. Phys. 113, 113904 (2013);
3. N. X. Sun, G. Srinivasan, SPIN 2, 1240004 (2012);
4. Гуревич А. Г., Мелков Г. А. Магнитные колебания и волны. М.: Наука, 1994. 464 с.;
5. Ю.Л. Етко А.Б.Устинов, Письма в ЖТФ, том 37, вып. 21, стр. 55-62 (2011).

## Высокочувствительные детекторы для космических миссий

Абашин А. Е.<sup>1</sup>, Кузьмин Л. С.<sup>1,2</sup>, Тарасов М. А.<sup>1,3</sup>, Мухин А. С.<sup>1</sup>, Гордеева А. В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>НГТУ

<sup>2</sup>Чалмерский технологический университет, Швеция

<sup>3</sup>ИРЭ РАН

Эл. почта: [abashin.aleksandr@mail.ru](mailto:abashin.aleksandr@mail.ru)

Болометры на холодных электронах [1–3] являются одними из наиболее чувствительных приемных устройств субмиллиметрового диапазона. В таких болометрах мощность излучения поглощается в абсорбере из тонкой пленки нормального металла, к которой подключены туннельные переходы типа сверхпроводник — изолятор — нормальный металл (СИН). Эти СИН — переходы выполняют функции электронного охлаждения (аналогично эффекту Пельтье в полупроводниках), и на них выделяется выходной сигнал, пропорциональный поглощенной мощности. Электронное охлаждение позволяет не только улучшить чувствительность, но также и расширить динамический диапазон за счет увеличения мощности насыщения, поскольку поглощенная мощность выносятся из абсорбера охлаждающим током.

Целью развития детекторов является достижение мощности эквивалентной шуму (МЭШ) на уровне  $10^{-19}$  Вт Гц<sup>-1/2</sup>, в диапазоне 40÷500 мкм для решетки болометров размером 100 × 100 элементов с низко диссипативной электроникой считывания. Группой авторов разработан и изготовлен и изучен одиночный пиксель — прототип для создания массива болометров, проведены оптические и электрические измерения серии образцов.

Образец имеет по периметру 16 контактных площадок для соединения с измерительной аппаратурой, в центре чипа расположена перекрестно-щелевая антенна [4] и резисторы, которые необходимы для защиты системы от наводок. Цепочки из двенадцати последовательно-параллельно соединенных болометров интегрированы в порты антенны. Абсорберы болометров выполнены из тонкой пленки алюминия с подслоем хрома, что обеспечивает нормальную проводимость и возможность формирования туннельного перехода Cr/Al/AlO<sub>x</sub>/Al [5–6]. Обычная теневая технология изготовления СИНИС болометров состоит из напыления алюминиевых электродов, окисления для образо-

вания туннельного барьера и нанесения без разрыва вакуума пленки абсорбера из нормального металла типа меди. Для избегания разрыва пленок необходимо каждый следующий слой металла делать толще предыдущего. Это накладывает ограничения снизу на толщину верхнего слоя нормального металла абсорбера. Для получения предельной чувствительности болометра объем пленки абсорбера желательно делать как можно меньше, что достигается уменьшением его толщины. Разработана технология изготовления болометров в обратной последовательности, когда первым наносят нормальный металл значительно меньшей, чем ранее, толщины. Сложность заключается в необходимости найти такой нормальный металл, который образует высококачественный слой туннельного барьера. Мы используем для этой цели несверхпроводящий слой алюминия, сверхпроводимость которого подавляется с помощью подслоя хрома с малой концентрацией ферромагнитного оксида  $\text{CrO}_2$ .

Для криогенных измерений образцов использовался криостат растворения TRITON производства фирмы OXFORDinstrument. Для измерения чувствительности и шумов болометра в качестве источника субмиллиметрового сигнала в наших экспериментах использовался аналог черного тела. Для получения нужной необходимой частоты излучения 345 ГГц в оптическом держателе была установлена система фильтров. Предварительные измерения в закрытом от излучения держателе показали высокое качество полученных структур. Отклик болометров на излучение черного тела при температуре 5К составил 40 мкВ. Полученный из экспериментальных данных МЭШ болометров составляет  $8 \times 10^{-17}$  Вт/ Гц<sup>1/2</sup>. Таким образом болометр предложенной конструкции обеспечивает чувствительность, близкую к требуемой для решения космологических задач.

### **Список литературы**

1. Nahum M., Eiles T. M., Martinis J. M., Electronic Micro-Refrigerator Based on a Normal-Insulator-Superconductor Tunnel Junction, Appl. Phys. Lett. 65, 3123, 1994;
2. Kuzmin L. S., Golubev D., Optimization of the hot-electron bolometer for space astronomy, Physica C 378, 372-376, 2002;

3. Kuzmin L. S., On the Concept of a Hot-Electron Microbolometer with Capacitive Coupling to the Antenna, *Physica B: Condensed Matter* 2129, 284-288, 2000;
4. Chattopadhyay G., Rice F., Miller D., *IEEE Microwave Guide Wave Lett.* 9, 467, 1999;
5. Тарасов М. А., Кузьмин Л. С., Каурова Н. С., Цепочки болометров на холодных электронах, *Письма в ЖЭТФ* 89, 742, 2009;
6. Тарасов М. А., Кузьмин Л. С., Каурова Н. С., Тонкие многослойные алюминиевые структуры для сверхпроводниковых устройств, *ПТЭ* №6, 122, 2009.

## **Экспериментальная установка для оценки оптической МЭШ 350 ГГц болометра**

*Мухин А. С.<sup>1</sup>, Абашин А. Е.<sup>1</sup>, Большаков О. С.<sup>2</sup>, Леснов И. В.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>НГТУ

<sup>2</sup>ИПФ РАН

*Эл. почта: a.s.mukhin@gmail.com*

Рассмотрена разработка болометра на холодных электронах для изучения фонового космического излучения для установки на баллонные телескопы BOOMERANG OLIMPO. Установка для измерения оптического отклика (NEP) одного пикселя, работающего на частоте 350 ГГц на базе криостата растворения Oxford Instruments Triton 200 с базовой температурой 10 мК.

Современные исследования космоса накладывают высокие требования к необходимым параметрам и к предельной чувствительности прибора высокочастотного излучения. Для канала 350 ГГц уровень фотонного шума составляет  $NEP_{ph} = 5 \times 10^{-17}$  Вт/Гц<sup>1/2</sup>. Исследуемая концепция болометров на холодных электронах была предложена Л.С. Кузьминым и др. Важным новым шагом в концепции этого детектора стало прямое электронное охлаждение абсорбера SIN туннельным переходом, что значительно увеличивает возможности устройства. Шумовые свойства этого болометра значительно улучшаются за счет снижения электронной температуры, за счет высокоэффективного электронного охлаждения. Прямое электронное охлаждение приво-



дит также к значительному увеличению мощности насыщения из-за эффективного отвода входной мощности от чувствительного наноабсорбера. Прямое электронное охлаждение обеспечивает сильную отрицательную электротермическую обратную связь для сигнала. Вместо традиционного искусственного нагрева постоянным током в БХЭ реализовано электронное охлаждение на SIN туннельных переходах для достижения минимальной температуры (которая может оказаться меньше фоновой температуры). Авторами разработана установка для измерения оптических характеристик одного 350 ГГц канала такого болометра, на которой возможно тестирование болометров при температурах до 10 мК. В качестве источника калибратора используется модель абсолютно черного тела с изменяемой и точно стабилизируемой температурой. Для оценки работоспособности всей приемной структуры, в основе которой лежит цепочка болометров на холодных электронах, аккумулирующая электромагнитную энергию собираемую перекрестно-щелевой антенной необходимы исследования поведения болометра на отклик реального высокочастотного сигнала. Измерение шумовой температуры (плотности шума),  $T_{ш}$ , устройства по отношению к известной термодинамической температуре может характеризовать чувствительность такого приемного устройства с детектором или усилителем на его входе. Наиболее распространена методика, в которой используются два, как правило, широкополосных сигнала малого уровня, которая носит название метода двух отсчетов

$$T_{ш} = (T_{г} - Y T_{х}) / (Y - 1),$$

где  $Y$  — линейное отношение мощности (спектральной плотности) полного сигнала на выходе системы при подаче на вход системы двух сигналов известного термодинамического уровня —  $T_{х}$  и  $T_{г}$ :

$$Y = P_{г} / P_{х}.$$

Для детекторной системы шумовая температура может быть легко преобразована в мощность на входе устройства, используя значение полосы. Полоса приема (преобразования) может быть либо оценена, либо измерена с помощью монохроматического (или квазимонохроматического, необязательно калиброванного) сигнала в отдельном эксперименте. Полученная шумовая мощность позволяет оценить NEP и крутизну преобразования приемной системы, используя соответствующее значение отклика на ее выходе. Подробно рассмотрены вопросы

геометрии чернотельного излучателя, взаимного расположения детектора, источника и системы фильтров, вопросы согласования диаграмм рассеивания и поглощения приемного пикселя и источника, а также даны экспериментальные и расчетные характеристики разработанного устройства.

### Список литературы

1. L. Kuzmin, "Superconducting Cold-Electron Bolometer with Proximity Traps", *Microelectronic Engineering*, 69, 309-316 (2003);
2. L. Kuzmin "Ultimate Cold-Electron Bolometer with Strong Electrothermal Feedback", *SPIE Proc.*, 5498, p 349, Glasgow, June 2004;
3. D. Morozov, P. D. Mauskopf, P. Ade, M. Ridder, P. Khosropanah, M. Bruijn, J. van der Kuur, H. Hoevers, J.-R. Gao, and D. Griffin *Ultrasensitive TES Bolometers for Space-Based FIR Astronomy*, *IEEE Transactions On Applied Superconductivity*, vol. 21, NO. 3, JUNE 2011;
4. Leonid S. Kuzmin. "2D Array of Cold-Electron Nanobolometers with Double Polarization Cross-Dipole Antennae ", p.2, Submitted to *Nanoscale Research Letters*, October 2011.

## **Влияние уровня легирования и состава твердого раствора на распределение потенциала поперек плоскости слоев и диодные характеристики n+-SiGe/Si/p-SiGe гетероструктур релаксированных по упругим напряжениям**

*Орлов М. Л.<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>ИФМ РАН

<sup>2</sup> НГТУ им. Р.Е. Алексеева

*Эл. почта: orlovnm@ipmras.ru*

В работе рассмотрены низкотемпературные электрические характеристики частично релаксированных короткобазовых диодных  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  гетероструктур.

На границе гетероперехода в области слоя твердого раствора формируется потенциальный барьер, разделяющий двумерные электроны в квантовой яме слоя кремния и трехмерные электроны в верхнем леги-

рованном слое SiGe. Туннельные свойства формируемого между SiGe и Si слоями барьера проявлялись в появлении туннельной составляющей тока на вольт-амперных характеристиках реальных структур, ответственной за формирование падающих участков на вольт-амперной характеристике диодной структуры. Нестабильности, проявляющиеся при проведении магнитотранспортных измерений с использованием как слабых, так и сильных магнитных полей, объясняются переходами носителей заряда из двумерного в трехмерное состояние, вследствие межслоевых туннельных перебросов электронов.

Для понимания наблюдаемых в эксперименте зависимостей была осуществлена настоящая работа. Расчет потенциала в направлении перпендикулярном плоскости слоев рассматриваемой гетероструктуры проводится на базе системы уравнений квазигидродинамики и электростатики. Решается полная система дифференциальных уравнений, включающая квазигидродинамические уравнения непрерывности для зарядов и токов и уравнение Пуассона. На базе данной системы уравнений проведен анализ зависимости туннельной прозрачности формируемого на границе слоев барьера, разделяющего 2D и 3D транспортные каналы в системе, от уровня легирования и состава верхнего барьерного слоя. Проведена оценка влияния на параметры барьера размытия состава твердого раствора в окрестности гетерограницы и степени релаксации упругих напряжений в слоях структуры.

Проведенные вычисления характеристик барьера и квантовой ямы, формируемых в зоне проводимости в окрестности гетероперехода между верхним легированным слоем SiGe и слоем Si для структур с разной степенью релаксации упругих напряжений в слоях показывают, что в рассматриваемых реальных гетерокомпозициях с содержанием Ge порядка 25 % максимальная (около 180 мэВ) глубина квантовой ямы для электронов достигается в случае предельной деформации слоя кремния только при пониженном (до  $N_D \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) уровне легирования верхнего барьерного слоя. Повышение уровня легирования системы на порядок, вследствие эффективного экранирования потенциала свободными носителями заряда, приводит к уменьшению не только ширины формируемого в окрестности гетерограницы потенциального барьера до нескольких нанометров, но и уменьшает глубину треугольной потенциальной ямы. Снижение эффективности туннелирования

между 2D и 3D состояниями структуры при заданном уровне легирования может быть достигнуто за счет использования пленок твердого раствора с более высоким процентным содержанием германия в них. В работе проведен анализ формы потенциала структуры и характера распределения носителей заряда между слоями в интервале концентраций легирующей донорной примеси  $N_D \sim (10^{17}-10^{19}) \text{ см}^{-3}$  и концентраций Ge от 0.1 до 0.7. Проведена оценка влияния на структуру потенциала степени и характера размытия состава твердого раствора в окрестности гетерограниц, что является чрезвычайно важным для реальных систем, в которых исследование диодных характеристик может быть использовано для выявления и изучения локализованных состояний на интерфейсах слоев, в том числе и образуемых дефектами структуры кристалла.

Работа выполнялась при финансовой поддержке РФФИ проект 12-02-31567 и проекта федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 -2013 годы, шифр заявок 2011-1.2.1-12-000-2013-095 и 2012-1.3.1-12-000-2003-031 (№ 8543).

### **Список литературы**

1. L. K. Orlov A. A. Mel'nikova, M. L. Orlov, N. A. Alyabina, N. L. Ivina, V. N. Neverov, Zs. J. Horvath., Features of electronic transport in relaxed Si/Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> heterostructures with high doping level, Physica E, "Low Dimensional Systems & Nanostructures", Vol. 51, 87-93, 2013.

## **Гетеродинный приёмник на основе массивов джозефсоновских контактов**

*Галин М. А.<sup>1</sup>, Клушин А. М.<sup>1</sup>, Семёнов А. Д.<sup>2</sup>, Селиверстов С. В.<sup>3</sup>, Финкель М. И.<sup>3</sup>, Гольцман Г. Н.<sup>3</sup>*

<sup>1</sup>ИФМ РАН

<sup>2</sup>Institute of Planetary Research, DLR, Berlin, Germany

<sup>3</sup>МГПУ

*Эл. почта: galin@ipmras.ru*

Развитие методов генерации и регистрации терагерцового излучения имеет большое значение как для научных, так и для прикладных исследований [1]. Актуальной задачей для астрономии является изучение космических объектов в терагерцовой области спектра, т.к. около половины излучения, проходящего к нам из космоса, приходится именно на этот диапазон. Колебательные спектры молекул многих веществ лежат в терагерцовом диапазоне, поэтому задача регистрации терагерцового излучения представляет интерес для спектроскопии. Компактные перестраиваемые терагерцовые, как правило гетеродинные, приёмники требуются для задач детектирования различных объектов, находящихся за непрозрачными экранами или скрытых в тумане. Однако широкое разнообразие смесителей, доступных для этого режима, — диодов Шоттки, туннельных контактов сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник, болометров на горячих электронах — контрастирует со скудностью выбора подходящего гетеродина. Твердотельные полупроводниковые умножители покрывают только субтерагерцовую часть спектра. В XXI веке успешно развиваются квантовые каскадные лазеры, на которых было получено непрерывное когерентное излучение на частотах выше 1.5 ТГц без приложения сильного магнитного поля. Однако дальнейшее понижение частоты генерации представляется маловероятным и ограничивается необходимостью поддерживать инверсию населенностей носителей между близко расположенными уровнями. В последнее время обсуждается возможность разработки нового типа терагерцового приёмника, где в качестве гетеродина используются джозефсоновские контакты. Цепочки джозефсоновских переходов являются источниками непрерывного излучения и при достижении когерентного режима могут обеспечить мощность, достаточную для практических применений. Специально следует отметить возможность

перестройки джозефсоновских осцилляторов в гораздо более широкой области частот, чем в других твердотельных генераторах. Очевидное преимущество данной технологии по сравнению с приборами полупроводниковой электроники или квантовыми каскадными лазерами заключается в возможности интеграции джозефсоновских осцилляторов с болометрами при температуре жидкого гелия. Основной недостаток джозефсоновских генераторов связан с большим рассогласованием их импеданса с импедансом свободного пространства, что ограничивает регистрируемую при комнатной температуре мощность излучения несколькими нановаттами. Этот недостаток может быть преодолен при использовании больших массивов джозефсоновских контактов в режиме их взаимной синхронизации. Теория предсказывает, что при достижении синхронизации должно улучшиться согласование импедансов со свободным пространством и уменьшиться ширина линии генерации.

Современная технология позволяет изготавливать матрицы, содержащие десятки тысяч джозефсоновских контактов типа  $\text{Nb-Nb}_x\text{Si}_{1-x}\text{-Nb}$  [2]. Ранее нами наблюдалось синхронизованное излучение мощностью около 10 мкВт в диапазоне 0.1 — 0.25 ТГц из примерно 7000 ниобиевых контактов, размещённых на кремниевой подложке размером  $10 \times 10$  мм [3]. Этот диапазон частот является удобным для изучения принципов создания гетеродинного приемника.

В докладе представлен макет приёмника, включающий в себя матрицу из 9000 последовательно соединённых джозефсоновских контактов, генерирующих гетеродинное излучение на частоте 0.14 ТГц, смеситель в виде болометра на горячих электронах и систему квазиоптической связи между сигналом, излучением гетеродина и смесителем на основе интерферометра Мартина-Паплетта. Будут также приведены результаты измерения мощности джозефсоновского генератора и его диаграммы направленности в зависимости от частоты, рабочей температуры и электрофизических параметров контактов, а также шумовые характеристики приёмника.

### **Список литературы**

1. Tonouchi M., Cutting-edge terahertz technology, Nature photonics, vol.1, p.97, 2007;

2. Mueller F., Behr R., Weimann T. et. al., 1 V and 10 V SNS Programmable Voltage Standards for 70 GHz, IEEE Trans. Appl.Supercond., vol.19, p.981, 2009;
3. Song F., Müller F., Scheller T. et al., Compact tunable sub-terahertz oscillators based on Josephson junctions, Appl.Phys.Lett., vol.98., p.142506., 2011.

## **Исследование передаточных характеристик согласованного фильтра на пленках железонитридевого граната**

*Мартынов М. И.<sup>1</sup>, Никитин А. А.<sup>1</sup>, Устинов А. Б.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>СПбГЭТУ «ЛЭТИ»

*Эл. почта: nitrogeniumfirst@gmail.com*

Согласованный фильтр представляет собой частотно-избирательную систему, выполняющую обработку суммы сигнала и шума наилучшим образом. Импульсная характеристика такого фильтра представляет собой масштабную копию входного сигнала, которая располагается зеркально на оси времени [1]. Аналоговые согласованные СВЧ фильтры на ферритовых пленках являются перспективными с точки зрения простоты их конструкции и возможности электронной перестройки рабочей частоты. В работе исследован согласованный фильтр на активном кольцевом резонаторе (АКР), макет которого был сконструирован из спин-волновой линии задержки, переменного аттенюатора, СВЧ усилителя и двух направленных ответвителей. Все элементы были последовательно соединены СВЧ кабелями, образуя замкнутое кольцо. Широкополосный СВЧ усилитель с переменным аттенюатором обеспечивал регулируемое усиление СВЧ сигнала в кольце.

Полосы пропускания фильтра формируются на частотах, соответствующих резонансным частотам кольца. Амплитуда СВЧ сигнала, циркулирующего в кольце, резонансно возрастает на тех частотах, на которых полный набег фазы кратен  $2\pi$ . Если потери при распространении спиновых волн (СВ) в линии задержки превосходят усиление, то АКР представляет собой многополосный СВЧ фильтр [2–4]. Условие, определяющее положение резонансных частот, может быть

записано в виде  $k_{sw}(f)d_{sw} + \phi e = 2\pi n$ , где  $k_{sw}$  — волновое число спиновой волны в пленке железо-иттриевого граната (ЖИГ);  $f$  — несущая частота;  $d_{sw}$  — длина пути распространения спиновой волны;  $\phi e$  — фазовый набег СВЧ сигнала в электронной цепи кольца;  $n$  — целое положительное число, нумерующее резонансные частоты кольца. Так, как частотный диапазон существования спиновых волн является функцией магнитного поля, резонансные частоты активного кольцевого резонатора перестраиваются в широком частотном диапазоне при изменении внешнего магнитного поля.

При экспериментальном исследовании сигнал вводился в схему через входной направленный ответвитель и снимался с выходного направленного ответвителя. Линии задержки были изготовлены на основе монокристаллических пленок ЖИГ толщиной 13.6, 9.64 и 5.7 мкм, и намагниченностью насыщения 1915, 1785 и 1789 Гс, соответственно. Для возбуждения спиновых волн в пленке и для их приема использовались микрополосковые антенны длиной 2 мм и шириной 50 мкм, нанесенные на подложку из поликора толщиной 500 мкм. Расстояние между антеннами составляло 3, 6 и 9 мм. Линия задержки размещалась между полюсами постоянного магнита в однородном магнитном поле напряженностью  $H = 1190$  Э, которое было направлено по касательной к плоскости пленки параллельно антеннам СВ. АЧХ активного кольцевого резонатора измерялись при пороговом коэффициенте усиления, выше которого начинались процессы автогенерации.

Известно, что спиновые волны в пленках феррита разной толщины имеют разные групповые скорости. В результате изменяется положение резонансных частот и расстояние между соседними резонансными пиками ( $\Delta f$ ) кольца. Вторым фактором, определяющим положение частот пропускания является расстояние между антеннами спиновых волн. Влияние данных факторов было численно промоделировано и проведено сравнение с результатами, полученными в ходе экспериментального исследования. Были получены зависимости положения резонансных частот от толщины пленки феррита и расстояния между спин-волновыми антеннами, которые показывают, что с увеличением расстояния между антеннами и уменьшением толщины пленки феррита уменьшается расстояние между соседними резонансными пиками. Полученные зависимости позволяют подбирать параметры АКР,



обеспечивающие желаемый вид передаточных характеристик. На последнем этапе работы были рассчитаны и измерены добротности для отдельных резонансных пиков АКР. Обнаружено, что добротность увеличивается с расстоянием между микрополосковыми антеннами, но ограничена сверху нелинейными явлениями и температурной нестабильностью, в следствии чего возможен переход АКР в режим автогенерации.

Работа поддержана грантами РФФИ и Министерства образования и науки РФ.

### **Список литературы**

1. Баскаков С. И., Радиотехнические цепи и сигналы, М. Высшая школа, с.458, 2000;
2. Порохнюк А. А., Устинов А. Б., Ковшиков Н. Г., Исследование оптимальной фильтрации СВЧ-сигнала многополосным спин-волновым кольцевым резонатором, Письма в ЖТФ, Т.35 В. 18, с.17, 2009;
3. Никитин А. А., Устинов А. Б., Семенов А. А., Калиникос Б. А., Теоретическое исследование резонансных свойств активного кольца на основе слоистой структуры феррит-сегнетоэлектрик, ЖТФ, Т. 82 В. 7, с. 98, 2012;
4. A. B. Ustinov G. Srinivasan, B.A. Kalinikos High-Q active ring microwave resonators based on ferrite-ferroelectric layered structures, Appl. Phys, Lett. 92 193512, 2008.

# ПРИМЕСИ И ДЕФЕКТЫ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ

---

## Диэлектрическая релаксация в кристаллах силленитов $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}:\text{Fe}$

Набиуллина Л. А.<sup>1</sup>, Кастро Р. А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>РГПУ

Эл. почта: lia-nabiullina@yandex.ru

Кристаллы силленитов  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  (BSO) имеют объемно центрированную кубическую решетку симморфной пространственной группы  $I23 (T^3)$ . К настоящему моменту синтезировано более 60 соединений типа силленита  $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{M}_x\text{O}_y$  с катионами  $\text{M}^{n+}$ , а также их многочисленные твердые растворы. Случай легирования силленитов Fe представляет особый интерес [1], потому что железо (так же, как и хром) всегда присутствует в этих соединениях в качестве фоновой примеси. Кристаллы силленитов, легированные железом, в частности, успешно используются в качестве оптических ограничителей для защиты глаз человека или светочувствительных элементов фотоприемной аппаратуры от ослепляющего действия лазерного излучения видимого диапазона.

Целью данной работы явилось исследование особенностей процессов диэлектрической релаксации в кристаллах BSO, легированных ионами железа, путем измерения их диэлектрических параметров при варьировании температуры и частоты приложенного поля.

Использовались образцы силиката висмута, выращенные методом Чохральского. Легирование ионами железа производилось на этапе синтеза путем подмешивания с исходную шихту трехоксида железа  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ . Концентрация примеси Fe определялась по спектрам пропускания и ЭПР [2]. Образцы были изготовлены в виде дисков диаметром 20.0 мм, толщиной 1.0 мм. Для проведения электрических измерений с обеих сторон был нанесен слой серебряной пасты для обеспечения надежного контакта. Концентрация примеси различных металлов составляла примерно  $10^{19}$  см<sup>-3</sup>. Измерения диэлектрических параметров ( $\epsilon$  и  $\text{tg}\delta$ ) были выполнены в частотном диапазоне  $10^{-2}$ – $10^5$  Гц и в интервале температур от 293 до 373 К при помощи спектрометра

«Concept-41» фирмы Novocontrol Technologies GmbH. Измерительное напряжение, подаваемое на образец составляло 1.0 В, точность стабилизации температуры  $\pm 0,3$  °С. Погрешность измерений электрических величин не превышала 5 %.

Температурно-частотные зависимости тангенса угла диэлектрических потерь показали, что внедрение примеси в структуру кристалла приводит к появлению максимума потерь и изменению величины диэлектрической проницаемости. Изменение положения максимума потерь с температурой указывает на существование механизма дипольно-релаксационных потерь. Релаксаторами в кристаллах BSO:Fe могут быть квазидиполи типа «примесь-вакансия» с участием железа. Они возникают, если ионы  $Fe^{3+}$  замещают М-катионы в центрах кислородных тетраэдров, при этом в одном из узлов должна быть кислородная вакансия, захватившая электрон (по условию зарядовой компенсации). Перескоки этой вакансии в поле многоямного потенциала искаженных кислородных тетраэдров обуславливают участие квазидиполей в тепловой ориентации поляризации [3].

### **Список литературы**

1. B. Briat, V. G. Grachev G. I. Malovichko O. F. Schirmer and M. Wohlecke. Defects in Inorganic Photorefractive Materials and Their Investigations. Photorefractive Materials and Their Applications, Springer Series in Optical Sciences, 2007, Volume 114/2007, 9-49, DOI: 10.1007/0-387-34081-5\_2;
2. Набиуллина Л. А., Шадрин Е. Б., Магниторезонансные свойства монокристаллов  $Bi_{12}SiO_{20}:Fe$ , Изв. РГПУ им. А. И. Герцена № 147, С. 63-72, 2012;
3. Панченко Т. В., Карпова Л. М., Дуда В. М., Диэлектрическая релаксация в кристаллах  $Bi_{12}SiO_{20}:Cr$ , ФТТ, 42, 4, 2000.

## Тензор кристаллического ГЭП в узлах редкоземельных металлов в решетках $\text{R}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$

Рабчанова Т. Ю.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>РГПУ им. А.И. Герцена

Эл. почта: *Lion-1990@yandex.ru*

Согласно данным авторов [1] для соединений типа  $\text{Y}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  предлагаются две модели пространственной локализации дырок — либо на цепочечном (модель А), либо на мостиковом (апикальном) кислороде (модель В). В настоящей работе в качестве критериев выбора между указанными моделями используются данные эмиссионной мессбауэровской спектроскопии на изотопах  $^{67}\text{Ga}$  ( $^{67}\text{Zn}$ ) и  $^{155}\text{Eu}$  ( $^{155}\text{Gd}$ ) для соединений  $\text{R}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  ( $\text{R} = \text{Nd}, \text{Sm}, \text{Gd}, \text{Dy}, \text{Y}, \text{Ho}, \text{Er}, \text{Tm}$ ). Идея методики заключается в выделении безносительных препаратов материнских изотопов  $^{67}\text{Ga}$  и  $^{155}\text{Eu}$ , синтезе керамик  $\text{R}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ , легированных либо  $^{67}\text{Ga}$ , либо  $^{155}\text{Eu}$ , и измерении эмиссионных мессбауэровских спектров образцов  $\text{R}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7: ^{67}\text{Ga}$  и  $\text{R}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7: ^{155}\text{Eu}$ . Предполагалось, что изотопы  $^{67}\text{Ga}$  и  $^{155}\text{Eu}$  в процессе синтеза будет занимать узлы РЗМ (в пользу этого свидетельствует близость химических свойств РЗМ и галлия), так что образующиеся после радиоактивного распада материнских ядер  $^{67}\text{Ga}$  и  $^{155}\text{Eu}$  мессбауэровские зонды  $^{67}\text{Zn}$  и  $^{155}\text{Gd}$  также окажутся в узле решетки, занимаемом атомом РЗМ. Для ионов  $\text{Zn}^{2+}$  и  $\text{Gd}^{3+}$  характерно состояние со сферически-симметричной внешней электронной оболочкой, и поэтому можно ожидать, что ГЭП на ядрах  $^{67}\text{Zn}$  и  $^{155}\text{Gd}$  будет создаваться только ионами кристаллической решетки. Проведен расчет тензора ГЭП для узлов РЗМ в приближении модели точечных зарядов. Показано, что согласие экспериментальных и расчетных параметров тензора ГЭП достигается, если дырки локализованы преимущественно в подрешетке цепочечного кислорода. Определен коэффициент Штернхеймера для ионов  $\text{Gd}^{3+}$   $\gamma = -(24 \pm 2)$ .

### Список литературы

1. Bordovsky G., Marchenko A., and Seregin P. Mossbauer of Negative Centers in Semiconductors and Superconductors. Identification, Properties, and Application. Academic Publishing GmbH & Co. 499 pp. 2012.

## Исследование фазовых переходов в керамике $\text{Ba}_{(1-x)}\text{MnTi}_x\text{O}_3$ и $\text{BaTi}_{(1-x)}\text{Mn}_x\text{O}_3$

Румянцева Е. Д.<sup>1</sup>, Залесский В. Г.<sup>2</sup>, Зайцева Н. В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ИТМО

<sup>2</sup>ФТИ

Эл. почта: ska-kotya@mail.ru

Исследование твердых растворов на основе титаната бария (BT),  $\text{BaTiO}_3$ - $\text{ABO}_3$  (где  $A = \text{Ba, Ca, Sr, Pb, Mn}$  и  $B = \text{Ti, Zr, Sn, Hf, Mn}$ ) вызывает интерес с прикладной точки зрения в связи с возможностью синтеза материалов с заданными электрическими, оптическими и др. физическими свойствами [1]. Что касается системы  $\text{BaTiO}_3$ - $\text{MnTiO}_3$ , то ионы марганца могут занимать как А-, так и В- позицию [1, 2]. Для характеристики нового твердого раствора необходимо получение фазовой диаграммы (Т–х), где Т — температура фазового перехода, х — концентрация второго компонента. Твердый раствор  $\text{BaTi}_{(1-x)}\text{Mn}_x\text{O}_3$  привлек к себе внимание, как сегнетоэлектрический материал с более высокими, чем у чистого BT коэрцитивным полем, большим удельным сопротивлением и др. свойствами, представленными в многочисленных статьях [2–5]. Однако, фазовая диаграмма для BT, допированного ионами Mn определена недостаточно четко, так как получение образцов сопровождается неконтролируемыми физико-химическими процессами, особенно при высоком содержании ионов Mn. Известно также, что при концентрации  $x > 0.015$ – $0.018$  ионы Mn стимулирует гексагональную фазу в BT [4]. Еще меньше сведений о фазовых переходах в твердом растворе  $\text{Ba}_{(1-x)}\text{Mn}_x\text{TiO}_3$ .

С этой целью мы поставили задачу синтезировать твердые растворы керамики  $\text{Ba}_{(1-x)}\text{Mn}_x\text{TiO}_3$  и  $\text{BaTi}_{(1-x)}\text{Mn}_x\text{O}_3$  с концентрацией Mn  $x > 0.01$ , изучить и сравнить их диэлектрические свойства, построить фазовые диаграммы (Т–х) и выяснить есть ли признаки релаксорного поведения при А и В-замещении в твердом растворе на основе BT.

Образцы керамики  $\text{Ba}_{(1-x)}\text{Mn}_x\text{TiO}_3$  и  $\text{BaTi}_{(1-x)}\text{Mn}_x\text{O}_3$  с концентрацией  $x = 0.01, 0.03$  и  $0.1$  были получены по обычной керамической технологии путем химической реакции в твердой фазе. Полнота образования и структура исследуемых твердых растворов контролировалась методом рентгенодифракционного анализа с использованием  $\text{CuK}_\alpha$  — и  $\text{CoK}_\alpha$  — излучения. Диэлектрические измерения были выполне-

ны при амплитуде измерительного напряжения 1 В, в диапазоне частот от 12 Гц до 100 кГц, с помощью измерителя импеданса Goodwill LCR —819. Измерения проводились в режиме нагревания или охлаждения со скоростью 1 К/мин в диапазоне температур 77–475 К, а также в высокотемпературной области от 300 до 700 К.

В результате получены температурные зависимости диэлектрической проницаемости твердых растворов, согласно которым построены фазовые диаграммы. Представлены зависимости параметров фазовых переходов от концентрации Mn в системах  $\text{Ba}_{(1-x)}\text{Mn}_x\text{TiO}_3$  и  $\text{BaTi}_{(1-x)}\text{Mn}_x\text{O}_3$ . В высокотемпературной области от 300 до 700 К в системе  $\text{Ba}_{(1-x)}\text{Mn}_x\text{Ti}_x\text{O}_3$  исследована релаксация Максвелла — Вагнера, обусловленная вкладом межзеренных областей в общую емкость и проводимость всего образца.

### **Список литературы**

1. Smolenskii G. A., Bokov V. A., Isupov V. A., Krainik N. N., Pasyukov R. E., and Sokolov A. I., *Ferroelectrics and Related Materials*, Gordon and Breach Science Publishers, 763, 1984;
2. Wang X., Gu M., Yang B., Zhu S., Cao W., *Hall Effect and Dielectric Properties of Mn-Doped Barium Titanate*, *Microelectronic Engineering*, 66, 855-859, 2003;
3. Langhammer H. T., Mueller T., Felgner K., and Abicht H., *Structure and Related Properties of Manganese-Doped Barium Titanate Ceramics*, *J. Am. Ceram. Soc.*, 83, 605-611, 2000;
4. Langhammer H. T., Mueller T., Felgner K., and Abicht H., *On the Crystal and Defect Structure of Manganese-Doped Barium Titanate Ceramics*, *Mater. Lett.*, 26, 205-210, 1996;
5. Zhang L., Ren X., *Aging Behavior in Single-Domain Mn-Doped BaTiO<sub>3</sub> Crystals: Implication for a Unified Microscopic Explanation of Ferroelectric Aging*, *Phys. Rev.*, B 73, 094121 1-6, 2006.

## **Диэлектрическое исследование кристаллов прустита $\text{Ag}_3\text{AsS}_3$ в области высоких частот**

Гуния Н. Ю.<sup>1</sup>, Бордовский В. А.<sup>1</sup>, Кастро Р. А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>РГПУ

Эл. почта: recastro@mail.ru

Монокристалл прустита  $\text{Ag}_3\text{AsS}_3$  представляет собой сегнетоэлектрик с температурой плавления  $580^\circ\text{C}$ . Данная кристаллическая система характеризуется высокими значениями диэлектрической проницаемости, что делает ее перспективной для использования в устройствах нелинейной оптики, электронно-акустических системах [1]. Однако, в настоящее время практически отсутствуют данные об особенностях поляризационных процессов в области фазовых переходов в высокочастотной области. В связи с этим, целью работы заключалась в установлении особенностей механизмов переноса заряда и диэлектрической релаксации в кристаллах прустита  $\text{Ag}_3\text{AsS}_3$  в области частот  $10^6$ – $10^9$  Гц.

Измерения проводились на спектрометре «Concept 81» компании NOVOCONTROL Technologies GmbH & Co. Образцы представляли собой монокристаллические пластины толщиной около 1 мм и площадью  $1 \text{ см}^2$ , с плоской поверхностью, перпендикулярной оси третьего порядка. Измерения диэлектрических параметров (составляющих комплексной диэлектрической проницаемости ( $\epsilon'$ ,  $\epsilon''$ ) и удельной проводимости ( $\sigma'$ )) образцов кристаллов прустита были выполнены в интервале температур от 173 до 473 К. Точность измерения температуры составляло  $0,5^\circ\text{C}$ . Измерительное напряжение, подаваемое на образец, составляло 1.0 В.

В ходе исследования обнаружено, что при уменьшении частоты во всем температурном интервале наблюдается увеличение  $\epsilon'$ , что вероятнее всего связано с началом проявления дипольно-релаксационной поляризации наряду с электронной поляризацией. Температурная зависимость диэлектрической проницаемости выявляет существование двух участков: монотонной зависимости и резкого увеличения  $\epsilon'$  с ростом температуры. Смена характера изменения  $\epsilon'$  наблюдается при  $T \approx 420 \text{ К}$  ( $147^\circ\text{C}$ ), что соответствует температуре фазового перехода первого рода, обусловленному резким изменением электропроводности кристалла [2]. Диэлектрические спектры аппроксимировались

функцией Гавриляк-Негами [3]. Полученные значения релаксационных параметров позволяют заключить, что в исследуемой области частот и температур в кристаллах прустита наблюдается недебаевский релаксационный процесс с симметричным распределением времен релаксации согласно модели Коула-Коула.

Выявлено, что удельная проводимость практически не зависит от частоты, однако, при низких температурах наблюдается некоторое уменьшение проводимости в области  $10^8$ - $10^9$  Гц. Это может быть обусловлено тем, что быстрое изменение полярности поля препятствует упорядоченному движению ионов серебра. Температурная зависимость  $\sigma$  подчиняется закону Аррениуса, то есть, перенос заряда — термически активированный процесс, энергия активации которого составляет  $2.40 \pm 0.01$  эВ.

#### **Список литературы**

1. S. R. Yang, K. N. R. Taylor. Phase transitions in single crystals of proustite  $\text{Ag}_3\text{AsS}_3$  // Phase Transitions. 1991. Vol. 36. P. 233-256;
2. Kristin A. Schonau. High-temperature phase transitions, dielectric relaxation, and ionic mobility of proustite,  $\text{Ag}_3\text{AsS}_3$ , and pyrargyrite,  $\text{Ag}_3\text{SbS}_3$  // Journal of Applied Physics. Vol. 92. № 12. 2002. P. 7415-7424;
3. Kremer K., Schonhals A. (Eds.) — Broadband dielectric spectroscopy, Springer, Berlin Heidelberg, 2003. 729 с.

## **Оптические свойства структур $\text{CdHgTe}$ , выращенных молекулярно-лучевой эпитаксией на подложках GaAs**

*Шиляев А. В.<sup>1</sup>, Мынбаев К. Д.<sup>1</sup>, Баженов Н. Л.<sup>1</sup>, Ижнин И. И.<sup>2</sup>, Ижнин А. И.<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>ФТИ

<sup>2</sup>НИИ материалов НПП «Карат», Львов, Украина

*Эл. почта: VozZDooH@gmail.com*

Твердые растворы  $\text{CdHgTe}$  (КРТ) традиционно являются одним из основных материалов для приборов инфракрасной фотоэлектроники, работающих в среднем и дальнем ИК-диапазоне длин волн. В настоящее время активно развивается технология выращивания струк-



тур на основе КРТ методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). МЛЭ позволяет осуществлять гетероэпитаксиальное наращивание КРТ, что дает возможность использовать подложки большого размера и малой стоимости. На данный момент наиболее популярным материалом, используемым в качестве подложки для гетероэпитаксии КРТ, является GaAs. Сочетание относительно небольшой стоимости пластин большого диаметра с разумным несоответствием параметров кристаллической решетки и коэффициентов термического расширения делает технологию КРТ/GaAs весьма привлекательной с точки зрения изготовления приборных структур. Однако несмотря на прогресс этой технологии, влияние структурных дефектов, специфичных для таких гетерокомпозиций, на оптические и электрические свойства материала исследовано недостаточно.

В работе сообщается о результатах исследования оптических и электрических свойств гетероэпитаксиальных структур  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , имевших состав «активной» области  $x = 0.22 — 0.30$ . Структуры были выращены в ИФП СО РАН на подложках (310)GaAs с буферными слоями CdTe и ZnTe. Оптические свойства исследовались путем записи спектров фотолюминесценции (ФЛ) и фотопроводимости в диапазоне температур  $T = 4.2 — 300$  К. Электрические свойства структур изучались путем измерения полевых зависимостей коэффициента Холла и проводимости при  $T = 77$  К.

Исследования электрических свойств структур, проведенные, в том числе, на образцах, подвергнутых обработке низкоэнергетическими ионами, показали наличие значительного донорного фона в изучаемых образцах; этот эффект связывается нами с авто-легированием КРТ галлием из подложки. Спектры ФЛ при низких температурах состояли, как правило, из двух полос, при этом основная полоса была обусловлена «межзонными» переходами (вблизи гелиевых температур — рекомбинацией экситона, локализованного флуктуациями состава), а вторая полоса, обусловленная переходами с участием акцепторных состояний, отстояла от основной на  $\sim 18 — 20$  мэВ. Термический отжиг структур приводил к значительному уменьшению интенсивности полосы, связанной с наличием акцепторов. После обработки ионами в отожженных образцах акцепторная полоса исчезала полностью. Подобного поведения акцепторных полос не наблюдалось в пленках, выращенных

на других подложках. Совокупность полученных данных позволила предположить, что акцепторные состояния, проявляющиеся в оптических свойствах исследованных структур, связаны не с примесями или собственными дефектами, а со структурными дефектами, типичными только для КРТ/GaAs.

## **Возбуждение акустических импульсов в кристаллах $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ мощными наносекундными электронными пучками**

*Шунаев И. В.<sup>1</sup>, Барышников В. И.<sup>1</sup>, Иванов А. В.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Иркутский государственный университет путей сообщения

*Эл. почта: vibh@rambler.ru*

Сильноточные наносекундные электронные пучки эффективно возбуждают в кристаллах излучение примесей и наводят сопутствующие акустические импульсы. Для изучения особенностей возбуждения и прохождения акустических импульсов в кристаллической решетке кристаллов  $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$  использовался сильноточный наносекундный ускоритель электронов (250 кэВ; 2–15 кА/см<sup>2</sup>; 0,5 нс). Система оптического измерения параметров акустических импульсов имеет 1нс-разрешение.

При возбуждении кристаллов  $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$  сильноточными электронными пучками наблюдается интенсивная  $\text{Ti}^{2+}$ -катодолюминесценция (КЛ) в полосе при 310 нм, затухающая с  $\tau = 290$  нс, и КЛ  $\text{Ti}^{3+}$ -780 нм с  $\tau = 3$  мкс [1]. Импульсная эмиссия  $\text{Ti}^{2+}$  и  $\text{Ti}^{3+}$  в  $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$  использовалась как пробный оптический сигнал для акустического мониторинга существующих микродефектов и исследования кинетики наведенной дефектности в кристаллах  $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$  под действием электронной бомбардировки. В кристаллах  $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ , возбуждаемый сильноточным электронным пучком акустический импульс, отражается от микродефектов и от поверхностей. Поэтому сопутствующая импульсная  $\text{Ti}^{2+}$  – и  $\text{Ti}^{3+}$ -катодолюминесценция, наблюдаемая при отражении от внутренней поверхности кристалла, несет информацию об интенсивности и кинетике акустического импульса.

В ходе облучения кристаллов  $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$  мощными наносекундными электронными пучками, отраженные от внутренней поверхности импульсы КЛ  $\text{Ti}^{3+}$  (780 нм с  $\tau = 3$  мкс) имеют характерные провалы, как отклик на акустический импульс, отраженный от исходных микродефектов и торцевой поверхности кристалла. В кристаллах  $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$  в процессе мощного электронного облучения при плотности тока  $> 5$  кА/см<sup>2</sup> наводятся микродефекты. При этом  $\text{Ti}^{2+}$  - КЛ (310 нм) затухает с  $\tau = 240$  нс. Установлено, что в кристаллах  $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$  образование дефектов размерами 1–20 мкм в приповерхностном слое толщиной 300 мкм происходит вследствие одновременного действия ударного акустического импульса и плотного не скомпенсированного заряда при мощном электронном облучении.

#### **Список литературы**

1. В.И. Барышников, Т.А. Колесникова, И. Квапил. ФТТ. — 1994. — Т.36. — № 9. — С.2788-2791.

## **Дефектообразование при росте на призматических гранях 4H-SiC**

*Фадеев А. Ю.<sup>1</sup>, Лебедев А. О.<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>СПбГЭТУ «ЛЭТИ»

<sup>2</sup>ФТИ

*Эл. почта: [alfadeus@gmail.com](mailto:alfadeus@gmail.com)*

Слитки карбида кремния, выращиваемые модифицированным методом Лэли на плоскости (0001) характеризуются чрезвычайно развитой дефектной структурой. Поэтому изучение небазисного роста монокристаллов SiC является необходимым для получения высококачественных небазисных подложек для последующего проектирования на их основе приборов микроэлектроники, а также для их использования в т.н. RAF-процессе и последующего получения бездефектных слитков, выращенных на базисной плоскости. В данной работе рассматривается дефектная структура кристаллов 4H-SiC, выращенных на гранях затравки (10-10), (11-20) и (8.3.-11.0). Последняя грань составляет угол  $\sim 15^\circ$  с гранями (10-10) и (11-20).

Исходные подложки 4H-SiC с ориентацией (10-10), (11-20) и (8.3.-11.0) были вырезаны из одного слитка, выращенного в направлении [000-1]. Кристаллический рост проводился на этих трех затравках в одном эксперименте одновременно, что позволяет считать условия роста для всех трех затравок идентичными. Выращенный слиток был разрезан на пластины в трех перпендикулярных направлениях: (10-10)-, (11-20)- и (0001)-границы для [10-10]- и [11-20]-слитков и (8.3.-11.0)-, (34-10)- и (0001)-границы для [8.3.-11.0]-слитка. Анализ дефектов проводился с использованием оптической микроскопии после травления в щелочи (тип дефектов идентифицирован по форме ямок травления), а также с помощью рентгеновской топографии.

Известно, что рост на призматических затравках ведет к образованию дефектов упаковки [1]. Мы обнаружили, что вероятность образования дефектов упаковки строго зависит от кристаллографической ориентации затравки и постепенно увеличивается в направлении от грани (11-20) к (10-10). Для кристалла, выращенного в направлении [11-20] было также замечено, что дефекты упаковки преобладают на краях кристалла, где выпуклый фронт роста имеет максимальное отклонение от исходной плоскости (11-20). Несмотря на относительно малое количество дефектов упаковки, рост на плоскости (11-20) характеризуется образованием большого числа базисных дислокаций. Диссоциация этих дислокаций, очевидно, затруднена, и они не диссоциируют в течение всего ростового процесса.

Плоскость (0001) после травления в КОН выявляет присутствие только базисных дислокаций. Другие виды дислокаций отсутствуют. Плотность базисных дислокаций уменьшается с  $4 \times 10^3 \text{ см}^{-2}$  для [11-20]-роста до  $10^3 \text{ см}^{-2}$  для [10-10]-роста. Также видно, что отклонение от грани (11-20) к грани (10-10) ведет к объединению отдельных базисных дислокаций с образованием малоугловых границ.

На протравленных пластинах, вырезанных параллельно направлению роста и перпендикулярно к плоскости (0001), наблюдается множество длинных террас, расположенных в направлении роста. Число этих террас, очевидно, также меняется, уменьшаясь при отклонении от грани (11-20) к (10-10).

### Список литературы

1. Н.-J. Rost, M. Schmidbauer, D. Siche, R. Fornari, Journal of Crystal Growth 290, 137 (2006).

## Высокотемпературная инверсная населенность спиновых подуровней дефектов в карбиде кремния как основа твердотельных мазеров

Солтамов В. А.<sup>1</sup>, Солтамова А. А.<sup>1</sup>, Баранов П. Г.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ФТИ

Эл. почта: victor\_soltamov@mail.ru

На сегодняшний день в качестве мазеров для дальней космической связи (Deep Space Communication) чаще всего применяются кристаллы корунда, легированные хромом ( $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}^{3+}$ ) [1]. Несмотря на достоинства этой системы, такие как высокая стабильность частоты, высокий коэффициент усиления и низкая температура шума, она все же требует охлаждения до сверх низких температур (1.5К — 5К). При этом для создания инверсной населенности спиновых подуровней иона  $\text{Cr}^{3+}$  используется накачка СВЧ квантом, что добавляет технологических проблем, поскольку необходимо согласовывать СВЧ- тракт как с частотой накачки, так и с частотой усиливаемого сигнала. Молекулярные же мазеры требуют громоздких вакуумных камер и энергозатратных систем «сортировки» атомов-излучателей (например, квадрупольные конденсаторы с напряжением питания 10–30 кВ) [2], что так же ограничивает область их применения.

Иной подход для реализации лазера лежит в использовании других способов создания инверсной населенности, а именно в качестве частоты накачки использовать оптический квант, тем самым делая эффект влияния температуры на величину теплового шума ничтожно малым. Такой подход был предложен, например, в работе [3]. Однако найти такой материал, в котором инверсная населенность могла бы быть создана при комнатной температуре и при этом обладала достаточным временем спин-решеточной релаксации ( $T_1$ ) чрезвычайно трудная задача.

Недавно была создана твердотельная система, позволяющая воплотить идею мазера, работающего при комнатной температуре [4]. В качестве рабочего тела мазера в этом случае является органическое вещество — *p*-тетрафинил, легированный пентаценом. Недостатками в последнем случае является то, что система может работать только в импульсном режиме — импульсная накачка, импульсное усиление. Иными словами рабочий мазер в непрерывном режиме на такой системе не создан.

В настоящей работе предлагается использовать в качестве системы когерентного усиления микроволновой частоты вакансионные кремниевые дефекты ( $V_{Si}$ -центры) в карбиде кремния политипа 6H.  $V_{Si}$ -центры, как и ионы  $Cr^{3+}$  в корунде, имеют высокоспиновое основное состояние — либо триплетное, либо квадруплетное [5]. Однако, в отличие от  $Al_2O_3: Cr^{3+}$ , инверсная населенность этих центров может быть создана, во-первых, при комнатной температуре, во-вторых, посредством накачки оптическим, а не СВЧ квантом [6]. Оптическое возбуждение приводит к забросу электронов из основного состояния в возбужденное, и далее, за счет наличия в спиновой системе уровней этих дефектов канала спин-зависимой безызлучательной рекомбинации, происходит преимущественное заселение верхних спиновых подуровней дефектов с проекцией магнитных моментов  $M_s = \pm 1$  (или  $M_s = \pm 3/2$ ) уже в нулевом магнитном поле. Величина расщепления в нулевом магнитном поле, вызванная кристаллическим полем, для разных типов  $V_{Si}$ -центров имеет различные значения — от 27 МГц до 128 МГц [5, 6].

Последние исследования, свойств этих дефектов в 6H-SiC [7], показали, что спиновая поляризация при комнатной температуре потенциально может возбуждаться не только оптически, но и электрически. Были созданы и исследованы светодиодные структуры на базе 6H-SiC. В спектрах электролюминесценции  $V_{Si}$  наблюдалась нульфононная линия люминесценции при комнатной температуре, что является необходимым признаком того, что инверсная населенность спиновых подуровней потенциально может быть индуцирована электрически.

Таким образом,  $V_{Si}$ -центры в 6H-SiC крайне привлекательны с точки зрения применения в качестве когерентных излучателей (усилителей) микроволновых частот.

### Список литературы

1. Clauss, R. C. & Shell, J. S. Ruby masers, Jet Propulsion Laboratory, Caltech, (2008);
2. Kleppner, D., et al. Appl. Opt. 1, 55–60 (1962);
3. Hsu, H. & Tittel, F. K., Proc. IEEE 51, 185–189 (1963);
4. Oxborrow, M., Breeze, J. D. & Alford, N. M., Nature 488, 353–356 (2012);
5. P.G. Baranov A. P. Bundakova et al., Phys. Rev. B 83, 125203 (2011);
6. V.A. Soltamov A.A. Soltamova et al., Phys. Rev. Lett. 108, 226402 (2012);
7. F. Fuchs, V. Soltamov, et al., Scientific Reports 3, 1637 (2013).

## Характеризация многослойных гетероструктур III-N на подложках кремния (111) методами высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии и просвечивающей электронной микроскопии

Верховцева Е. В.<sup>1,2</sup>, Мясоедов А. В.<sup>2</sup>, Калмыков А. Е.<sup>2</sup>, Николаев А. Е.<sup>2</sup>,  
Сахаров А. В.<sup>2</sup>, Сорокин Л. М.<sup>2</sup>, Яговкина М. А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>СПбГПУ

<sup>2</sup>ФТИ

Эл. почта: Xray@mail.ioffe.ru

Нитриды металлов III группы считаются наиболее перспективным материалом, который используется для производства источников излучения в сине-зеленом и УФ диапазонах. Они представляют собой уникальную систему прямозонных полупроводниковых материалов, перекрывающих оптический диапазон от глубокого УФ до ближнего ИК диапазона.

Сапфир является наиболее часто используемой подложкой, но в последние годы большой интерес вызывает создание структур на основе нитридов на кремниевых подложках. Однако большое рассогласование параметров решеток Si и GaN приводит к высокой плотности дислокаций и возникновению трещин, что создает трудности для получения эпитаксиальных структур.

Несмотря на вышеуказанные проблемы, в ряде сообщений отмечалось, что возможно снизить плотность дислокаций в приборных структурах, выращенных на подложках Si (111), при использовании переходных слоев AlGaIn.

Целью нашей работы было сравнительное исследование релаксации напряжений в переходных слоях многоступенчатого буфера светодиодной структуры, выращенной на подложках кремния и сапфира.

Образцы выращивались на подложках Si (111) и Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (00.2) методом MOVPE на установке AIX2000HT. Детали роста светодиодных структур описаны в [1]. Структура образцов состоит из буферного слоя AlN толщиной 70 нм и 7 переходных слоев Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N толщиной ~ 140 нм, в которых  $x$  уменьшается по мере удаления от подложки вплоть до верхнего GaN толщиной 500 нм. Рентгенодифракционные исследования производились на рентгеновском дифрактометре Bruker D8 Discover и результаты обрабатывались в программном комплексе Leptos. Для проведения электронно-микроскопических исследований были приготовлены поперечные срезы образцов. Исследование образцов проводилось на электронном микроскопе Philips EM420.

ПЭМ анализ показал, что оба образца имеют ровную поверхность интерфейсной границы с кремниевой подложкой и высокую плотность дислокаций вблизи неё. Также структуры демонстрируют отсутствие трещин при использовании подложек диаметром 2 дюйма.

При анализе дифракционных кривых исследуемых образцов было выявлено различие положений первых трех максимумов, соответствующих трем ближайшим к подложке слоям.

Для выявления причины, вызывающей такие различия в положениях максимумов, были получены карты рассеяния рентгеновских лучей в пространстве обратной решетки в области отражения от плоскостей (11-24) в геометрии «скользящего падения». Анализ карт показал разное расположение пятен первых трех максимумов в образцах на разных подложках относительно «треугольника релаксации». В структуре на кремниевой подложке, центры тяжести пятен располагаются ближе к вертикальной стороне «треугольника релаксации», чем в образце на сапфировой подложке. Это указывает на меньшую величину релаксации напряжений в первых 3-х слоях, выращенных на кремниевой подложке. Содержание алюминия во всех слоях обеих структур ока-



залось одинаковым. В образце, выращенном на кремниевой подложке, наблюдается размытость дифракционных пятен первых 4-х максимумов, что свидетельствует о более мозаичной структуре слоев, чем в образце, выращенном на сапфировой подложке.

Из электронно-микроскопических данных следует, что, начиная со слоя  $\text{AlGaIn}_4$ , на изображении для образца на кремниевой подложке наблюдаются квази-интерференционные полосы, обусловленные, по-видимому, спонтанной модуляцией состава с периодом  $\sim 6$  нм. Плотность винтовых дислокаций в слое GaN составляет  $\sim 8 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . Они же и вносят основной вклад в общую плотность дислокаций в этой области.

Анализируя полученные результаты, можно сделать вывод, что различия в структурном совершенстве слоев многоступенчатого буфера, значительные на начальных стадиях, по мере увеличения числа слоев постепенно исчезают. В структуре на кремниевой подложке плотность дислокаций существенно уменьшается за счет встраивания градиентных слоев AlGaN.

Работа выполнена с использованием оборудования регионального ЦКП «Материаловедение и диагностика в передовых технологиях» при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ.

### **Список литературы**

1. Цацульников А. Ф., Лундин В. В., Сахаров А. В., Заварин Е. Е., Усов С. О., Николаев А. Е., Черкашин Н. А., Бер Б. Я., Казанцев Д. Ю., Мизеров М. Н., Hee Seok Park, Nutch M., Hue F., Варизонная активная область на основе короткопериодных InGaN/GaN сверхрешеток для мощных светоизлучающих диодов диапазона 440–470 нм, ФТП, том 44, вып. 1, стр. 96–100, 2010.

# ФИЗИКА И ТЕХНОЛОГИЯ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЭНЕРГИИ

---

## Увеличения удельной мощности и удельной энергии устройства на основе сегнетопьезоактивной керамики для легкого электротранспорта

Зубцов В. И.<sup>1</sup>, Зубцова. Е. В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ПГУ

<sup>2</sup>МГВАК

Эл. почта: [subcv@rambler.ru](mailto:subcv@rambler.ru)

Сегнетоэлектрики рассматриваются как перспективные материалы для разработки преобразователей энергии, более того, к настоящему времени по многообразию решаемых задач эти преобразователи превосходят другие устройства, выполненные на иных физических принципах. Использование же сегнетоэлектриков для получения энергии, к сожалению, сталкивается с определёнными проблемами, которые в общих чертах заключаются в трудностях получения значительных токов на выходе устройств, в высокой точности обработки поверхностей элементов устройств, затруднительной работе на высоких температурах из-за перегрева, приводящего к деполяризации элементов.

В работе рассматривается возможность увеличения удельной мощности и удельной энергии устройства (энергоустановки) на основе сегнетопьезоактивной керамики для легкого электротранспорта, в частности электровелосипедов. Конструктивно такая энергоустановка представляет собой совокупность электромеханического преобразователя и электрохимического генератора, выполненных на основе сегнетопьезоактивной керамики с использованием практически даровой (полученной с минимальными затратами) механической энергии [1–3].

Электровелосипеды выпускают уже в Азии, Америке и Европе и в перспективе они займут лидирующие позиции на коротких поездках. Известно, например, что дешёвые электровелосипеды стоимостью в 200–350 долларов с электродвигателем 220 Вт, которые при-

водятся в движение от никель-кадмиевых аккумуляторных батарей емкостью 5 А·ч, способны проехать около 30 км. Дальность поездки ограничена малой удельной энергией аккумулятора. В предлагаемой энергоустановке аккумулятор расходует в несколько раз меньше энергии, так как он используется только для обеспечения работоспособности электромеханического преобразователя и электрохимического генератора.

На основе механической модели пьезосистемы управляющего типа [2–4] проведена численная оценка электрической мощности, позволяющая теоретически оценить реализуемость данного проекта, как менее затратную и более эффективную альтернативу модулю с никель-кадмиевой батареей и устройством управления (контроллером), используемому для электротяги велосипеда. Предварительные расчеты показывают возможность получения удельной электрической мощности более 1 кВт/кг на низкоомной нагрузке таких энергоустановок и увеличения удельной энергии, позволяющей увеличить дальность поездки по сравнению с вышеобозначенным электровелосипедом до 100 км. Для уточнения эффективности преобразования энергоустановки необходимо проведение опытно-конструкторских работ.

### **Список литературы**

1. В. И. Зубцов. Физические основы работы пьезорезонансных аналоговых преобразователей и расширение диапазона линейности измерения // Приборы и системы. Управление, Контроль, Диагностика. — 2000. — №2. — С. 57-61;
2. В. И. Зубцов. Математическое моделирование процессов колебаний пьезопластины с целью разработки преобразователей // Вестник Полоцкого государственного университета. Сер. Фундаментальные науки. — 2004. — № 12. — С. 111-120;
3. В. И. Зубцов, Е. В. Зубцова Пьезопреобразователи для контроля механических напряжений внутри деформируемых сред// Контроль. Диагностика. — 2012. — №6. — С.51-57;
4. А. И. Трофимов. Измерительные преобразователи механических величин. Томск, «ТПИ», 1979.

## Исследование солнечных элементов на основе четверного раствора GaNAsP, согласованного по параметру решётки с кремнием

Баранов А. И.<sup>1</sup>, Гудовских А. С.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>СПБАУ НОЦ ИТ РАН

Эл. почта: itiomchik@yandex.ru

Уже сейчас порядка 3 % электроэнергии в странах Европы (Германия, Италия, Франция) приходится на долю солнечной энергетики. Одним из типов солнечных элементов являются многопереходные преобразователи, большинство которых производятся на основе системы GaInP/GaAs/Ge. Однако согласно расчётам теоретический предел КПД системы GaP/Ga<sub>x</sub>N<sub>1-x-y</sub>As<sub>y</sub>/Si может достигать 51,2 %, в то время как система GaInP/GaAs/Ge только 46,3 % [1]. Кроме того, стоимость такого элемента может быть существенно ниже в связи с дешевизной кремниевой подложки. Материал GaNAsP достаточно новый и мало изучен, поэтому в рамках данной работы проводилось исследование его фотоэлектрических свойств в выращенных однопереходных солнечных элементах на основе гетероперехода GaNAsP/GaP на подложке фосфида галлия.

Методом молекулярно-пучковой эпитаксии на установке Veeco с плазменным источником азота на подложках фосфида галлия были выращены три фотопреобразовательные гетероструктуры: р-п структура с толщиной активного слоя четверного раствора 1 микрон, варизонная р-і-п структура с толщиной нелегированного слоя GaNAsP 300 нм и такая же р-і-п структура, но отожжённая в ростовой камере в потоке фосфора. Далее были измерены темновые вольт-амперные характеристики образцов и при освещении имитатором солнечного излучения и их внешний квантовый выход. Кроме того, для определения внутренних свойств материала GaNAsP была проведена спектроскопия полной проводимости для всех структур. Таким образом, были найдены энергии активации и площади сечения захвата дефектов внутри четверных растворов.

В работе было проведено сравнение р-п и р-і-п структур, выращенных для создания солнечного элемента. Ток короткого замыкания р-і-п структуры оказался существенно выше по сравнению с р-п структурой,

что делает её наиболее приемлемой для использования в многопереходных ФЭП. Кроме того, математическое моделирование внешней квантовой эффективности и сравнение с экспериментальными кривыми показали, что время жизни неосновных носителей заряда в легированном слое составляет  $10^{-11}$  с, что на два порядка выше, чем в легированном слое n-типа в p-n структуре.

Было рассмотрено влияние постростового отжига в камере при потоке фосфора на характеристики p-i-n структуры. После отжига увеличилось напряжение холостого хода на 0,2 В и достигло 0,92 В, и увеличился ток короткого замыкания на  $1 \text{ мА/см}^2$  до  $2,7 \text{ мА/см}^2$ . Также по результатам спектроскопии полной проводимости был сделан вывод, что после отжига в структуре резко снизилась концентрация дефектов с глубиной залегания 0,24 эВ с  $10^{17} \text{ см}^{-3}$  до величины меньшей порога чувствительности методики. В обеих структурах были обнаружены дефекты с глубиной залегания 0,18 эВ и площадью сечения захвата порядка  $10^{-16} \text{ см}^2$ , что подтверждает результаты предыдущих исследований таких азотсодержащих растворов [2].

Результаты исследований спектральных характеристик подтвердили особенность сложной зонной структуры растворов GaNAsP, а именно наличие двух подзон проводимости, образовавшихся в результате внедрения азота. На спектральных зависимостях внешней квантовой эффективности для всех образцов чётко различимы два пика, которые свидетельствуют о наличии двух механизмов образования электронно-дырочных пар с разными энергиями, соответствующие переходам из валентной зоны в нижнюю и верхнюю зоны проводимости. Также теоретические значения положения двух зон проводимости хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Таким образом, для создания двухпереходного солнечного элемента на кремнии предпочтительнее использовать отожжённую p-i-n структуру с легированным слоем GaNAsP. Также необходимо совершенствовать качество самого материала четверного раствора для улучшения его характеристик в будущем.

### **Список литературы**

1. H. Atwater, Keynote lecture, E-MRS 2011 Spring Meeting, May 2011, Nice, France;

2. О. И. Румянцев П. Н. Брунков Е. В. Пирогов А. Ю. Егоров  
Исследование дефектов в гетероструктурах с квантовыми ямами  
GaPAsN и GaPN в матрице GaP, ФТП, 44(7), с. 923-927, 2010.

## Фотоэлектрические преобразователи в системе со спектральным расщеплением солнечной энергии

Курин С. Ю.<sup>1,2</sup>, Доронин В. Д.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>СПБАУ НОЦ НТ

<sup>2</sup>ООО «Группа компаний «Нитридные кристаллы»

<sup>3</sup>НИЯУ МИФИ

Эл. почта: [sergey2011kurin@yandex.ru](mailto:sergey2011kurin@yandex.ru)

В настоящее время основными направлениями развития концентраторной солнечной энергетики является использование монолитных каскадных фотопреобразователей (ФЭП) на основе  $A^3B^5$ -структур [1-4]. При создании таких ФЭП часто возникают проблемы, связанные с необходимостью обеспечения близости значений постоянной решетки полупроводниковых материалов в структуре ФЭП и согласования различных каскадов ФЭП по току. Из-за вышеуказанных проблем рабочий диапазон монолитных каскадных ФЭП является довольно узким (не покрывает значительную часть инфракрасного участка спектра и практически не задействует ультрафиолетовую часть спектра), что ограничивает возможность достижения высокого КПД в таких структурах. Кроме того, создание монолитных каскадных ФЭП является технологически сложным процессом, т.к. наличие нескольких каскадов приводит к увеличению числа гетерограниц и коммутационных туннельных диодов, что влечет за собой возрастание внутренних потерь и, в частности, увеличение последовательного сопротивления ФЭП.

Для решения вышеуказанных проблем разрабатываются системы со спектральным расщеплением солнечного излучения с последующим преобразованием пространственно разнесенных лучей однопереходными солнечными элементами [5–8]. Применение принципа спектрального расщепления света обеспечивает свободу выбора полупроводниковых материалов и позволяет создавать каскад из элементов с различной шириной запрещенной зоны на основе структур с одним

p-n-переходом, позволяя существенно расширить спектральный диапазон преобразования солнечного излучения в электричество и, в конечном счете, добиться увеличения КПД.

В работах (например, [9–11]), посвященных системам со спектральным расщеплением солнечного излучения, не затрагивается вопрос преобразования ультрафиолетовой (УФ) части спектра. Единственным полупроводниковым материалом, потенциально способным эффективно преобразовывать солнечное излучение УФ диапазона в электрическую энергию, являются нитриды металлов III группы. В настоящей работе рассматривается система с расщеплением солнечного излучения, в которой высокоэнергетичные фотоны ( $> 2.48$  эВ) поглощаются ФЭП на основе InGaN/GaN, низкоэнергетичные фотоны ( $< 2.48$  эВ) – ФЭП на основе GaAs/AlGaAs и монокристаллического кремния (c-Si). При этом все ФЭП встроены в один модуль.

Расчет КПД ФЭП был проведен с использованием исследовательского кода, в основе которого лежит метод конечных элементов. Все расчёты проводились без учёта оптических потерь и при концентрации солнечного излучения 1000 "солнц". Однокаскадные ФЭП после оптимизации дизайна гетероструктур продемонстрировали следующие максимальные КПД: в диапазоне  $> 2.48$  эВ (InGaN/GaN) — 45.1 %, в диапазоне  $1.7 \div 2.48$  эВ (GaAs/AlGaAs) — 53.9 %, в диапазоне  $< 1.7$  эВ (c-Si) — 2.6 %. При этом суммарный КПД (на всем спектре) системы составил 27.2 %. Низкий КПД c-Si объясняется низким коэффициентом поглощения данного материала в указанном диапазоне (максимальный КПД 18.9 % для c-Si был достигнут в диапазоне  $> 2.48$  эВ). После замены c-Si гетероструктурой GaAs/AlGaAs (аналогичной используемой в диапазоне  $1.7 \div 2.48$  эВ) суммарный КПД системы увеличился до 37 %.

В зависимости от дизайна гетероструктур однокаскадных ФЭП суммарный КПД системы со спектральным расщеплением солнечного излучения варьировался от 21 % до 37 %.

### **Список литературы**

1. W. Guter, J. Schone, S. P. Philipps M. Steiner, G. Siefer, A. Wekkeli, E. Welsler, E. Oliva, A. W. Bett F. Dimroth, Appl. Phys. Lett., 94 (22), 223 504 (2009);
2. D. C. Law R. R. king, H. Yoon, M. J. Archer A. Boca, C. M. Fetzer D. Mesropian, T. Isshiki, M. Haddad, K. M. Edmondson D. Bhusari, J. Yen,

- R. A. Sherif H. A. Atwater N. H. Karam Solar Energy Mater. & Solar Cells, 94 (8), 1314 (2010);
3. F. D. Newman D. J. Aiken P. M. Patel D. R. Chumney I. Aeby, R. W. Hoffman P. R. Sharps Proc. 34th IEEE Photovoltaic Specialists Conf. (Philadelphia, PA, 2009) p. 001 611;
  4. В. М. Лантрагов Н. А. Калюжный С. А. Минтаиров Н. Х. Тимошина М. З. Шварц В. М. Андреев ФТП, 41 (6), 751 (2007);
  5. I. Fraas, J. Avery, H. Huang, L. Minkin, E. Shifman. Proc. IEEE 4th World Conf. on Photovoltaic Energy Conversion (Hawaii, 2006);
  6. A. Barnett, D. Kirkpatrick, C. Honsberg, D. Moore, M. Wanlass, K. Emery et al. Progr. Photovolt.: Res. Appl., 17 (1), 75 (2009);
  7. B. Groß, G. Peharz, G. Siefert, M. Peters, J. S. Goldschmidt M. Steiner, W. Guter, V. Klinger, B. George, F. Dimroth. Proc. 24th Europ. Photovoltaic Solar Energy Conf. (Hamburg, 2009) p. 130;
  8. X. Wang, N. Wait, P. Murcia, K. Emery, M. Steiner, F. Kiamilev, K. Goossen, C. Honsberg, A. Barnett. Proc. 24th Europ. Photovoltaic Solar Energy Conf. (Hamburg, 2009) p. 811;
  9. В. П. Хвостиков А. С. Власов С. В. Сорокина Н. С. Потапович Н. Х. Тимошина М. З. Шварц В. М. Андреев ФТП 45 (6), 810 (2011);
  10. A. Barnett, X. Wang, N. Waite, P. Murcia, C. Honsberg, D. Kirkpatrick et al. Proc. IEEE Photovoltaic Specialists Conf. (San Diego, 2008) p. 1563;
  11. V. P. Khvostikov S. V. Sorokina N. S. Potapovich A. S. Vlasov M. Z. Shvarts N. Kh. Timoshina, V. M. Andreev Proc. 25th Europ. PV Solar Energy Conference and Exhibition (Valencia, 2010) p. 174.



## Полупрозрачные солнечные модули на основе аморфного и микрокристаллического кремния

Аблаев Г. М.<sup>1,2</sup>, Жилина Д. В.<sup>2,3</sup>, Косарев А. И.<sup>2</sup>, Кукин А. В.<sup>4,3</sup>, Семерухин М. Ю.<sup>1,2</sup>, Шварц М. З.<sup>2,4</sup>, Теруков Е. И.<sup>2,4</sup>

<sup>1</sup>СПбАУ НОЦ НТ

<sup>2</sup>ФТИ

<sup>3</sup>СПбГЭТУ «ЛЭТИ»

<sup>4</sup>НТЦ ТПТ при ФТИ им. А.Ф. Иоффе

Эл. почта: [gani.ablay@gmail.com](mailto:gani.ablay@gmail.com)

В последнее время весьма актуальной становится задача по разработке нового типа фотоэлектрических преобразователей энергии, обладающих прозрачностью в видимом диапазоне, но при этом несильно уступающих в значении коэффициента полезного действия (энергетической эффективности) классическим — непрозрачным аналогам.

Над решением этой задачи работает немало компаний и научно-исследовательских центров по всему миру. Осенью 2012 года Sharp представила на внутреннем рынке Японии полупрозрачные солнечные панели. КПД этих панелей составила 6.8 % [1]. Одна из китайских компаний — TianWei SolarFilms Co. Ltd, занимающаяся производством солнечных модулей, по швейцарской технологии Oerlikon, выпускает модули на основе аморфного кремния с прозрачностью 20 % и 30 % в диапазоне 400–800 нм с КПД 4.9 % и 4.2 % соответственно (TW-ST) [2].

Обзор российских компаний занимающихся производством солнечных модулей, не выявил ни одной компании, которая бы вела разработки по созданию полупрозрачных модулей. Этот факт, подчеркивает необходимость скорейшей разработки отечественных полупрозрачных модулей, что позволит наладить производство, не имеющее прямых конкурентов на российском рынке, а в случае успеха в достижении оптимального соотношения цены, качества и эффективности, так же составит серьезную конкуренцию и на зарубежных рынках.

**Цель работы:** получить полупрозрачный солнечный модуль и оценить его характеристики.

### Материалы и методы

НТЦ ТПТ при ФТИ им. А.Ф. Иоффе использует оборудование и технологию швейцарской компании «Oerlikon Solar».

На переходе a-Si:H поглощается коротковолновая часть спектра, а на mc-Si:H — длинноволновая. Толщина пленки a-Si:H составляет 0.3 мкм, mc-Si:H — 2 мкм.

Используемый ламинирующий материал «NovoVellum® HiPo FW01» (в основе EVA — этиленвинилацетат) имеет эффективность отражения в диапазоне длин волн 400÷1100 нм выше 96 %. За счет отражения от этой пленки увеличивается длина оптического пути, увеличивается вырабатываемая модулем мощность.

Для достижения цели работы, мы модифицировали технологию «Oerlikon», заменив ламинирующий материал «NOVOVELLUM» на выпускаемый Московской компанией НПО «Пластик» материал «РАДЭВА», обладающий после ламинирования высокой оптической прозрачностью в диапазоне от видимого до ближнего ИК спектра.

Были изготовлены два экспериментальных образца солнечных модулей, размерами  $10 \times 10 \text{ см}^2$ , отличающихся тем, что этапе плазмохимического осаждения слоев кремния в одном случае была выращена pin структура только на базе аморфного кремния, а в другом случае — каскад из последовательно выращенных pin структуры на базе аморфного кремния и pin структуры на базе микрокристаллического кремния. Изготовление образцов завершилось нанесением ламинирующего материала «РАДЭВА».

Для сравнения полученных образцов со стандартными, были изготовлены еще два таких же образца, но в качестве ламинирующего материала был использован стандартный материал «NOVOVELLUM».

Для того что бы оценить возможность использования «РАДЭВА» для создания полупрозрачных СМ, были исследованы спектральные характеристики коэффициентов пропускания и определены КПД полученных образцов СМ.

### Результаты

Были изготовлены полупрозрачные модули на основе аморфного и микроморфного кремния с применением прозрачного ламината «Радэва» с КПД 6.5 % и 6.7 %, прозрачностью в видимом диапазоне (380÷780 нм) 17.5 % и 7.2 %, в диапазоне 400÷800 нм 19.8 % и 8.4 % соответственно. Показано, что для полупрозрачных модулей прирост КПД за счёт второго каскада на основе микрокристаллического кремния становится несущественным (0.2 %).

КПД нашего экспериментального образца из аморфного кремния (6.5 %) с прозрачностью 20 % в диапазоне 400÷800 нм больше КПД зарубежного аналога (4.9 %) на 1.6 %.

### **Заключение**

В связи с полученными результатами мы планируем продолжить работу по полупрозрачным СМ и изготовить модуль большой площади (1.43 м<sup>2</sup>).

### **Список литературы**

1. <http://www.computerra.ru/40954/poluprozrachnyie-solnechnyie-batarei-mo/>;
2. <http://www.btw-solarfilms.com/>;

# ФИЗИКА КВАНТОВЫХ СТРУКТУР

---

## Линейный и нелинейный магнитоэлектрические эффекты в композиционных мультиферроиках

Фирсова Т. О.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>НовГУ

Эл. почта: [firsovatati@mail.ru](mailto:firsovatati@mail.ru)

Магнитоэлектрический (МЭ) эффект заключается в возникновении разности потенциалов между обкладками конденсатора, диэлектриком которого является магнитоэлектрично — пьезоэлектрический композиционный материал, при помещении его в магнитное поле. Возникновение МЭ эффекта в таких структурах связано с механическим взаимодействием магнитоэлектричной и пьезоэлектрической фаз. В магнитном поле в магнитоэлектричной компоненте возникают механические напряжения, которые передаются в пьезоэлектрическую фазу, в результате чего на обкладках конденсатора возникает разность потенциалов. Механическое взаимодействие между пьезоэлектриком и ферритом приводит к возникновению линейного и нелинейного магнитоэлектрического эффектов. Поскольку магнитоэлектричность является квадратичным по намагниченности эффектом [1], то в области, далекой от насыщения, величина механических напряжений пропорциональна квадрату напряженности магнитного поля. Вследствие этого, возникающее на обкладках конденсатора электрическое поле, также будет пропорционально квадрату напряженности магнитного поля. Это приводит к тому, что при помещении конденсатора в переменное магнитное поле с частотой на обкладках конденсатора возникает электрическое напряжение с удвоенной частотой. Если приложенное магнитное поле представляет собой сумму двух полей — переменного с частотой и постоянного, то возникающая разность потенциалов на обкладках конденсатора будет представлять собой сумму двух сигналов — линейного по напряженности переменного магнитного поля с частотой и квадратичного с удвоенной частотой. Сложение линейного и нелинейного по напряженности магнитного поля сигналов приводит к воз-

никновению разности амплитудных значений соседних максимумов напряжения на обкладках конденсатора. Величина этой разности будет пропорциональна напряженности приложенного постоянного магнитного поля, что позволяет использовать этот эффект для измерения величины постоянного магнитного поля.

### Список литературы

1. Белов К. П. Магнитострикционные явления и их технические приложения М.: Наука, 160 с., 1987.

## Акустоэлектронные эффекты в структуре p-SiGe/Ge/SiGe

Мальш В. А.<sup>1</sup>, Дричко И. Л.<sup>1</sup>, Смирнов И. Ю.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ФТИ

Эл. почта: [malysh\\_vitaly@yahoo.com](mailto:malysh_vitaly@yahoo.com)

В данной работе была изучена высокочастотная проводимость в структуре p-SiGe/Ge/SiGe с высокой подвижностью носителей заряда (дырок) в режиме целочисленного квантового эффекта Холла. Образец был выращен методом химического осаждения из паровой фазы с помощью пучка плазмы с низкой энергией (или LEPECVD — Low Energy Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition). Активная часть образца представляла собой двумерный канал, сформированный в сильно напряженном слое Ge. Для измерений использовалась бесконтактная акустическая методика, основанная на взаимодействии носителей заряда с переменным электрическим полем поверхностной акустической волны, распространяющейся по поверхности пьезоэлектрического кристалла ниобата лития, к которой прижат исследуемый образец. Эксперимент проводился в температурном интервале (0.3÷5.8) К и магнитных полях до 18 Т. Было показано, что в режиме целочисленного квантового эффекта Холла в минимумах осцилляций проводимости с малыми числами заполнения дырки локализованы, и высокочастотная проводимость носит прыжковый характер и может быть описана с помощью «двухузельной» модели. Кроме того, из температурных

зависимостей проводимости в минимумах осцилляций, соответствующих спиново расщепленным уровням Ландау, был определен  $g$ -фактор [1].

Часть работы выполнялась в лаборатории «Сильных магнитных полей» (США). Работа поддержана проектом РФФИ 11-02-00223, проектом Президиума РАН Программой «Спинтроника» ОФН РАН, грантом Умник 16906.

### Список литературы

1. I. L. Drichko V. A. Malysh I. Yu. Smirnov, A. V. Suslov O. A. Mironov M. Kummer, and H. von Känel, J. Appl. Phys., accepted for publication (2013).

## Пиннинг и возможные расстояния между линейными вихрями в трехмерной упорядоченной джозефсоновской среде

Поцелуев К. А.<sup>1</sup>, Зеликман М. А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>СПбГПУ

Эл. почта: poc-kira@mail.ru

Исследования высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), проведенные в последние годы, показали, что очень важную роль в происходящих процессах играют возникающие в образце вихревые структуры. В частности, пиннингом и взаимодействием вихрей друг с другом определяются процессы, происходящие при помещении образца ВТСП во внешнее магнитное поле. Теория Гинзбурга-Ландау, развитая для непрерывной среды, в случае гранулированных ВТСП неприменима, поэтому для последних приходится искать иной математический аппарат. В [1] предложена модель гранулированного ВТСП, представляющая собой кубическую решетку, состоящую из сверхпроводящих проводов, каждая связь которой содержит один джозефсоновский контакт. Математическое описание упомянутой модели, основанное на условиях квантования флюксоида в ячейках, содержит два параметра: параметр пиннинга  $I$  и структурный фактор  $b$ . Для простоты в работе [1] был рассмотрен случай  $b = 0$ . На базе этой модели удалось, например, рассчитать мейсснеровские токовые конфигурации [1], характерные

значения критических магнитных полей, энергию и токовое распределение уединенного линейного вихря [2], оценить критическое значение  $I_d$  параметра пиннинга, при котором два взаимодействующих вихря еще могут находиться на заданном расстоянии друг от друга [3].

В настоящей работе рассматривается взаимодействие двух линейных вихрей, как и в [3], но для случая ненулевых значений структурного фактора  $b$ . Здесь же изучено влияние параметра  $b$  на  $I_d$  и максимальную силу пиннинга.

По результатам исследования были сделаны следующие выводы:

1. При заданном расстоянии между центральными ячейками вихрей  $d$  и фиксированной величине структурного фактора  $b$  система уравнений, основанная на условиях квантования флюксоида, имеет решение только при значениях параметра пиннинга, превышающих некоторое критическое значение  $I_d(b)$ . При меньших значениях параметра пиннинга вихри не могут находиться на заданном расстоянии друг от друга.
2. При конкретном значении  $d$  с ростом  $b$  значение  $I_d$  монотонно убывает.
3. Максимальная сила пиннинга, рассчитанная на базе зависимости  $I_d$  от  $b$ , является монотонно возрастающей функцией параметров  $I$  и  $b$ .
4. Для всех  $b$  при стремлении  $I$  к нулю минимальное расстояние между двумя уединенными линейными вихрями в дискретной среде не возрастает неограниченно (как для абрикосовских вихрей в непрерывной среде), а достигает некоторой конечной величины  $d_0$  и далее остается постоянным. Этот факт говорит о том, что при стремлении  $I$  к нулю пренебречь пиннингом линейных вихрей нельзя.

### Список литературы

1. Зеликман М.А, Поцелуев К.А. Мейсснеровское состояние в трехмерной упорядоченной джозефсоновской среде. Журнал технической физики, Т.82, №5, С.1 — 6, 2012;
2. Зеликман М. А, Поцелуев К. А. Структура и энергия линейного вихря в трехмерной упорядоченной джозефсоновской среде, Журнал технической физики, Т.83, №3, С.8 — 16, 2013;

- Зеликман М. А. Пиннинг линейных вихрей и возможные расстояния между ними. Журнал технической физики, Т.76, № 9, С.65 — 73, 2006.

## 8-зонная модель Кейна для квантово-размерных гетероструктур на основе кубических полупроводников $A^3B^5$

Миронова М. С.<sup>1</sup>, Глинский Г. Ф.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>СПбГЭТУ «ЛЭТИ»

Эл. почта: [miroнова.m.s@gmail.com](mailto:miroнова.m.s@gmail.com)

Метод эффективной массы является крайне популярным методом расчета энергетических состояний носителей заряда в полупроводниковых квантово-размерных гетероструктурах. Обычно решение задачи в рамках данного метода сводится к решению дифференциального уравнения Шредингера, следующего из кр-теории возмущений для объемных материалов. Однако зависимость зонных параметров от координат не позволяет однозначно определить оператор кинетической энергии [1]. Кроме того, зонных параметров объемных материалов недостаточно для построения эффективных гамильтонианов гетероструктур [2] и требуется введение дополнительных параметров, не имеющих аналогов в объемных материалах и связанных исключительно с рассеянием носителей заряда на гетероинтерфейсе. Помимо эффектов рассеяния электронов и дырок на интерфейсе, для расчета энергетических состояний в гетероструктурах на основе узкозонных полупроводников необходимо так же учесть кр-взаимодействие между валентной зоной и зоной проводимости. Это можно сделать в рамках 8-зонной модели Кейна для гетероструктур.

В настоящей работе для построения эффективного 8-зонного кр-гамильтониана Кейна используется метод инвариантов для гетероструктур, предложенный в [3]. Сначала строится эффективный гамильтониан зон  $\Gamma_1$ - $\Gamma_{15}$  с учетом как кр-взаимодействия, так и смешивания состояний на интерфейсе. Затем посредством унитарного преобразования он переводится в гамильтониан зон  $\Gamma_6$ - $\Gamma_8$ - $\Gamma_7$ . В полученном таким образом



гамильтониане пренебрегается спин-орбитальным взаимодействием рассматриваемых зон со всеми остальными зонами.

Гамильтониан гетероструктуры на основе двух полупроводниковых материалов I и II представляется в виде  $\hat{H} = \hat{H}_0 + \Delta\hat{H}$ , где  $\hat{H}_0$  – эффективный кр-гамильтониан объемного материала I;  $\Delta\hat{H}$  — поправки, обусловленные замещением атомов материала I атомами материала II. В качестве материалов I и II могут быть выбраны любые кубические полупроводники  $A^3B^5$  и их твердые растворы. Полученный с использованием метода инвариантов гамильтониан учитывает микроскопическую симметрию интерфейсов и позволяет описать все известные эффекты, связанные со смешиванием электронных и дырочных состояний на гетерогранице, в рассматриваемом порядке теории возмущений.

Ранее аналогичный подход был использован для описания эффектов междолинного смешивания в гетероструктурах Si/SiO<sub>2</sub> [4].

### Список литературы

1. von Roos O., Position-dependent effective masses in semiconductor theory, Phys. Rev. B 27, 7547 (1983);
2. Foreman B. A., Effective-mass Hamiltonian and boundary conditions for the valence bands of semiconductor microstructures, Phys. Rev. B 48, 4964-67 (1993);
3. Глинский Г. Ф., Полупроводники и полупроводниковые гетероструктуры: симметрия и электронные состояния (СПб, Технолит, 2008);
4. Глинский Г. Ф., Миронова М. С., Междолинное смешивание электронных состояний в гетероструктурах с квантовыми ямами на основе Si/SiO<sub>2</sub>, Изв. СПбГЭТУ «ЛЭТИ» №2, 8 (2013).

## Моделирование процессов эмиссии носителей заряда из InAs квантовых точек в матрицу n-GaAs

Бакланов А. В.<sup>1</sup>, Брунков П. Н.<sup>2</sup>, Гуткин А. А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>СПбГПУ

<sup>2</sup>ФТИ

Эл. почта: baklanov1991@mail.ru

В последнее время наблюдается повышенный интерес к полупроводниковым гетероструктурам как с точки зрения фундаментальных исследований, так и их прикладного использования. Особого внимания заслуживают гетероструктуры с квантовыми точками (КТ), в которых движение электронов квантовано по всем трем направлениям и спектр плотности состояний представляет собой набор дискретных уровней. Такие гетероструктуры актуальны для создания лазеров, фотоэлектрических преобразователей, оптоэлектронных приборов, приборов нанoeлектроники, новейших элементов памяти и др. [1].

Целью данной работы является исследование механизмов эмиссии носителей заряда из InAs КТ (одиночного слоя и массивов вертикально связанных КТ) в матрицу n-GaAs: определение зависимостей темпа эмиссии от различных факторов, анализ экспериментальных результатов и построение модели, описывающей процессы кинетики носителей.

Объекты исследований — барьеры Шоттки на эпитаксиальных слоях n-GaAs, содержащих массив InAs КТ. Глубина залегания плоскости КТ, выбиралась таким образом, что при нулевом напряжении смещения область объемного заряда барьера Шоттки не достигала массива КТ, тогда как при увеличении напряжения обратного смещения КТ оказывались в этой области вблизи ее внутренней границы [2–4]. Скорость эмиссии электронов ( $e_n$ ), определяемая с помощью метода спектроскопии полной проводимости (admittance spectroscopy) при определенном напряжении смещения, характеризует электронные состояния КТ с определенным набором параметров.

Анализ экспериментальных зависимостей темпа эмиссии от температуры при различных напряжениях обратного смещения проводился в предположении, что эмиссия происходит за счет термически-активированного туннелирования. Рассматривая КТ в последнем слое как совокупность слабо взаимодействующих глубоких центров и учитывая,

что форма барьера, который преодолевают носители с зондируемых состояний КТ при эмиссии, в исследовавшихся структурах соответствует слою истощения в однородно легированном полупроводнике, в одномерной модели в приближении полного истощения можно получить выражение, связывающее скорость эмиссии с глубиной уровня энергии в КТ и сечением захвата носителей ( $\sigma_n$ ). В рамках этих предположений удастся хорошо описать экспериментальные кривые.

Получено, что в соответствии с моделью термически-активированного туннелирования при температурах в диапазоне 50÷100 К энергия активации эмиссии меньше энергии связи электрона в КТ на 5–25 мэВ; сечение захвата увеличивается с увеличением энергии связи электрона в КТ, то есть с увеличением размера точек. В среднем поперечное сечение для образцов с несколькими слоями КТ  $\sim 10^{-13}$  см<sup>2</sup>.

### Список литературы

1. Geller M., Stock E., Kapteyn C., Selin R. L., Bimberg D., Tunneling emission from self-organized In(Ga)As/GaAs quantum dots observed via time-resolved capacitance measurements, Phys. Rev. B, 2006. V.73. N 20. P. 205331-1;
2. Brunkov P. N., Kovsh A. R., Ustinov V. M., Musikhin Yu. G., Ledentsov N. N., Konnikov S. G., Polimeni A., Patane A., Main P. C., Eaves L., Kapteyn C. M. A., Emission of Electrons from the Ground and First Excited States of Self-Organized InAs/GaAs Quantum Dot Structures, J. Electron. Mater., 1999. V.28. N 5. P. 486;
3. P. N. Brunkov, A. Polimeni, S. T. Stoddart, M. Henini, L. Eaves, P. C. Main, A. R. Kovsh, Yu. G. Musikhin and S. G. Konnikov, Electronic structure of self-assembled InAs quantum dots in GaAs matrix, Appl. Phys. Lett. 73, 1092 (1998);
4. Гуткин А. А., Брунков П. Н., Егоров А. Ю., Жуков А. Е., Конников С. Г., Эмиссия электронов из многослойных ансамблей вертикально связанных квантовых точек InAs в матрице n-GaAs, ФТП, 2008. Т.42. N 9. Стр. 1122.

## Увлечение электронов фононами вызывает гигантское увеличение термоэдс в графене

Коняхин С. В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>ФТИ

<sup>2</sup>СПбАУ НОЦ НТ

Эл. почта: kon@mail.ioffe.ru

В последние годы транспортные свойства графена привлекают много внимания. Рассеяние на фононах важно для электронного транспорта в графене [1]. Таким образом, и в графене, наряду с другими  $sp^2$  углеродными материалами [2], можно ожидать усиления термоэлектрических эффектов, благодаря эффекту фононного увлечения, открытому в 1946 году Л.Э. Гуревичем.

Найдены условия, наиболее благоприятные для экспериментального наблюдения эффекта увлечения электронов фононами в графене. Мы рассматриваем электроны вблизи точки Дирака, а уровень Ферми в системе считается много больше температуры. Учитывается вклад только от собственных акустических in-plane фононов. Предполагается, что температура достаточна, чтобы обеспечить т.н. equipartition (EP) режим электрон-фононного взаимодействия, при котором числа заполнения фононных мод вносящих вклад в эффект увлечения больше чем 1.

При наличии градиента температуры в образце появляется направленный поток фононов (так называемый «фононный ветер»). Для его описания используется кинетическое уравнение Больцмана в приближении времени релаксации. Время релаксации можно оценить как отношение минимального линейного размера образца и скорости звука, или напрямую выразить через низкотемпературную теплопроводность образца.

В первом порядке теории возмущений вклад в увлечение дают 4 типа электронных переходов, соответствующих приходу или уходу электронов после поглощения или испускания фонона [3]. Для LA коротковолновых фононов модуль матричного элемента зависит [1] от волнового вектора фонона и угла рассеяния как

$$M_{e-ph}(q) = Dq \frac{1}{2} (1 + \cos(\theta_{k+q,k})).$$

После вычисления столкновительного интеграла и решения кинетического уравнения Больцмана для электронов получается следующее выражение для вклада увлечения фононами в термоэдс:

$$S_{ph} = \frac{\pi^4}{2e} \frac{\hbar \tau_{ph}}{M a_0^2} \left( \frac{D}{\hbar v_F \pi / a_0} \right)^2 \left( \frac{\varepsilon_F}{\hbar v_F \pi / a_0} \right)^2$$

Главной особенностью полученного выражения является отсутствие явной зависимости термоэдс от температуры. Этот результат согласуется с тем фактом, что только направленный поток фононов (фононный ветер) дает вклад в термоэдс. Диффузионный термоэлектрический ток в графене имеет вид [4]:

$$S = \frac{\pi}{e} - \frac{\sigma}{e} \nabla T$$

Видно, что при увеличении концентрации носителей вклад от увлечения растет, а от диффузии падает. Это позволяет показать, что в качественном образце с большой длиной свободного пробега фононов, при температурах окружающей среды от температуры жидкого азота до комнатной и при высоком уровне Ферми можно ожидать преобладания вклада в термоэдс от увлечения фононами над диффузионным вкладом и резкое увеличение коэффициента Зеебека. Описанный эффект должен учитываться при создании тепловизионного прибора (болометра) и других устройств на основе графена.

Спасибо М.М. Глазову за поддержку и плодотворные обсуждения и А.Я. Вулю и А.Т. Дидейкину за внимание к работе. Работа была поддержана грантом фонда Династия. Работа была частично поддержана Министерством образования и науки России по контракту 8683.

### Список литературы

1. Suzuura H. and Ando T., Phys. Rev. B, 65, 235412, 2002;
2. Eidelman E. D. and Vul A. Y., Journal of Physics: Condensed Matter, 19, 266210, 2007;
3. Anselm A. I., Introduction to Semiconductor Theory (Prentice Hall, Upper Saddle River, NJ) 1982;
4. Hwang E. H., Rossi E. and Das Sarma S., Phys. Rev.B, 80 235415, 2009.

## Изменение свойств экситонных состояний в квантовых ямах Zn(Cd)Se/ZnMgSSe/GaAs при фотоиндуцированном перераспределении заряда

Шевцов С. В.<sup>1,2</sup>, Адиятуллин А. Ф.<sup>2,1</sup>, Кривобок В. С.<sup>2</sup>, Козловский В. И.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>МФИ

<sup>2</sup>ФИАН

Эл. почта: s.v.shevtsov@outlook.com

Гетероструктуры на основе эпитаксиальных слоев Zn(Mg,S,Cd)Se, согласованных с GaAs подложкой, являются перспективными материалами современной оптоэлектроники и нанофотоники. В частности, квантовые ямы (КЯ) ZnSe/ZnMgSSe/GaAs могут быть использованы для создания однофотонных источников [1] и низкопороговых лазеров [2]. Кроме того, микрорезонаторы на основе квантовых ям представляют исключительный интерес для изучения свойств Бозе конденсации поляритонов [3] и реализации источников когерентного излучения нового типа [4, 5]. Одна из проблем, возникающих при создании гетероструктур ZnSe/ZnMgSSe/GaAs с воспроизводимыми свойствами, связана с гетеровалентной границей между подложкой из GaAs и барьерным слоем ZnMgSSe [6].

Исследование зонной структуры гетероперехода n-ZnSe/n-GaAs, выращенного с помощью молекулярно-пучковой эпитаксии, показало, что вблизи интерфейса формируется потенциальный барьер в зоне проводимости, высота которого, в зависимости от условий роста, варьируется в пределах от 70 мэВ до 550 мэВ [7]. Наличие барьера для электронов, но не для дырок приводит к различной вероятности миграции в подложку для двух типов носителей заряда, что может приводить к перераспределению заряда в структуре. Можно предположить, что данное поведение сохранится для твердых растворов ZnMgSSe на подложке GaAs. Введение же в структуру квантовых ям, которые играют роль дополнительных резервуаров для носителей, позволит более точно определить характер и величину изгиба зон на гетероинтерфейсе.

В рамках данного эксперимента исследовались гетероструктуры с квантовыми ямами Zn(Cd)Se/Zn<sub>0.83</sub>Mg<sub>0.17</sub>S<sub>0.24</sub>Se<sub>0.76</sub>, выращенные методом парофазной эпитаксии из металлоорганических соединений на n-GaAs подложках. Оптическое воздействие на образцы осуществлялось фиолетовым 405 нм лазером (энергия кванта 3.05 эВ, надба-

рьерное излучение) и красным 655 нм лазером (энергия кванта 1.9 эВ, подбарьерное излучение). Детальное исследование оптических свойств проводилось на двух двумерных структурах, которые характеризовались высоким квантовым выходом фотолюминесценции и низким неоднородным уширением линий излучения. Анализ фотоиндуцированного перераспределения заряда методом микроскопии сопротивления растекания тока проводился в структуре, содержащей 20 квантовых ям.

В результате исследования было показано, что при надбарьерном возбуждении образцов наблюдается накопление электронов в ямах, которое отчетливо регистрируется при анализе скола при помощи зондовой микроскопии в режиме измерения сопротивления растекания тока. Появление избыточной концентрации электронов в КЯ сопровождается увеличением квантового выхода ФЛ, уширением экситонных резонансов и увеличением относительной интенсивности экситонов, связанных на нейтральных донорах (предположительно  $\text{Ga}_{\text{Zn}}$ ). Концентрация квазидвумерного электронного газа, оцененная по уширению экситонных резонансов, значительно превышает стационарную концентрацию электрон-дырочных пар, генерируемых возбуждающим излучением. Было продемонстрировано, что накопление электронов в КЯ связано с образованием потенциального барьера для электронов на интерфейсе  $\text{ZnMgSSe}/\text{GaAs}$ , возникающим из-за изгиба зон.

Включение дополнительной подсветки с энергией кванта, меньшей ширины запрещенной зоны КЯ, приводило к уменьшению концентрации накопленных в КЯ электронов. Это, в свою очередь, сопровождается резким падением квантового выхода ФЛ, сужением линий излучения свободных экситонов и уменьшением относительной интенсивности линий излучения экситонов, связанных на донорах. При этом данные эффекты практически не наблюдаются при гелиевых температурах. Для объяснения наблюдаемых явлений был предложен механизм влияния подсветки на изгиб зон вблизи интерфейса  $\text{ZnMgSSe}/\text{GaAs}$  и, как следствие, на концентрацию электронов в КЯ.

### Список литературы

1. K. Sanaka, A. Pawlis, T. D. Ladd, K. Lischka and Y. Yamamoto. Phys. Rev. Lett., 103, 053601, 2009;
2. S. Klemmt, M. Seyfried, T. Aschenbrenner, K. Sebald, J. Gutowski, D. Hommel, and C. Kruse, Appl. Phys. Lett., 100, 121102, 2012;

3. K. Sebald, M. Seyfried, S. Klembt, S. Bley, A. Rosenauer, D. Hommel, and C. Kruse, *Appl. Phys. Lett.*, 100, 161104, 2012;
4. K. Sebald, M. Seyfried, S. Klembt, S. Bley, A. Rosenauer, D. Hommel and C. Kruse. *Appl. Phys. Lett.*, 100, 161104, 2012;
5. K. Sebald, A. Trichet, M. Richard, L. S. Dang, M. Seyfried, S. Klembt, C. Kruse and D. Hommel. *Eur. Phys. J. B*, 84, 381, 2011;
6. A. Frey, U. Bass, S. Mahapatra, C. Schumacher, J. Geurts and K. Brunner. *Phys. Rev. B*, 82, 195318, 2010;
7. A. Kley, J. Neugebauer. *Phys. Rev. B*, 50, 8616, 1994.



# ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, ГИДРО- И АЭРОДИНАМИКА

---

## Расчет пристенных турбулентных течений с конвективным теплообменом в рамках зонных RANS-LES подходов

*Грицкевич М. С.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>СПбГПУ

*Эл. почта: gritckevich@gmail.com*

Изучение процессов тепломассобмена в пристенных турбулентных течениях имеет чрезвычайную важность для повышения эффективности энергоустановок. К таким течениям относятся течения в камерах сгорания, трубопроводах, теплообменниках, проточных трактах турбин и компрессоров, системах охлаждения и термостабилизации и во многих других устройствах. Поэтому, для дальнейшего совершенствования данных устройств, а также для разработки новых, необходим надежный и экономичный метод предсказания свойств таких течений. В качестве последнего в последние годы все чаще используется численное моделирование.

Следует отметить, что надлежащее предсказание тепломассобмена в пристенных турбулентных течениях, в особенности в случае наличия отрыва пограничного слоя от твердой стенки, является нетривиальной задачей. Во многом это обусловлено необходимостью предсказания в таких течениях не только средних значений температуры, но и ее среднеквадратичного отклонения (например, для анализа циклических термических нагрузок на стенках). Однако подходы, основанные на решении уравнений Рейнольдса, принципиально не способны предсказать среднеквадратичное отклонение температуры на стенках, вызванное турбулентностью потока. С другой стороны, вихреразрешающие подходы, такие как метод моделирования крупных вихрей (Large Eddy Simulation или LES), способны предсказать искомые характеристики с большой степенью точности, однако требуемые для их проведения

вычислительные ресурсы зачастую оказываются за пределами возможностей современных компьютеров. Тем не менее, последние результаты, полученные с использованием вихреразрешающих подходов, достаточно убедительно показали принципиальную возможность расчета течений в соединениях трубопроводов на приемлемых с точки зрения вычислительных затрат сетках. В частности, это стало возможным благодаря использованию зонных RANS-LES подходов [1]. Однако для определения границ их применимости требуются дополнительные исследования, проведение которых и составило основную цель настоящей работы.

Для учета влияния турбулентности в настоящей работе рассматривается зонный RANS-LES подход в сочетании с недавно предложенным методом Объемного Источника Турбулентности (ОИТ) для создания турбулентных пульсаций [2]. Для решения определяющих уравнений в настоящей работе используется код общего назначения ANSYS-FLUENT [3]. В качестве конкретных течений в настоящей работе выбрана задача об обтекании нагретой плоской пластины, задача о течении в канале с обратным уступом с подогреваемой нижней стенкой [4] и задача о смешении воды различной температуры в Т-образном соединении двух труб [5].

Как следует из полученных результатов, рассматриваемый зонный RANS-LES подход позволяет предсказывать не только средние характеристики течения (распределения коэффициента трения и числа Стэнтона на поверхности стенки) во всех рассматриваемых задачах, но также и среднеквадратичное отклонение температуры для задачи о смешении воды различной температуры в Т-образном соединении двух труб. Таким образом, данный подход оказывается применимым для расчета пристенных турбулентных течений с конвективным теплообменом и при этом не требует затрат, выходящих за рамки возможностей современных компьютеров.

### **Список литературы**

1. Грицкевич М. С., Гарбарук А. В. Сравнение различных подходов к моделированию турбулентности для расчета теплообмена в Т-образном соединении двух труб, Сборник трудов XIX Школы-семинара молодых ученых и специалистов под руководством академика РАН А. И. Леонтьева, 92–96, 2013;

2. Грицкевич М. С., Гарбарук А. В. Встроенный метод крупных вихрей с использованием объемного источника турбулентных пульсаций, Научно-технические ведомости СПбГПУ, серия Физико-математические науки. 1(141), 27–36, 2012;
3. Mathur S. R., Murthy J. Y. A pressure-based method for unstructured meshes, Numerical Heat Transfer, 32, 195–215, 1997;
4. Vogel J. C., Eaton J. K. Combined heat transfer and fluid dynamic measurements downstream of a backward-facing step, ASME Journal of Heat Transfer, 107, 922–929, 1985;
5. Odemark Y. et al. High-Cycle Thermal Fatigue in Mixing Tees: New Large-Eddy Simulations Validated Against New Data Obtained by PIV in the Vattenfall Experiment, Proceedings of the 17th International Conference on Nuclear Engineering, 2009.

## **Применение вихреразрешающих подходов для расчета течения вдоль пучка цилиндров с локальными завихрителями потока**

*Матюшенко А. А.<sup>1</sup>, Гарбарук А. В.<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>ООО «Новые Технологии и Сервис»

<sup>2</sup>СПбГПУ

*Эл. почта: alexey.matyushenko@gmail.com*

В мировой практике проектирования и производства тепловыделяющих сборок (ТВС) для АЭС с водо-водяными ядерными реакторами, с целью выравнивания температуры оболочки тепловыделяющих элементов (ТВЭЛ) и увеличения запасов кризиса кипения, в качестве интенсификаторов теплообмена используются дистанцирующие перемешивающие решетки с завихрителями потока. В последние годы при их проектировании все чаще используются результаты численного моделирования. Следует отметить, что точное предсказание полей скорости и, как следствие, конвективного теплообмена при нестационарном течении сквозь такие решетки является достаточно сложной задачей. В первую очередь, требуются достаточно подробные сетки, разрешающие особенности течения в окрестности завихрителей, где поток существенно закручивается, турбулизируется и зарождаются интен-

сивные вихри. В инженерной практике подобные задачи обычно решаются с использованием стационарных или нестационарных уравнений Рейнольдса. Несмотря на экономичность такого подхода по сравнению с вихререзающими подходами, он не всегда способен предсказать характеристики такого течения, в первую очередь, по причине несовершенства замыкающих моделей турбулентности.

Целью данной работы являлось исследование возможностей некоторых вихререзающих подходов к моделированию турбулентности в рамках пакета ANSYS FLUENT для описания течения вдоль пучка цилиндров с решеткой завихрителей потока, которое экспериментально исследовалось в [1]. В частности, был рассмотрен метод моделирования крупных вихрей с пристеночным RANS моделированием (Wall Modelling Large Eddy Simulation, WMLES) [2] и метод адаптивных масштабов (Scale Adapting Simulation, SAS) [3].

Рабочая часть экспериментальной установки состояла из решетки  $5 \times 5$  цилиндров диаметром 25.4 мм и длиной около 4 м каждый, расположенных в канале квадратного сечения. На расстоянии примерно 2.5 м вниз по потоку от входного сечения располагалась решетка завихрителей, которая крепилась к каскаду стержней при помощи втулок.

Поскольку длина участка до решетки завихрителей составляла примерно 100 гидравлических диаметров  $D_H = 25.4$  мм, то перед ней обеспечивалось развитое течение. Среднерасходная скорость течения воды в канале составляла  $U_b = 1.5$  м/с, а температура 35 °С, что обеспечивало число Рейнольдса  $Re = U_b \times D_H / \nu = 50250$ . Поскольку решетка цилиндров в поперечном сечении имела периодическую структуру (за исключением окрестности стенки канала), то расчеты проводились в минимально возможной ячейке периодичности. На входной границе задавались развитые профили скорости и турбулентных характеристик, турбулентный контент создавался методом вихрей, (Vertex Method) [4], а давление экстраполировалось из расчетной области. На выходной границе задавался равномерный профиль давления, а остальные переменные экстраполировались; на твердых стенках использовались автоматические пристенные функции. Продольный и поперечный шаги сетки составляли 0.05 и 0.025 межцилиндрового зазора, что соответствует принятым критериям для WMLES пристенных течений. Шаг по времени 0.1 мс обеспечивал число Куранта меньше 1.

Расчеты, проводившиеся с использованием алгебраического WMLES подхода и метода SAS, показали сложную структуру интенсивных вихрей, которые вырождались по мере удаления от решетки завихрителей. Сравнение с экспериментальными данными свидетельствует о высокой точности применяемых методов во всей области за исключением непосредственной окрестности выхода из решетки завихрителей потока, что, по-видимому, объясняется недостаточностью сетки для разрешения мелкомасштабных структур, сходящих с лопаток завихрителей. Другой возможной причиной отличий является наличие боковых стенок в эксперименте, в то время как расчет проводился в периодической области.

### **Список литературы**

1. OECD/NEA, MATiS-H Benchmark — Final Benchmark Specifications, pp. 44, 2011;
2. Shur, M. L., Spalart, P. R., Strelets, M. K., Travin, A. K., A hybrid RANS-LES approach with delayed-DES and wall-modelled LES capabilities, International Journal of Heat and Fluid Flow, 29(6), pp. 1638-1649, 2008;
3. Menter, F. R., Egorov, Y., SAS turbulence modelling of technical flows, Direct and Large-Eddy Simulation VI, Volume 10, pp. 687–694, 2006;
4. Mathey, F., Aerodynamic noise simulation of the flow past an airfoil trailing-edge using a hybrid zonal RANS-LES, Computers & Fluids, Volume 37, pp. 836–843, 2008.

## **Реализация методики неопределенного контрольного контура для профилирования сверхзвуковой части сопла Лаваля**

*Костюшин К. В.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>ТГУ

*Эл. почта: kostushink@hotmail.com*

Характеристический контрольный контур в рамках полных уравнений Эйлера первыми применили К. Гудерлей и Э. Хантш (1955). При профилировании сверхзвуковой части сопла они свели определение экстремальной характеристики к решению краевой задачи для системы

обыкновенных дифференциальных уравнений. Ю. Д. Шмыглевский (1957) нашёл её точное решение, что существенно упростило построение оптимальных сопел, а Л. Е. Стернин (1957) распространил это решение на произвольный двухпараметрический газ. Более простой способ, которым к тем же результатам пришёл G.V.R Rao (1958), сначала воспринимался как ошибочный. Позднее, однако, он получил необходимое обоснование (А. Н. Крайко, 1979) и как метод неопределенного контура существенно упростил построение экстремальных характеристик в ряде вариационных задач сверхзвуковой газовой динамики.

При использовании метода неопределенного контрольного контура тягу и длину искомого профиля выражают через интегралы по некоторому контрольному контуру, что сводит двумерную задачу с уравнениями в частных производных к одномерной.

На основе метода неопределенного контрольного контура был разработан программный комплекс «FlashFlow». Программный комплекс предназначен для проведения инженерных расчетов течений продуктов сгорания в энергетических установках, профилирования газодинамических трактов с целью определения интегральных и локальных характеристик прорабатываемых изделий.

При проведении тестовых расчетов решалась задача по профилированию заданной геометрии сопла. В качестве исходного контура задано радиусно-коническое сопло, спроектированное для работы на заданной высоте. Проводилась оптимизация данного контура на противодавление 1, 1.5 и 2 атм. Результаты тестовых расчетов показали, что разработанный программный комплекс может быть использован, при проектировании сопел Лаваля, реализующих равномерный безотрывный поток на заданных высотных характеристиках.

### **Список литературы**

1. Крайко А. Н., Теоретическая газовая динамика. Классика и современность., М.: ТОРУС ПРЕСС, 380-392, 2010.

## Распространение фазово-модулированных СВЧ импульсов в плазменных волноводах скользящих мод

Богацкая А. В.<sup>1,2</sup>, Сметанин И. В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>МГУ

<sup>2</sup>ФИАН

Эл. почта: [annabogatskaya@gmail.com](mailto:annabogatskaya@gmail.com)

Прогресс фемтосекундной лазерной техники тераваттного уровня мощности и обнаружение эффекта филаментации ультракоротких оптических импульсов снова вызвали интерес к проблеме транспортировки микроволнового и СВЧ излучения вдоль плазменных направляющих структур в атмосферном воздухе на большие расстояния. Помимо фундаментального физического интереса, имеется широкий спектр актуальных приложений, связанных с созданием высоконаправленных плазменных СВЧ антенн для радаров, эффективной транспортировки мощного СВЧ излучения, удаленной микроволновой спектроскопии примесей и загрязнений в атмосферном воздухе.

В данной работе анализируется подход, в котором механизм распространения СВЧ излучения в плазменном волноводе аналогичен случаю диэлектрического оптического волоконного световода [1]. Для транспортировки СВЧ излучения создается полый цилиндрический плазменный канал радиусом, превышающим длину волны излучения. В плазменном канале реализуется скользящий режим распространения низших мод, основанный на эффекте полного внутреннего отражения СВЧ излучения на границе с оптически менее плотной средой [2]. Такой волновод обеспечивает существенно меньшее затухание при распространении СВЧ сигнала, чем плазменный волновод, созданный по аналогии с металлическим волноводом. В работе проанализированы решения дисперсионного уравнения для низших скользящих аксиально симметричных мод цилиндрического плазменного волновода в широком диапазоне плотности воздушной плазмы, в частности, влияние кулоновских столкновений на характерную длину затухания транспортируемого СВЧ излучения. Также изучены особенности распространения фазово-модулированных СВЧ импульсов в плазменных волноводах скользящих мод. В частности, исследована возможность частичной компенсации уменьшения амплитуды импульса вследствие

затухания за счет сжатия СВЧ импульса в процессе распространения вследствие дисперсии плазменного волновода [3]. Получены характерные значения параметра фазовой модуляции, при котором максимум пиковой интенсивности фазово-модулированного СВЧ импульса достигается на расстояниях порядка километра.

### Список литературы

1. Аскарьян Г. А., ЖЭТФ, 55, 1400, 1968;
2. Зворыкин В. Д., Левченко А. О., Устиновский Н. Н., Сметанин И. В., Письма в ЖЭТФ, 91, 244, 2010;
3. Ахманов С. А., Выслоух В. А., Чиркин А. С., Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М., Наука, 1988;

## Рентгеновская диагностика для исследований наносекундной лазерной плазмы

*Бураков В. А.<sup>1</sup>, Кологривов А. А.<sup>1</sup>, Пузырев В. Н.<sup>1</sup>, Стародуб А. Н.<sup>1</sup>, Фроня А. А.<sup>1</sup>, Чернодуб М. Л.<sup>1</sup>, Якушев О. Ф.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>ФИАН

*Эл. почта: vladimir.burakov@laresan.ru*

Исследования параметров и поведения плазменных объектов, например, таких как лазерная плазма, ведутся с момента открытия плазмы, как нового физического объекта и создания возможностей формирования плазмы в лабораторных условиях. Актуальность данной задачи достаточно высока и в наши дни, в частности в связи с развитием прикладных исследований в области ЛТС [1, 2, 3] (Искра-Россия, NIF-USA, HIPER-Europe).

Комплексная диагностика пространственных, угловых, временных и спектральных характеристик плазменного источника в рентгеновской, а также в МР и ВУФ, областях спектра позволяет судить об эффективности и механизмах поглощения лазерной энергии, о характере распределения плазменного факела в пространстве, а также о роли и характере различных нелинейных процессов, развивающихся при взаимодействии излучения с плазмой. Целью представленных в работе исследований было создание диагностического комплекса для



регистрация излучения лазерной плазмы в рентгеновском и ВУФ-спектральных диапазонах, проведение экспериментов по воздействию лазерного излучения на вещество, анализ полученных экспериментальных данных.

Эксперименты по взаимодействию лазерного излучения с веществом были проведены на лазерной установке «Канал-2» [4] ОКРФ ФИАН, которая включает в себя Nd-лазер, усилительную систему для лазерного излучения и вакуумную камеру с комплексом диагностической аппаратуры. Диагностический комплекс для изучения спектральных, пространственных и временных, энергетических характеристик рентгеновского излучения лазерной плазмы состоит из следующих каналов, используемых в экспериментах: — канал для изучения пространственного распределения рентгеновского излучения плазмы на основе камеры-обскуры; — канал для изучения пространственного распределения рентгеновского излучения плазмы на основе объектива Шварцшильда; — канал для изучения распределения рентгеновских квантов по энергии (метод фильтров), позволяющий определять электронную температуру плазмы и общий вид непрерывного спектра в диапазоне  $< 8\text{Å}$ ; — два канала на основе спектрографа Иоганна со сферическим кристаллом и спектрографа скользящего падения (GIS) для регистрации спектров рентгеновского излучения; — система регистрации временного поведения импульса греющего излучения и рентгеновского излучения; — канал на основе электростатического масс-спектрометра.

В экспериментах лазерному воздействию подвергались различные материалы твердотельной плотности: Cu, Gd, Al, Mg,  $(\text{CH}_2)_n$ ,  $\text{B}_4\text{C}$ . Мишени, изготовленные из таких материалов, представляли собой плоский слой вещества толщиной от 100 мкм и больше. В экспериментах по взаимодействию лазерного излучения с твердотельными мишенями с помощью диагностического канала на основе камеры-обскуры и на основе объектива Шварцшильда были получены изображения лазерной плазмы в собственном излучении в жестком рентгеновском  $\leq 9\text{Å}$  и ВУФ 180–200 Å спектральном диапазонах, соответственно. По полученным изображениям были определены размеры областей свечения плазмы в указанных выше спектральных диапазонах. На спектрографе Иоганна был зарегистрирован спектр [He]-подобных ионов Mg XI. За-

фиксировано наличие диэлектронных сателлитов ( $j, k$ ). По отношению интенсивностей линий диэлектронных сателлитов ( $j, k$ ) к резонансной линии ( $w$ ) определяется электронная температура. В нашем случае при энергии лазерного излучения 25 Дж она составила 180 эВ. Отношение интенсивностей резонансной и интеркомбинационной линий ( $w$  и  $y$ ) позволяет определить электронную плотность. По предварительным оценкам она составила  $2 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>. В результате обработки полученной экспериментальной информации удалось проследить временное развитие излучения плазменного факела на поверхности мишени, определить электронную температуру плазмы, профиль областей свечения плазмы, ионный состав плазмы.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 12-02-31441).

### **Список литературы**

1. Гаранин С. Г. Мощные лазеры и их применение в исследованиях физики высоких плотностей энергии // Успехи физических наук. 2011. Т. 181. № 4. С. 434 — 441;
2. Payne S., Marshall C. Taking Lasers Beyond the National Ignition Facility. Science & Technology Review, September 1996. <https://www.llnl.gov/str/Payne.html>;
3. D. Batani, S. Baton, J. Badziak, J. Davies, L. Gizzi, L. Hallo, P. Norreys, M. Roth, J. Santos, V. Tickhoncuk, N. Woolsey, et al. HiPER Working Package 10. AIP Conf. Proc. 1209, pp. 129-133; doi:<http://dx.doi.org/10.1063/1.3326306>. The HiPER Experimental Road Map. The 2nd International conference on ultra-intense laser interaction science 24–29 May 2009, Frascati(Rome) Italy. <http://www.hiper-laser.org/index.html>
4. Fedotov S. I., Feoktistov L. P., Osipov M. V., and Starodub A. N. Lasers for ICF with a Controllable Function of Mutual Coherence of Radiation. Journal of Russian Laser Research. Vol. 25. No. 1. 2004. P. 72-92. Препринт ФИАН №35, Москва 2002.

## **Численное моделирование физических процессов в цилиндрикоконической баллистической лабораторной установке для получения высоких скоростей метаемых тел**

*Быков Н. В.<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>МГТУ им. Н. Э. Баумана

<sup>2</sup> ВЦ РАН

*Эл. почта: bykovnv@bk.ru*

Лабораторные установки для получения высоких скоростей находят широкое применение в аэробаллистических исследованиях при изучении процессов высокоскоростного соударения тел [1]. Помимо других важных свойств, такие установки должны обладать экономичностью и простотой эксплуатации. Наиболее распространенные в настоящее время легкогазовые установки еще не удовлетворяют этим требованиям в полной мере, поэтому такими установками обладают очень немногие лаборатории. Наибольшие сложности при этом связаны именно с рабочим телом, которое используется в установке — легким газом.

Одной из возможных альтернатив легкогазовым установкам может стать цилиндрикоконическая баллистическая установка с пластическим поршнем, которая состоит из двух цилиндрических участков различного диаметра и сопрягающего их конического (или профилированного) участка (подробнее см., например, работу [2]). Метаемая сборка первоначально состоит из собственно метаемого элемента (как правило, это компактный элемент, например, шарик) и пластического поршня. Сначала сборка разгоняется в первом цилиндрическом участке как единое целое по классической пороховой схеме. На этом этапе может быть достигнута предельная для классических баллистических установок скорость. Затем сборка попадает в конический канал, где поршень претерпевает деформацию, в результате которой его передняя часть испытывает дополнительное ускорение в связи с сужением сечения канала (этот процесс известен как гидродинамический эффект [1]). После чего поршень и метаемое тело разделяются. Таким образом, метаемое тело получает дополнительное приращение скорости, которое может составлять до 50...100 % от скорости сборки при входе в конус. Конструкция лабораторной установки подразумевает использование сменных конусов, поэтому варьируя длину и материал поршня, а также

длину конуса и диаметр выходного цилиндрического участка, можно получать различные наборы выходных скоростей.

Термогазодинамические процессы в установке описываются при помощи квазиодномерной системы уравнений газовой динамики с учетом горения пороха, которая состоит из уравнений сохранения

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho S) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u S) &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho u S) + \frac{\partial}{\partial x}((p + \rho u)S) &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho e S) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u S(e + p / \rho)) &= 0, \end{aligned}$$

которые дополняются уравнениями горения (в приближении геометрического закона) и состояния:

$$\begin{aligned} \psi &= \kappa z(1 + \lambda z + \mu z^2), \\ e &= \frac{p}{k-1} \left( \frac{1}{\rho} - \frac{1-\psi}{\delta} - \alpha \psi \right) + (1-\psi) \frac{f}{k-1}, \end{aligned}$$

где  $\rho$ ,  $p$ ,  $u$  — плотность, давление и скорость газопороховой смеси, соответственно;  $S$  — площадь поперечного сечения,  $z$  и  $\psi$  — относительная толщина и относительный объем сгоревшего пороха,  $\kappa$ ,  $\lambda$ ,  $\mu$  — коэффициенты, зависящие от геометрии пороха,  $f$  — сила пороха,  $\delta$  — плотность пороха,  $k$  — показатель адиабаты газопороховой смеси,  $I_k$  — импульс пороха,  $\alpha$  — собственный объем молекул в уравнении состояния (коволум).

Пластический поршень моделируется как упругопластическая среда. Рассматриваемая система решается модифицированным методом С.К. Годунова на подвижной сетке [3]. Узлы сетки связаны с подвижными границами разделов, что позволяет легко отслеживать контактные границы расчетных областей.

В результате проделанных расчетов показано, что использование предлагаемой схемы метательной установки позволяет получить скорости сравнимые со скоростями получаемыми на легкогазовых установках.

Работа поддержана грантом РФФИ №12-08-31408 мол\_а.

### Список литературы

1. Златин Н. А., Красильщиков А. П., Мишин Г. И., Попов Н. Н. Баллистические установки и их применение в экспериментальных исследованиях. М.: Наука, 1974. — 344 с.;
2. Быков Н. В., Владимиров В. С., Зеленцов В. В. Численное моделирование внутренней баллистики цилиндрических стволов с использованием пластических снарядов // Наука и образование: электронное научно-техническое издание. — Москва: МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2012. — No 3: — ISSN 1994-0408 (<http://technomag.edu.ru/doc/310721.html>);
3. Хоменко Ю. П., Ищенко А. Н., Касимов В. З. Математическое моделирование внутрибаллистических процессов в ствольных системах. — Новосибирск: Издательство СО РАН, 1999. — 256 с.

## Двумерная гибридная модель для расчёта плазмы тлеющего разряда: сравнение с гидродинамической и кинетической моделями, оценка применимости

Эйленджеоглу Э.<sup>1</sup>, Рафатов И.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Средневосточный технический университет, Турция

Эл. почта: [rafatov@metu.edu.tr](mailto:rafatov@metu.edu.tr)

Методы, используемые для численного моделирования плазмы газового разряда, можно разбить на следующие три класса: гидродинамические модели, кинетические модели (включая метод частиц), и гибридные модели. Гибридные модели представляют собой комбинацию сравнительно более простого, но не очень точного гидродинамического метода, и гораздо более аккуратного кинетического (метода частиц), который, однако, сложнее для реализации, так как предъявляет повышенные требования к вычислительным ресурсам, особенно в случае двух и трехмерных моделей.

Мы разработали одномерный и двумерный (по пространству) гибридные численные коды для моделирования плазмы тлеющего разряда. Модель основана на разбиении электронов в плазме на две группы: медленных электронов, описываемых в рамках гидродинамического приближения (уравнением диффузии и дрейфа), и быстрых

электронов, динамика которых описывается методом частиц [1]. Система дополняется уравнением Пуассона для расчёта электростатического поля. Эффекты возбуждения и ионизации в результате соударений быстрых электронов с нейтральными частицами учитываются методом Монте Карло.

Тестовые расчёты проводились для тлеющего разряда в аргоне при давлении 0.1–1 тор, для одномерной и двумерной (прямоугольной и цилиндрической) геометрий. Получены вольт-амперные характеристики разряда. Изучались пространственные распределения концентраций частиц, источника ионизации, и электрического поля для различных режимов горения разряда. Проверка точности численного кода установлена путём сопоставления с результатами расчётов подобных гибридных моделей при аналогичных условиях [2]. Проводился анализ применимости разработанного кода для моделирования плазмы тлеющего разряда, для чего проводилось сравнение модельных результатов с результатами гидродинамических и кинетических (PIC/MCC) моделей, а также экспериментальных измерений [3].

#### Список литературы

1. A. Bogaerts et al., J. App. Phys., 78, 1995;
2. Z. Donko et al., Plasma Sources Sci. Technol., 15, 2006;
3. A. Derzsi et al., J. Phys. D: Appl. Phys., 42, 2009.

## Исследование взаимодействия инжектируемых высокоэнергичных дейтронов с плазмой сферического токамака Глобус-М

*Бахарев Н. Н.<sup>1,2</sup>, Гусев В. К.<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>ФТИ

<sup>2</sup>СПбГПУ

*Эл. почта: bakharev@mail.ioffe.ru*

Процессы взаимодействия высокоэнергичных ионов с плазмой классических (традиционных) токамаков хорошо изучены и описаны в литературе, например [1]. В сферических токамаках и, особен-

но, в компактных токамаках потери быстрых ионов непосредственно с первой орбиты могут быть велики из-за большой величины ларморовского радиуса быстрых ионов и сильной неоднородности магнитного поля [2]. Исследования, проведенные в данной работе, указывают на дополнительные причины, увеличивающие орбитальные потери, что, при их учете, дает возможность более тщательно планировать эксперименты по инжекции в компактных сферических токамаках.

На сферическом токамаке Глобус-М были проведены эксперименты с измерениями ионной температуры, нейтронного выхода и потерь быстрых ионов в зависимости от тока плазмы, плотности плазмы и зазора между границей плазмы и стенкой со стороны слабого магнитного поля. Эксперименты выполнены в дейтериевой плазме, удерживаемой в диверторной конфигурации с активной нижней X-точкой. В эксперименте применялся пучок атомов дейтерия с энергией 26 кэВ мощностью 700 кВт

Эксперименты продемонстрировали сильную зависимость параметров разряда от тока, концентрации и зазора плазма-стенка. В работе обсуждаются причины такой зависимости. Обращается внимание на существование оптимального набора условий, при котором, измеряемые параметры, характеризующие качество разряда, максимальны.

Измерение ионной температуры осуществлялось с помощью многоканального анализатора атомов перезарядки АКОРД-12 [3], линия наблюдения которого направлена перпендикулярно к плазменному шнуру в средней плоскости тора. В качестве нейтронного детектора использовался  $\text{He}^3$ -газоразрядный счетчик с полиэтиленовым замедлителем. Анализатор АКОРД-24М, расположенный в тангенциальном направлении с прицельным параметром, равным прицельному параметру инжектора, применялся для измерения спектров атомов перезарядки в надтепловой области.

Определенные экспериментальным путем, оптимальные величины тока плазмы, плотности и зазора между плазмой и стенкой камеры могут быть использованы при моделировании режимов работы токамака Глобус-М2, магнитное поле в котором будет увеличено с 0,4 до 1 Тл, а ток плазмы — с 250 до 500 кА [2].

Работа выполнена при поддержке госконтракта с Министерством образования и науки № 14.518.11.7072 и гранта РФФИ 13-08-00370 а.

### Список литературы

1. Heidbrink W. W., Sadler G. J., The behavior of fast ions in tokamak experiments., NF, Vol.34, № 4, P. 535, 1994;
2. Gusev V. K., Bakharev N. N., Berezutskii A. A. et al. Globus-M results toward compact spherical tokamak with enhanced parameters Globus-M2., Proc. Of IAEA conf. San Diego. EX/8-3, 2012;
3. Kislyakov A. I., Petrov M. P., Neutral atom analyzers for diagnosing hot plasmas: A review of research at the ioffe physicotechnical institute., PPR, Vol. 35, No. 7, P. 535, 2009.

## Численное исследование течения в фильтре-циклоне

Богданов Д. А.<sup>1</sup>, Поняев С. А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ФТИ

Эл. почта: [dima.delmar@gmail.com](mailto:dima.delmar@gmail.com)

В связи с повсеместным использованием фильтров-циклонов для очищения воздуха от дисперсных включений в данной работе было проведено численное моделирование течения с учётом влияния дисперсных частиц на основной поток. Основная проблема такой задачи заключается в большой степени закрученности потока и, как следствие, неадекватности результатов, полученных с использованием немодифицированных моделей турбулентности.

Главной задачей стала имплементация поправочного члена Шура-Спалларта, описанного в [1] и переформулированного применительно к  $k-\omega-SST$  модели турбулентности [5], для учёта влияния кривизны линий тока на генерацию энергии турбулентности с использованием библиотек OpenFOAM. Верификация модели производилась на результатах эксперимента Монсона [2] для U-образного канала и показала очень хорошее совпадение с экспериментом в зонах большой кривизны линий тока. Кроме того, были проведены расчёты той же задачи в ANSYS Fluent с использованием встроенной поправки к  $k-\omega-SST$  модели турбулентности. Сравнение двух расчётов показало достаточно хорошее согласие между собой.

Для учёта влияния дисперсных включений в балансовые соотношения введены источники членов, согласно [3].



Расчётная сетка была построена с использованием программного продукта GAMBIT, и составила порядка 100000 ячеек. Расчёт течения в фильтре-циклоне модели Stairmand, выполненный в ANSYS Fluent и OpenFOAM с использованием реализованной поправки также показывают хорошее совпадение результатов в проблемных зонах. Течение исследовалось для 4-х различных входных скоростей потока — 5 м/с, 10 м/с, 15 м/с, 20 м/с, а также для трёх разных диаметров частиц —  $10^{-5}$  м,  $10^{-6}$  м, и  $10^{-7}$  м. Построены анимации движения частиц в фильтре-циклоне, поля и графики скорости в различных сечениях, которые показали некоторое улучшение результатов, полученных с использованием поправки, по сравнению с немодифицированной моделью.

Построены зависимости степени очищения от входной скорости и диаметров частиц. Сравнение этих зависимостей с экспериментальными данными Диргоу и Лейта [4] для эффективности очистки показало хорошее совпадение. Показано, что для частиц диаметром порядка  $10^{-5}$  м эффективность циклона почти 100 %, для  $10^{-6}$  м эффективность падает до величины порядка 90 %, а для диаметра  $10^{-7}$  м она становится < 30 %.

Проведённое сравнение расчётов в присутствии дисперсных частиц и без них показало, что обратным влиянием частиц на основной поток в этой задаче можно пренебречь.

### Список литературы

1. Shur M. L. Spalart P. R. On the sensitization of turbulence models to rotation and curvature. *Aerosp. Sci. Technol.*, 15, 1997;
2. McConnaughet P. K. Monson D. J., Seegmiller H. L. and Chen Y. S. Comparison of experiment with calculations using curvature-corrected zero and two equation turbulence models for a two-dimensional uduct. *AIAA Paper*, 21(90-1484), 1990;
3. Aurelia Vallier. Tutorial icolagrangianfoam/solidparticle. *CFD With opensource software*, 3, 2010;
4. Leith D. Dirgo J. Cyclone collection efficiency: comparison of experimental results with theoretical predictions. *Aerosol Sci. Tech.*, 4:410–415, 1985;
5. Menter F. R. Smirnov P. E. Sensitization of the sst turbulence model to rotation and curvature by applying the spalart–shur correction term. *Journ. of Turbomachinery*, 131(4), 2009.

## Экспериментальные исследования режимов работы электрораспылительных источников ионов и капель

Фомина Н. С.<sup>1</sup>, Масюкевич С. В.<sup>2</sup>, Галль Н. Р.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>ФТИ

<sup>2</sup>ИАП РАН

Эл. почта: kolomna.88@mail.ru

Экспериментальные исследования колебаний тока заряженных частиц (микрокапель и ионов) при электрораспылении водно-метанольного раствора (2:8 соответственно) проводилось при атмосферном давлении. Удельная проводимость пробы составляла 5 мкСм/см. Диаметр распылительного капилляра 180 мкм, расстояние до противоиэлектрода, имевшего размер 100 × 100 мм составляло 7, 10 мм, поток жидкости варьировался в диапазоне 7–10 мкл/мин. Регистрация частотных характеристик тока производилась на ПК с помощью ADC 780M L-Card причем данные подвергались оконному преобразованию Фурье. Одновременно проводилось запись формы конуса Тейлора с помощью цифрового микроскопа.

Колебания тока распыления наблюдались в диапазоне первичных напряжений от 2,45 до 3,0 кВ, при росте напряжения их частота увеличивалась от 200 Гц при 2,45 кВ до 900 Гц при 3,0 кВ, причем в ряде случаев наблюдались высокочастотные гармоники. По мере роста частоты колебаний длина конуса Тейлора постепенно уменьшалась, ток распыления оставался почти неизменным. При напряжении порядка 3,05 кВ колебания резко исчезали; это соответствовало скачку тока распыления примерно в 2 раза и стабилизации конуса Тейлора практически на срезе капилляра с длиной порядка 100 мкм. В этом состоянии распыление могло продолжаться в течении многих минут. Исследования проводились при изменении других внешних параметров: расстояние до вытягивающего электрода, скорость подачи растворителя.

При добавлении в пробу 0,1 % серной кислоты ее проводимость составляла 1500 мкСм/см. Общий ток распыления увеличился в 2 раза для любой точки I(U). Наблюдать при этом высокочастотные гармоники стало невозможным: быстро устанавливался режим постоянного тока. Природа возникающих колебаний неясна: имеющиеся теоретические модели указывают на важную роль как гидродинамической составляющей процесса (упругих колебаний мениска), так и электрической.

На процесс электрораспыления оказывают действие силы трех электрических полей: электрического поля, создаваемого противэлектродом за счет внешнего приложенного напряжения, поля противэлектродом за счет возможной зарядки находящейся на нем пробы и поля объемного заряда, создаваемого вышедшими из конуса Тейлора каплями и ионами

### Список литературы

1. Н.С. Фомина, А.В. Кретинина, С.В. Масюкевич, С.В. Булович, М.Н. Лапушкин, Л.Н. Галль, Н.Р. Галль, Исследование транспорта ионов и заряженных капель из области атмосферного давления в газодинамический интерфейс, Масс-спектрометрия, Т. 9. № 4., С. 261-268, 2012.

## Разработка быстродействующего зонда для сферического токамака Глобус-М

*Лепихов С. А.<sup>1</sup>, Гусев В. К.<sup>1</sup>, Хромов Н. А.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>ФТИ

*Эл. почта: sergey.lepikhov@mail.ioffe.ru*

В токамаке, центральная область плазмы, в которой происходит реакция термоядерного синтеза, взаимодействует с окружающей стенкой удерживающей ее установки, через область называемую скреп-слоем (Scrape-Of-Layer, SOL). Понимание процессов происходящих в скреп-слое необходимо, т.к. эффективность термоядерного реактора напрямую зависит от потоков частиц и тепла на обращенную к плазме стенку, а также потому, что краевая область плазмы во многом определяет параметры центральной области [1]. Моделирование параметров плазмы, используемое для прогнозирования и понимания процессов переноса энергии и частиц, требует накопления данных о параметрах SOL для верификации и анализа.

Ленгмюровские зонды давно используются для диагностики параметров плазмы на различных установках, в частности, токамаках, где подвергаются сильным тепловым и термомеханическим нагрузкам. Несмотря на то, что зонды изготавливаются из тугоплавких материа-

лов, они постепенно разрушаются со скоростью, зависящей от температуры и концентрации плазмы в измеряемом объеме. Первоначально исполняемые как неподвижные, впоследствии появились подвижные быстродействующие зонды, что дало возможность сократить время пребывания в рабочей области с высокой температурой и увеличило время жизни зонда. В большинстве систем для придания зонду возвратно-поступательного движения используются пневматические цилиндры (например, на токамаках TEXTOR, D-III-D, NSTX), а так же ременные (токамак EAST) и электромагнитные приводы (токамак Tore-Supra). Все эти системы обладают схожим временем введения зонда в плазму: порядка 10 см перемещения за 50-100 мс.

Основные параметры токамака Глобус-М [2] следующие: геометрия  $R = 0.36$  м,  $a = 0.24$  м,  $k = 1.5-2$ , тороидальное поле  $B_t = 0.4-0.5$  Тл, ток плазмы  $I_p = 200-300$  кА. Длительность разряда составляет 100 мс, а после модификации планируется довести ее до 500 мс. Температура электронов в центре плазменного шнура достигает 1400 эВ и плавно спадает к периферии шнура до величины 30–50 эВ на магнитной сепаратрисе, ограничивающей плазменный шнур. Такие высокие температуры чрезвычайно осложняют работу контактных измерительных устройств (зондов) и значительно уменьшают период их безаварийной эксплуатации.

Исходя из этого, в настоящей работе сформулированы требования к зондовой системе и предложен вариант ее реализации: разработан вариант механического привода посредством кривошипно-шатунного механизма. Ранее, подобный механизм был использован на настольном токамаке с небольшой электронной температурой, Phaedrus-T [3]. Разработанная конструкция позволяет избежать передачи возвратно-поступательного движения в вакуум, используя ввод вращательного движения, для которого существуют надежные вакуумные уплотнения. Кроме этого, конструкция зонда позволяет проводить измерения при гораздо более высоких температурах, характерных для токамака Глобус-М. Особенностью конструкции является то, что система будет производить несколько измерений за один разряд, посредством непрерывных возвратно-поступательных движений зонда с фиксированным периодом в 30–50 мс. Конструкция предусматривает обслуживание без разгерметизации камеры токамака, для этого предусмотрено под-

ключение к камере токамака через вакуумный затвор, система откачки и технологические окна для обслуживания.

Предложена измерительная зондовая головка из 9 электродов, предполагающая возможность быстрой замены обращенных к плазме частей. Она позволит измерять все необходимые параметры плазмы: ионный ток насыщения, плотность и температуру электронов, скорости потоков в плазме и электрическое поле. На основании таких измерений удастся воссоздать полную картину поведения плазмы в этой важной пространственной области. Проведены расчеты тепловой нагрузки на измерительную головку и определены ограничения ее работы. Для уменьшения поступления примесей в рабочий разряд токамака, предлагается использование материалов с малым атомным номером, таких как графит для электродов и защитного экрана, гексагональный нитрид бора для изолятора.

#### Список литературы

1. ITER Physics Basis Editors, Nucl. Fusion 39, 2137 (1999);
2. Гусев В.К., Голант В.Е., Гусаков Е.З. и др. // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 9. С. 58;
3. D. A. Diebold, N. Hershkowitz, J. Pew, J. Sorensen, T. Tanaka, R. Walsh, E. Y. Wang, X. Wang, and G. Winz, Rev. Sci. Instrum. 66, 434 (1995).

## Исследование нелинейных колебаний в системе газовой разряд-полупроводник методом частиц

Кушоглу С.Д.<sup>1</sup>, Эрден Э.<sup>1</sup>, Рафатов И.<sup>1</sup>, Чакыр С.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Средневосточный технический университет, Турция

Эл. почта: rafatov@metu.edu.tr

Изучается система, состоящая из двух плоско-параллельных слоёв — слоя плазмы короткого тлеющего разряда и слоя полупроводника с низкой проводимостью. Система помещается между двумя плоскими электродами, к которым подводится постоянный электрический ток. Эксперименты показывают что подобная система в режиме перехода от Таунсендовского разряда к субнормальному является

источником различных образований, имеющих сложную пространственную и временную структуру [1].

Ранее подобная система исследовалась численно и методом линейных возмущений на основе гидродинамической модели для плазмы, в рамках которой концентрации частиц (ионов и электронов) находились из решения уравнения дрейфа и диффузии [2–4]. В настоящей работе для моделирования этой системы мы разработали (одномерный по пространству) численный код, который использует метод частиц (PIC/MCC) [5]. Это кинетический метод, основанный на решении уравнений движения суперчастиц (ионов и электронов). Электрическое поле находится из решения уравнения Пуассона. Для учёта соударений используется метод Монте Карло. Модель позволяет находить различные характеристики газового разряда, такие как профили концентраций частиц, электрического поля, средних энергий частиц, функции распределения частиц по скоростям.

Вычисления проводились для условий аналогичных условиям эксперимента [1], для тлеющего разряда в азоте, для различных значений управляемых параметров, которыми (так же как и в эксперименте) являлись подаваемое напряжение и сопротивление полупроводника. Полученные численные результаты (частоты, амплитуды, и формы колебаний) хорошо согласуются с данными эксперимента. Проводилось также сравнение и анализ результатов расчёта полученных в результате гидродинамического приближения [2–3] и методом частиц.

### **Список литературы**

1. C. Strumpel et al., Phys. Rev. E 62, 4889, 2000;
2. D. D. Sijacic, U. Ebert, I. Rafatov, Phys. Rev. E 70, 056220, 2004;
3. D. D. Sijacic, U. Ebert, I. Rafatov, Phys. Rev. E 71, 066402, 2005;
4. I. Rafatov, D.D. Sijacic, U. Ebert, Phys. Rev. E 76, 036206, 2007;
5. Z. Donko, Plasma Sources Sci. Tech. 20, 024001, 2011.

## Расширение плазменного микрошнура в вакуум

Фальков А. Л.<sup>1</sup>, Попруженко С. В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>МИФИ

Эл. почта: [sinarit9091@mail.ru](mailto:sinarit9091@mail.ru)

Динамика плазменных образований микро- и наноскопических масштабов в последнее время привлекает внимание в связи с экспериментами по взаимодействию мощных лазерных импульсов с различными твердотельными мишенями малых размеров: кластерами, микроконтактами, тонкими нитями и др. [1–8]. При облучении микромишени лазерным импульсом высокой интенсивности происходит ее частичное или полное испарение, приводящее к образованию нестационарной неоднородной плазмы, свойства которой существенно отличаются от свойств макроплазмы, в частности, отсутствием квазинейтральности. Исследованиям свойств нестационарной заряженной микро- и нанолазмы посвящено большое число работ (см. обзоры [1–3] и ссылки в них).

В данной работе рассмотрена задача о расширении длинной плазменной нити микрометрового диаметра в вакуум. Идеализированная постановка задачи соответствует случаю бесконечно длинной аксиально-симметричной нити, мгновенно испаренной лазерным импульсом до состояния полностью ионизованной плазмы. Также считается, что мгновенно происходит частичная внешняя ионизация нити: наиболее горячие электроны быстро покидают систему, пока не произойдет запираение оставшейся части за счет избыточного положительного заряда. Для самосогласованного описания плазмы используется физико-кинетический подход в кнудсеновском предельном случае и аппарат уравнений Власова-Пуассона. Исследованы два конкурирующих механизма расширения цилиндрических нестационарных нитевидных плазменных образований в вакуум: кинетический разлет и кулоновский взрыв.

В адиабатическом приближении, когда электронная подсистема считается равновесной на временах, характерных для медленного движения ионов, найден радиус электронной короны, окружающей ионную систему, и распределение электронов в ней. Вычислено распределение пространственного заряда по радиусу нити, что позволяет получить

замкнутое уравнение для ионной компоненты плазмы, а также сформулировать модель системы в гидродинамическом приближении и в рамках метода молекулярной динамики.

### Список литературы

1. V. P. Krainov, M. B. Smirnov, Phys. Rep. 370, 237 (2002);
2. U. Saalman, Ch. Siedschlag and J. M. Rost, J. Phys. B 39 R39-77 (2006);
3. S. V. Popruzhenko, D. F. Zaretsky and D. Bauer, Laser Physics Letters 5, 631 (2008);
4. M. Schenk, M. Krüger and P. Hommelhoff, Phys. Rev. Lett. 105, 257601 (2010);
5. С. Г. Гаранин, В. Н. Деркач, Р. А. Шнягин, Квантовая электроника 34, 427(2004);
6. В. Ф. Ковалев, В. Ю. Быченков, В. Т. Тихончук, ЖЭТФ 122, 264 (2002);
7. В. Ф. Ковалев, В. Ю. Быченков, ЖЭТФ 128, 243 (2005);
8. Е. А. Говрас, В. Ю. Быченков, А. В. Брантов, ЖЭТФ 141, 859 (2012).

## Моделирование истечения струи реагирующей смеси углеродного пара

*Шустров Ю.<sup>1</sup>, Поняев С. А.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>ФТИ

*Эл. почта: s.poniaev@gmail.com*

Понимание процесса течения химически реагирующей высокоскоростной плазменной струи необходимо для оценки перспективности разрабатываемых генераторов плазмы и устройств по получению углеродных кластеров путем конденсации углеродного пара в струе [1,2]. В ФТИ им. А.Ф. Иоффе ведутся экспериментальные работы по исследованию по созданию таких струй [3].

Для понимания процессов происходящих в такой струе в данной работе произведено моделирование течения углеродного пара. Расчеты проводились в открытом пакете OpenFOAM, использовался солвер для расчета течения реагирующей смеси на основе метода распада произвольного разрыва с использованием схемы Тадмора. Рассматривалась смесь углеродного пара, состоящая из атомарного углерода и класте-



ров до C5 включительно, несущим газом был выбран гелий. Химическая модель учитывала прямые реакции кластеризации и обратные реакции распада. Рассматривалось ламинарное течение, плотность газа определялась по формуле идеального газа, а вязкость и удельная теплоемкость — с учетом кинетической теории.

Произведены расчеты установившихся параметров смеси в зависимости от давления и температуры. Показано, что с ростом температуры начинают преобладать реакции распада кластеров, и кластеры углерода исчезают. При температурах более 5000 К можно считать, что в смеси присутствует только атомарный углерод. При низких же температурах, в смеси преобладают кластеры C5 и C3. С ростом давления реакции кластеризации углерода начинают преобладать над реакциями распада кластеров. При высоком давлении (более 100 кПа) его изменение не приводит к значимому изменению концентрации кластеров C2, C4, C5, а ведет только к увеличению концентрации C3 и уменьшению концентрации атомарного углерода.

Произведено моделирование стационарного неравновесного свехзвукового течения углеродного пара в расширяющемся сопле для разных наборов параметров на его входе. Рассматривалось осесимметричное сопло с адиабатическими стенками. Построены установившиеся поля концентраций в сопле для двух наборов параметров на входе в сопло:  $P = 366000 \text{ Pa}$ ,  $T = 4250 \text{ K}$  и  $P = 102437 \text{ Pa}$ ;  $T = 6154.96 \text{ K}$ . Значения концентраций углерода и кластеров на входе задавались равновесными при данных температуре и давлении. В результате расчетов получено, что увеличение температуры на входе в сопло ведет к изменению химического состава смеси на его выходе в сторону уменьшения доли кластеров C5 и увеличения доли C и C2.

### **Список литературы**

1. T. Sone, H. Akatsuka and M. Suzuki, "Preparation of carbon clusters by arc-heated expanding plasma jet", *Plasma Sources Sci. Technol.* 2 46, 1993;
2. I. Biganzoli, F. Fumagalli, F. Di Fonzo, R. Barni, C. Riccardi, "A Supersonic Plasma Jet Source for Controlled and Efficient Thin Film Deposition", *Journal of Modern Physics*, 3, 1626-1638, 2012;
3. С.В.Бобашев, Б.Г.Жуков, Р.А.Куракин, С.А.Поняев, Б.И.Резников, С.И.Розов, «Генерация высокоскоростных потоков плазмы

в рельсовых каналах, заполненных газами различной плотности», ПЖТФ, том 36, выпуск 2, 2010.

## Численное моделирование циркуляции вод в Каспийском море

Нестеренко Е. А.<sup>1,2</sup>, Зырянов В. Н.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>МГТУ им. Н. Э. Баумана

<sup>2</sup>ИВП РАН

Эл. почта: [nesterenko\\_ea@bk.ru](mailto:nesterenko_ea@bk.ru)

К настоящему времени не существует устоявшегося мнения о вкладе различных физических факторов в формирование циркуляции вод в Каспийском море. Из циркуляционной теоремы [1] следует, что циркуляция вод над котловинами и ее знак определяется тремя факторами: векторным полем ветра, бароклинностью вод и величиной видимого испарения (разность между осадками и испарением). Причем, последняя должна восполняться поступающим речным стоком.

Для оценки влияния ветра на динамику течений в Каспийском море были рассчитаны проекции тангенциального напряжения ветра на касательные к сепаратрисным изобатам 200 м. Для этого с карты розы ветров за январь и июль были сняты данные о силе ветра по румбам, затем вычислено для каждой градации тангенциальное напряжение ветра по квадратичному закону, а потом была найдена результирующая проекция напряжения ветра на касательную к сепаратрисной изобате. Из расчетов следует, что в Среднем Каспии среднегодовалый ветер создает циклоническую циркуляцию над котловиной, для Южного Каспия полная циркуляция ветра по контуру сепаратрисной изобаты в январе — величина положительная, а в июле — близка к нулю.

Для определения вклада бароклинности вод в формирование циркуляции были использованы данные из [2]. Однако, эти данные неполны, и для преодоления данной трудности использовалась аппроксимация Йошида:

$$\rho(x, y, z) = \rho_H(x, y) - \delta(x, y) \left( 1 + \frac{z}{h(x, y)} \right) \exp(-z / h(x, y)),$$

где  $\rho_H$  — плотность на дне (глубина  $H$ ),  $\delta(x, y) = \rho_H(x, y) - \rho_0(x, y)$  — разность плотностей воды на дне и на поверхности, где  $\rho_H$  — плотность на дне (глубина  $H$ ),  $h(x, y)$  — глубина залегания слоя скачка плотности (пикноклина),  $z$  — текущая глубина. Расчеты показывают, что для Среднего Каспия циркуляция циклоническая, а для Южного — зимой — антициклоническая, летом — циклоническая.

Вклад испарения в циркуляцию ветра определяется потенциалом  $\varphi(x, y)$ , который удовлетворяет уравнению Пуассона:  $\Delta\varphi = w_{\text{evap}}$  где  $w_{\text{evap}}$  — вертикальная составляющая скорости испарения,  $\Delta$  — оператор Лапласа. Граничные условия:  $\varphi = 0$  на твердой части береговой линии и  $\partial\varphi / \partial\vec{n} = S_R$  на жидкой части береговой линии, через которую втекают речные воды;  $\vec{n}$  — нормаль к береговой линии,  $S_R$ , который удовлетворяет уравнению Пуассона:

$$\Delta\varphi = w_{\text{evap}}, \quad (1)$$

где  $w_{\text{evap}}$  — вертикальная составляющая скорости испарения,  $\Delta$  — оператор Лапласа. Граничные условия:  $\varphi = 0$  на твердой части береговой линии и  $\partial\varphi / \partial\vec{n} = S_R$  на жидкой части береговой линии, через которую втекают речные воды;  $\vec{n}$  — нормаль к береговой линии,  $S_R$  — полный поток поступления речных вод.

Для численного решения уравнения (1) используется метод минимальных невязок, суть которого при решении уравнения вида  $A\Phi = G$  (где  $A$  — конечно-разностный оператор левой части уравнения,  $\Phi$  — искомая функция,  $G$  — правая часть уравнения) состоит в том, что искомая функция на  $j+1$  шаге определяется как  $\Phi^{j+1} = \Phi^j + \tau^j \psi^j$ , где  $\psi^j = G - A\Phi^j$  — невязка,  $\tau^j = (A\psi^j, \psi^j) / (A\psi^j, A\psi^j)$  (где  $A$  — конечно-разностный оператор левой части уравнения,  $\Phi$  — искомая функция,  $G$  — правая часть уравнения) состоит в том, что искомая функция на  $j+1$  шаге определяется как  $\Phi^{j+1} = \Phi^j + \tau^j \psi^j$ , где  $\psi^j = G - A\Phi^j$  — невязка,  $\tau^j = (A\psi^j, \psi^j) / (A\psi^j, A\psi^j)$  — параметр релаксации. Для численного решения этой задачи на языке FORTRAN была написана вычислительная программа. Данные по слою испарения по месяцам взяты из [3].

На основании проведенных исследований можно сделать вывод — в Каспийском море все три фактора — ветер, бароклинность вод и испарение, фактически направлены на формирование и поддержание

именно циклонической циркуляции вод над котловинами. Особенно это хорошо прослеживается в Среднем Каспии, в Южном Каспии тоже поддерживается циклоническая циркуляция вод, но она не имеет такого ярко выраженного характера, как в Среднем Каспии.

### Список литературы

1. Зырянов В. Н. Теория установившихся океанических течений. Ленинград: Гидрометеиздат, 1985г. 248с.;
2. <http://esimo.ru>;
3. Панин Г.Н., Мамедов Р.М., Митрофанов И.В. Современное состояние Каспийского моря. — М.: Наука, 2005., —356 с.

## **Учет влияния объемного содержания дисперсной фазы на процессы межфазного взаимодействия при численном исследовании течений пузырьковых сред**

*Чернышев А. С.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>ФТИ

*Эл. почта: alexander.tchernyshev@mail.ioffe.ru*

Исследования течений пузырьковых сред при большом содержании дисперсной фазы представляют интерес в силу того, что такие течения наиболее часто встречаются как в природе, так и в технологических процессах и установках. Так, к примеру, в системах аэрации и очистки воды, основанных на использовании пузырьковых колонн, объемные содержания пузырей могут достигать десятков процентов. Очевидно, что при такой плотности пузырей они оказывают влияние друг на друга, и при расчетах использовать закономерности, полученные для уединенного пузырька, не представляется возможным. Применение современных экспериментальных технологий позволило получить аппроксимации для некоторых механизмов межфазного взаимодействия [1] (таких, как, например, сила трения), однако на данный момент набор данных не является полным, охватывающим весь спектр взаимодействий.

В представленной работе проанализировано влияние дисперсной фазы на механизмы межфазного взаимодействия с применением известных выражений, доступных в литературе. Исследования были

сосредоточены на оценке влияния дисперсной фазы на силу трения, а также на интенсивность генерации турбулентности пузырьками. Математическая модель, используемая в разработанном программном коде, основана на эйлерово-эйлеровском подходе. Мотивацией к выбору такого подхода для описания течений дисперсных сред явилась необходимость расчета течений при большом (десятки процентов) объемном содержании дисперсных включений. В случае лагранжево-эйлеровского подхода, который может выступать альтернативой эйлерово-эйлеровскому, предельное значение объемной доли составляет порядка 10 % и этот предел обусловлен увеличением нагрузки на вычислительные ресурсы.

Для апробации предложенной математической модели и численного метода были выбраны серии экспериментов о течении пузырьковой жидкости в вертикальной трубе [2]. Предварительные данные показали хорошее согласие между расчетными и экспериментальными данными по поперечным профилям объемной доли пузырей и продольной скорости жидкости.

#### **Список литературы**

1. Lau, Y. M., Roghair, I., Deen, N. G. A., Annaland, M. V. S., & Kuipers, J. A. M. Numerical investigation of the drag closure for bubbles in bubble swarms // *Chemical Engineering Science*. — 2011. — V. 66. — N. 14. — 3309–3316;
2. Ishii, M., Paranjape, S. S., Kim, S., & Sun, X. Interfacial structures and interfacial area transport in downward two-phase bubbly flow // *International Journal of Multiphase Flow*. — 2004. — V. 30. — P. 779–801.

## Диагностика плазмы в токамаке с помощью радиальной корреляционной рефлектометрии

Теплова Н. В.<sup>1</sup>, Гусаков Е. З.<sup>1</sup>, Эро Стефан<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ФТИ

<sup>2</sup>Université de Lorraine

Эл. почта: natalia.teplova@mail.ioffe.ru

Токамак — это устройство для осуществления реакции термоядерного синтеза в горячей плазме. Плазма создается в тороидальной камере и ее стабилизирует магнитное поле. Предназначение установки — преобразование внутриядерной энергии в тепловую, и далее — в электрическую. Токамак — это первый шаг на пути к промышленной термоядерной энергетике.

В реальных условиях плазма в токамаке неравновесная и поэтому редко бывает спокойной — как правило, в ней самопроизвольно возбуждаются самые различные шумы и колебания. В плазме под термином «турбулентность» понимают совокупность большого числа вихрей и разного рода электромагнитных волн. Возбуждение дрейфовой микро-турбулентности, согласно современным представлениям, является основной причиной аномального переноса в плазме тороидальных магнитных ловушек. Аномальный перенос, в свою очередь, приводит к более быстрым, чем предсказывает неоклассическая теория, потерям тепла и существенно ограничивает эффективность работы современных токамаков.

Для изучения природы аномального переноса необходимо точное сравнение между данными экспериментов и теоретическими предсказаниями характеристик микро-турбулентности, что не всегда возможно. Одной из самых информативных и важных характеристик микро-турбулентности является распределение энергии флуктуаций по различным пространственным масштабам или, иными словами, спектр микро-турбулентности плотности плазмы, который несет информацию о неустойчивостях, лежащих в основе турбулентности. Сравнение экспериментально измеренного спектра и его теоретического описания позволит извлечь информацию о наличии в плазме транспортных барьеров и их локализации и спрогнозировать развитие неустойчивостей в разрядах и срывах.

Радиальная корреляционная рефлектометрия (РКР) широко применяется для диагностики плотности горячей плазмы в токамаках. Принцип РКР состоит в одновременном зондировании плазмы на двух разных частотах и в последующем корреляционном анализе сигналов рассеяния [1, 2]. РКР позволяет определить параметры микро-турбулентности плотности плазмы, в частности, именно спектр микро-турбулентности плотности плазмы по волновым числам и пространственную кросскорреляционную функцию (ККФ).

Интерпретация экспериментальных данных РКР представляет собой комплексную сложную задачу, требующую как численных расчетов, моделирующих эксперимент, так и нового теоретического обоснования [2–5]. Как показано в настоящей работе в результате анализа в одномерной модели, существует процедура восстановления спектра микро-турбулентности по данным РКР диагностики для произвольного профиля плотности плазмы.

В настоящей работе представлены результаты анализа данных РКР, проведённого для токамаков Tore Supra, JET и ФТ-2, а также результаты численного моделирования на профилях плотности, характерных для данных установок. Показано, что наиболее точно удаётся восстановить не спектр, а пространственную ККФ турбулентности.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 12-02-31481 мол\_а.

### **Список литературы**

1. Bretz N 1992 Phys. Fluids B 4 2414;
2. Hutchinson I 1992 Plasma Phys. Control. Fusion 34 1225;
3. Mazzucato E and Nazikian R 1991 Plasma Phys. Control. Fusion 33 261–74;
4. Leclert G et al 2006 Plasma Phys. Control. Fusion 48 1389;
5. Gusakov E and Kosolapova N 2011 Plasma Phys. Control. Fusion 53 045012.

## Гигантская поляризация и СВЧ магнитная динамика сверхрешеток в $\text{GdMn}_2\text{O}_5$

Ханнанов Б. Х.<sup>1</sup>, Головенчиц Е. И.<sup>1</sup>, Санина В. А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ФТИ

Эл. почта: [boris.khannanov@gmail.com](mailto:boris.khannanov@gmail.com)

Мультиферроиками называют материалы, в которых сосуществуют одновременно два или более типов упорядочения: ферромагнитное, сегнетоэлектрическое и сегнетоэластичность. Впервые в 1958 году Г. А. Смоленским в ФТИ им. А. Ф. Иоффе был получен и исследован мультиферроик  $\text{Pb}(\text{Fe}_{2/3}\text{W}_{1/3})\text{O}_3$ , соединивший в себе сегнетоэлектрическое и антиферромагнитное упорядочения [1].

Одной из привлекательных особенностей мультиферроиков является управление свойствами перекрестными полями (переключение поляризации магнитным полем и намагниченности электрическим полем). В этом смысле особенно интересны недавно обнаруженные мультиферроики II рода, в которых полярный порядок с температурой Кюри  $T_C$  индуцируется специальным типом магнитного упорядочения с температурой Нееля  $T_N$ . Равенство  $T_C \approx T_N$  приводит к гигантской магнитоэлектрической связи. Примерами такого типа мультиферроиков являются манганиты со структурой перовскита  $\text{RMnO}_3$  ( $R = \text{Tb}, \text{Gd}$  и  $\text{Eu}$ , пр. гр.  $\text{Pbmn}$ ) и орторомбические кристаллы  $\text{RMn}_2\text{O}_5$  ( $R$  — редкоземельные ионы,  $\text{Y}$  и  $\text{Bi}$ , пр. гр.  $\text{Pbam}$ ), в которых ( $T_C \approx 35 \text{ K}$ ,  $T_N \approx 40 \text{ K}$ ) [2–4]. Особое место среди  $\text{RMn}_2\text{O}_5$  занимает  $\text{GdMn}_2\text{O}_5$ . Для него наблюдается самая большая поляризация ( $0,5 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ ) [5]. Основное состояние  $\text{Gd}^{3+}$  является чисто спиновым ( ${}_8S_{7/2}$ ) и обладает наибольшим спиновым моментом в ряду  $R$  ионов ( $7/2 \mu_B$ ). В результате в  $\text{GdMn}_2\text{O}_5$  реализуется сильный  $\text{Gd-Mn}$  обмен, оказывающий существенное влияние на магнитные свойства и магнитную динамику [6, 7]. Дальний магнитный порядок в  $\text{Gd}$  подсистеме возникает при более высокой температуре ( $\approx 20 \text{ K}$ ). В отличие от других  $\text{RMn}_2\text{O}_5$  в  $\text{GdMn}_2\text{O}_5$  формируется однородная антиферромагнитная структура в  $\text{Mn}$  подсистеме с волновым



вектором  $q = (1/2, 0, 0)$ , и ферроэлектрическое упорядочение возникает при более низких температурах.

В недавно появившейся работе [5] сообщалось о наблюдении рекордно большой поляризации в  $\text{GdMn}_2\text{O}_5$ . В данной работе проводится исследование поляризации, диэлектрических свойств, магнитной динамики монокристаллов  $\text{GdMn}_2\text{O}_5$ . Так как ионы Gd сильно поглощают нейтроны, то нейтронные исследования магнитной структуры невозможны, а исследования магнитной динамики, дающие информацию о магнитных свойствах, становятся особенно актуальными. В работах по магнитной динамике [6, 7] изучался антиферромагнитный резонанс и магнитоэлектрические возбуждения в диапазоне частот 150–250 ГГц. В недавних исследованиях мультиферроиков  $\text{RMn}_2\text{O}_5$  была обнаружена низкочастотная магнитная динамика (30–50 ГГц), которая обусловлена мультиферроичными доменными границами (сверхрешетками) [8, 9].

Нами было подтверждено наличие большой электрической поляризации в  $\text{GdMn}_2\text{O}_5$ , ориентированной вдоль оси  $b$  кристалла. Обнаружено, что поляризация формируется в неоднородном внутреннем поле и приложение электрического поля уменьшает ее значение. Наблюдался характерный для ферроэлектрических переходов максимум диэлектрической проницаемости вблизи  $T_C$ , не имеющий частотной дисперсии. Особо отметим, что рекордно большая поляризация наблюдается в мультиферроике с однородной антиферромагнитной структурой. В  $\text{GdMn}_2\text{O}_5$  нами так же была обнаружена низкочастотная магнитная динамика (набор ферромагнитных резонансов), которая наблюдалась ранее в  $\text{RMn}_2\text{O}_5$  [8, 9]. Аналогично тому, как это интерпретировалось в этих работах, мы относим наблюдаемый набор ферромагнитных резонансов отдельным слоям сверхрешеток, формируемых в объеме  $\text{GdMn}_2\text{O}_5$  за счет процессов самоорганизации. Эти сверхрешетки занимают малый объем кристалла и, скорее всего, являются доменными стенками между мультиферроичными объемными доменами. Оказалось, что в целом ряде мультиферроиков, характеризующихся разной симметрией и объемными свойствами отдельных доменов, возникают универсальные доменные стенки с характерным спин — зарядовым расслоением при  $T < 40$  К. Мы предполагаем существование квантового топологического порядка в этих доменных стенках.

### Список литературы

1. Смоленский Г. А., Чупис И. Е. УФН 137, 415—448 (1982);
2. Kimura T., Goto T., Shintani H., Ishizaka K., Arima T., and Tokura Y., Nature (London) 426, 55 (2003);
3. Головенчиц Е.И., Морозов Н.В., Санина В.А., Сапожникова Л.М. ФТТ, 34, 108-114 (1992).;
4. Noda Y., Kimura H., Fukunaga M., Kobayashi S., Kagomiya I. and Kohn K., J. Phys.: Condens. Matter, 20, 434206 (2008);
5. Lee N., Vecchini C., Choi Y.J. et al., Phys. Rev. Lett. 110, 137203 (2013);
6. Головенчиц Е.И., Санина В.А., Письма в ЖЭТФ, 78, 88 (2003);
7. Golovenchits E. I. and Sanina V.A., J. Phys.:Cond. Matter, 16, 4325 (2004);
8. Golovenchits E.I., Sanina V.A., and Zalesskii V.G., JETPLett., 95, 386 (2012);
9. Sanina V.A., Golovenchits E. I., and Zalesskii V.G., J. Phys.:Cond. Matter, 24, 346002 (2012).

## Изучение характеристик магнитоупорядоченных веществ с помощью ЯМР при дополнительном воздействии импульсов магнитного поля

*Клехта Н. С.<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>СПбГПУ

<sup>2</sup>ФТИ

*Эл. почта: klekhta@mail.ru*

Действие импульсов магнитного поля на сигнал ЯМР в магнитных материалах можно рассматривать как метод исследования свойств вещества. Эффект подавления сигнала и его приложение для изучения магнитных параметров веществ был выявлен несколько десятков лет назад [1], а в последнее время был рассмотрен для ряда частных случаев [2–4].

Экспериментальные данные были получены на литий-цинковом феррите обогащенном изотопом Fe-57 до 85 %. Изучалось влияние видеопульсов магнитного поля на сигнал ЯМР (в виде спинового эха) при их различном временном положении относительно возбуждающих радиочастотных (РЧ) импульсов — при совпадении; при нахождении

между РЧ импульсами или между РЧ импульсом и сигналом спинового эха — и при различной поляриности.

Действие одиночного видеоимпульса приводило к подавлению эха. Сильнее всего сигнал ослаблялся при совпадении РЧ и видеоимпульсов, но в других расположениях импульса поля также наблюдался значительный эффект. При поступлении на образец двух импульсов они действовали на доменную границу образца таким образом, что в некоторых случаях наблюдалось нетривиальное явление восстановления эхо-сигнала [4].

Наиболее интересен случай, эксперимент с последовательностью с двумя видеоимпульсами магнитного поля, которые действуют на образец одновременно с возбуждающими РЧ импульсами в таком случае, ядерная спиновая система возбуждается в заранее заданной области. Доменная стенка смещается в одном или противоположных направлениях, уходя из положения равновесия. Если во время действия импульса на вещество подаются РЧ импульсы, они будут возбуждать ядерную спиновую систему в той части образца, которая соответствует этому новому положению. Только в том случае, когда импульс магнитного поля перекрывает интервал, на котором могут возникнуть полезные эхо-сигналы последние успевают сформироваться, и будут зарегистрированы. Было показано, что некоторые параметры материала могут быть извлечены из экспериментальных данных, как, например, оценки толщины стенки

Таким образом, наблюдение таких явлений представляет собой методику сканирования образца вблизи места расположения границы.

### **Список литературы**

1. L.A. Rassvetalov A.B. Levitski — *Sov. Solid State Phys.*, 23, 3354-3359 (1981);
2. G.I. Mamniashvili T.O. Gegechkori A. M. Akhalkatsi C.A. Gavasheli — *Low Temperature Physics*, 38, 466-472 (2012);
3. A. M. Akhalkatsi T.O. Gegechkori G. I. Mamniashviliet al. — *Physics of Metals and Metallography*, 105, 351-356 (2008);
4. Плешаков И. В., Клѣхта Н. С., Кузьмин Ю. И. — *Письма в ЖТФ*, 38, 18, 60 — 67 (2012).

## Квантовый стандарт частоты на атомах $^{133}\text{Cs}$ для спутниковой навигационной системы

Петров А. А.<sup>1</sup>, Давыдов В. В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>СПбГПУ

Эл. почта: alexandrpetrov.spb@yandex.ru

Развитие отечественной спутниковой навигационной системы (СНС) ГЛОНАСС имеет уже более чем 55-летнюю историю, начало которой положено, как чаще всего считают, запуском 4 октября 1957 года в Советском Союзе первого в истории человечества искусственного спутника Земли [1].

Спутниковые радионавигационные системы (СРНС) ГЛОНАСС со своими наземными и космическими дополнениями все активнее внедряются в различные сферы человеческой деятельности. Эти системы демонстрируют высокие точностные характеристики определения координат и скорости воздушных, космических, морских и наземных подвижных средств [2].

Одной из центральных проблем создания спутниковой системы, обеспечивающей беззапросные навигационные определения одновременно по нескольким спутникам, является проблема взаимной синхронизации спутниковых шкал времени с точностью до миллиардных долей секунды.

Решение задачи высокоточной синхронизации бортовых шкал времени потребовало установки на спутниках высокостабильных бортовых цезиевых и рубидиевых стандартов частоты и наземного водородного стандарта, а также создания наземных средств сличения шкал.

Для того чтобы квантовые стандарты частоты (КСЧ) на атомах цезия и рубидия успешно применялись в новых летательных аппаратах (ЛА), в которых идет постоянное ограничение по массе и размеру КСЧ с сохранением эксплуатационных характеристик, происходит постоянное усовершенствование имеющихся стандартов. Процесс модернизации включает в себя различные направления: изменение массы и размеров, используемых КСЧ, снижение ими энергопотребления, улучшение их метрологических характеристик [3].

В работе представлено одно из направлений модернизации КСЧ на атомах  $^{133}\text{Cs}$ , а именно отдельного блока — синтезатора частоты

с целью повышения точностных характеристик стандарта и увеличения его функциональных возможностей.

Новая конструкция цифрового синтезатора (генератора синусоидального сигнала управляемой частоты) создана с использованием метода прямого цифрового синтеза (DDS — Direct Digital Synthesis). Прямой цифровой синтез уникален своей цифровой определенностью — генерируемый им сигнал синтезируется со свойственной цифровым системам точностью. Частота, амплитуда и фаза сигнала в любой момент времени точно известна и подконтрольна.

Разработанная схема генератора синусоидального сигнала включает в себя несколько основных блоков. Блок «Загрузка данных» с помощью периферийного интерфейса передачи данных SPI (Serial Peripheral Interface) осуществляет загрузку кода частоты в последовательном режиме. Полученный код частоты попадает в «Блок модуляции». Устройство модуляции осуществляет мультиплексирование кода частоты из двух регистров на вход аккумулятора фазы сигналом  $F_m$ , являющимся меандром низкой частоты (15, 30 или 78 Гц). Аккумулятор фазы («Накопительный сумматор») формирует аргумент функции  $\text{Sin}(x)$ , который поступает на устройство «Функция  $\text{Sin}(x)$ », реализующее функцию  $\text{Sin}(x)$  с помощью таблицы синусов, заложенной в ПЗУ. На выходе этого блока формируется 10-разрядный цифровой код синуса, который далее поступает на ЦАП. В связи с применением 40-разрядного сумматора обеспечивается стабильная работа на заданной тактовой частоте 40 МГц. Кроме того, большая разрядность аккумулятора фазы и возможность модуляции, обеспечивают высокую точность выходной частоты.

По результатам исследований работы новой конструкции синтезатора частоты, было установлено, что появилась возможность с большей точностью получать различные частоты синусоидального сигнала с выхода синтезатора частоты. Разрешение по частоте и фазе увеличено более чем на два порядка. Реализована возможность цифрового управления частотой и фазой. Улучшены спектральные характеристики, подавление боковых амплитудных составляющих составило около — 60 дБ. Собранный новая конструкция синтезатора частоты обладает более низким энергопотреблением и меньшей массой, что очень важно для эксплуатации спутников.

### Список литературы

1. Решетнев М. Ф. Развитие спутниковых радионавигационных систем. Информационный бюллетень НТЦ «Интернавигация», №1, стр. 6-10, 1992;
2. Гужва Ю. Г., Геворкян А. Г., Басевич А. Б. и др. Глобальная навигационная спутниковая система ГЛОНАСС и роль РИРВ в ее создании и совершенствовании. Радионавигация и время, № 1–2, стр. 32 — 39, 1997;
3. Риле Ф. Стандарты частоты. Принципы и применения. М.: ФИЗМАТЛИТ, 511 стр., 2009.

## Расчет диаграмм состояния бинарных растворов эвтектического типа с промежуточными фазами переменного состава

Панов Г. А.<sup>1</sup>, Захаров М. А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>НовГУ

Эл. почта: [gennady.panov@novsu.ru](mailto:gennady.panov@novsu.ru)

Данная работа посвящена развитию нового направления в термодинамике растворов с химической связью, ее цель — разработка универсального метода расчета диаграмм состояния бинарных растворов эвтектического типа с промежуточной фазой переменного состава при наличии взаимной растворимости компонентов в твердом состоянии. В основе предлагаемого метода лежат нелинейные преобразования концентрационных переменных растворов [1], которые позволяют корректным образом сводить расчет диаграмм состояния указанного выше типа к цепочке диаграмм отдельных подсистем. Предлагаемый метод дает возможность простым геометрическим образом решить проблему учета возможной химической связи в растворе, приводящей к образованию устойчивого химического соединения. На основе предложенного метода в рамках обобщенной решеточной модели описана термодинамика в бинарных системах эвтектического типа с промежуточной фазой переменного состава и проведено сравнение с рядом диаграмм состояния реальных бинарных систем.

### Список литературы

1. Zakharov M.A. Thermodynamics of binary solutions of the eutectic type with intermediate phases of constant composition // Phys. Solid State Vol. 49, N 12, P. 2312-2317, 2007.

## **Влияние клеевой прослойки на величину магнитоэлектрического эффекта в двухслойной магнитострикционно-пьезоэлектрической структуре**

*Галичян Т. А.<sup>1</sup>, Филиппов Д. А.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>НовГУ

*Эл. почта: tigrangalichyan@yahoo.com*

Магнитострикционно-пьезоэлектрические структуры интересны тем, что в них, в результате механического взаимодействия магнитострикционной и пьезоэлектрических компонент, возникают эффекты, которые отсутствуют по отдельности и в магнитострикционной и пьезоэлектрической фазах. Одним из таких эффектов является магнитоэлектрический (МЭ) эффект, который заключается в возникновении напряжения на обкладках конденсатора, диэлектриком которого является магнитострикционно-пьезоэлектрический композит, при помещении его в магнитное поле. По сравнению с объемными композитами, величина МЭ эффекта в двухслойных магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах значительно больше, что позволяет рассматривать такие композиты как перспективные материалы для создания устройств на основе МЭ эффекта.

Теория МЭ эффекта в магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах, развита в работах [1–6]. На совместном решении уравнений эластодинамики и электростатики для магнитострикционной и пьезоэлектрической фаз получено дисперсионное соотношение и частотная зависимость МЭ эффекта с учетом условий на границе раздела. При этом клеевое соединения на границе раздела учитывался формально либо введением коэффициента связи между слоями [1–4], либо предполагалось, что связь идеальная и смещения пьезоэлектрической и магнитострикционной фаз одинаковы и не зависят по толщине слоя [5, 6]. Недавно в работе [7] построена теория МЭ эффекта в двухслойных структурах с учетом неоднородности смещений феррита и пьезоэлектрика по толщине слоев, однако в этой работе не учитывалась клеевая прослойка и связь между ферритом и пьезоэлектриком предполагалась идеальной.

В данной работе рассмотрено влияние межслоевой клеевой прослойки на величину МЭ эффекта в двухслойной магнитострикцион-

но-пьезоэлектрической структуре в виде пластинки. Получены выражения для дисперсионного соотношения и частотной зависимости МЭ эффекта для данной структуры с учетом межслоевой клеевой прослойки. На основании предельного перехода показано, что в случае, когда толщина клея стремится к нулю, эти выражения переходят в выражения для случая идеальной связи, ранее полученные в работе [7].

### **Список литературы**

1. Филиппов Д. А., Теория магнитоэлектрического эффекта в двухслойных ферромагнет — пьезоэлектрических структурах, Письма в ЖТФ, т. 30, №23, с. 24-31, 2004;
2. Филиппов Д. А., Теория магнитоэлектрического эффекта в двухслойных структурах на основе ферромагнетик — пьезоэлектрик, Известия вузов. Физика, №12, с. 3-6, 2004;
3. Филиппов Д. А., Теория магнитоэлектрического эффекта в гетерогенных структурах на основе ферромагнетик — пьезоэлектрик, ФТТ, т. 47, №6, с.1082-1084, 2005;
4. Filippov D. A., Laletsin U., Srinivasan G., Resonance magnetoelectric effects in magnetostrictive — piezoelectric three-layer structures, J. of Appl. Phys., v.102, p.093901, 2007;
5. Vopsaroiu M., Blackburn J., Cain M. G., A new recording read heat technology based on the magnetoelectric effect, J. of Phys. D: Appl. Phys., v. 40, p. 5027-5033, 2007;
6. Бичурин М. И., Петров В. М., Аверкин С. В., Филиппов А. В., Электромеханический резонанс в магнитоэлектрических слоистых структурах, ФТТ, т. 52, №10, с. 1975-1980, 2010;
7. Филиппов Д. А., Лалетин В. М., Galichyan T. A., Магнитоэлектрический эффект в двухслойной магнитоэлектрично — пьезоэлектрической структуре, ФТТ, т. 55, №9, с. 1728-1733, 2013.



## Влияние подслоя CrW на магнитные свойства тонких пленок FePt

Ганеев В. Р.<sup>1</sup>, Камзин А. С.<sup>2</sup>, Вей Ф. Л.<sup>3</sup>, Зарипова Л. Д.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>КФУ

<sup>2</sup>ФТИ

<sup>3</sup>Research Institute of Magnetic Materials, Lanzhou University, Lanzhou

Эл. почта: corvinuz@mail.ru

Упорядоченные FePt тонкие пленки, как известно, являются перспективным материалом для магнитной записи информации со сверхвысокой плотностью (МЗИСВП) потому, что пленки FePt могут обладать большой магнитной кристаллической анизотропией ( $K_u \sim 7 \times 10^7$  эрг/см<sup>3</sup>). Для “перпендикулярной” записи информации, необходимы тонкие пленки FePt гранецентрированной тетрагональной (ГЦТ) фазы с ориентацией намагниченности вдоль оси (001) и с малым размером гранул. В данной работе представлены результаты исследований магнитных многослойных структур (ММС) Fe<sub>55</sub>Pt<sub>45</sub>(20nm)/Pt(5nm)/Cr<sub>100-x</sub>W<sub>x</sub>(80 nm)/ стекло для МЗИСВП, полученных методом магнетронного распыления. Содержание W в подслое Cr<sub>100-x</sub>W<sub>x</sub> варьировалось от X = 0 до X = 25 ат.%. Добавление именно вольфрама в подслое из Cr может вызвать небольшое увеличение постоянной решетки bcc Cr, что благоприятствует формированию в FePt (001) текстуры из-за напряжений растяжения вдоль оси a. Подслое CrW и промежуточный слой из Pt были осаждены при температуре подложки 300 °С. Затем подложки с напыленными слоями CrW и Pt нагревались до 400 °С и осаждалась пленка FePt. Толщины магнитного слоя FePt, промежуточный слой Pt и подслоя CrW составляли 20, 5 и 80 нм соответственно, что контролировалось осцилляциями кварцевого генератора. Кристаллографическая структура пленок исследовалась с помощью рентгеновского дифрактометра (РД) с использованием CuK<sub>α</sub> излучения. Магнитометр с вибрирующим образцом (VSM) с максимальным значением внешнего поля 16 кЭ, использовался для измерений магнитных свойств пленок. Для исследований магнитной структуры и фазового состояния полученных ММС была использована МС с регистрацией конверсионных и Оже-электронов (КЭМС) на изотопе <sup>57</sup>Fe в геометрии обратного рассеяния. Экспериментальные данные указывают на то, что при концентрации W x = 15 ат.% в подслое Cr<sub>100-x</sub>W<sub>x</sub> формируется высокотекстурированная (001)

пленка FePt, удовлетворяющая требованиям, предъявляемая к материалам для магнитной записи информации со сверхвысокой плотностью.

## **Влияние имплантации ионов 3d-металлов (Fe, Ni) и последующей термической обработки на структурные и магнитные свойства диоксида титана**

*Вахитов И. Р.<sup>1</sup>, Валеев В. Ф.<sup>2</sup>, Дулов Е. Н.<sup>1</sup>, Лядов Н. М.<sup>2</sup>, Тагиров Л. Р.<sup>1</sup>, Хайбуллин Р. И.<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>КФУ

<sup>2</sup>КФТИ КазНЦ РАН

*Эл. почта: [ujay@mail.ru](mailto:ujay@mail.ru)*

Полупроводниковый диоксид титана (TiO<sub>2</sub>) с магнитной примесью 3d-элементов являются перспективным материалом для спинтроники. Образцы были получены имплантацией 40 кэВ ионов Fe<sup>+</sup> и Ni<sup>+</sup> с дозами  $(0.5 \div 1.5) \times 10^{17}$  ион/см<sup>2</sup> в монокристаллические (100)- или (001)-пластинки рутила (TiO<sub>2</sub>). Влияния дозы имплантации, ориентации и температуры (300 К или 900 К) облучаемых пластинок рутила, а также последующего термического отжига, на структурные и магнитные свойства образцов исследовались методами рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии, спектроскопии Резерфордского обратного рассеяния, Мессбауэровской спектроскопии и индукционной магнитометрии.

Рутил — тетрагональная модификация кристаллической структуры диоксида титана (TiO<sub>2</sub>). Рутил является широкощелевым полупроводником n-типа с шириной запрещенной зоны 3.0 эВ, прозрачным в оптическом диапазоне длин волн и диамагнетиком. Однако легирование полупроводникового рутила магнитными элементами группы железа обуславливает ферромагнетизм в данном материале, что открывает широкие перспективы его использования в спинтронике. Для получения образцов рутила с примесью железа в данной работе был использован метод ионной имплантации. В основе данного метода имплантации лежит процесс принудительного внедрения ускоренных до высоких

энергий ионов различных химических элементов в тонкий поверхностный слой твердотельной подложки.

SRIM (The Stopping and Range of Ions in Solids) расчеты показывают, что имплантированная примесь железа сосредоточена в поверхностном (~ 40 нм толщины) слое рутила, и концентрация примеси в максимуме функции распределения на глубине 20 нм достигает величины ~ 50 ат. %. Элементный анализ показывает наличие только внедренной примеси и структурообразующих элементов: титана и кислорода с пониженным содержанием последнего. Морфология поверхности образцов, в целом, является гладкой, без каких-либо новообразований, как после имплантации, так и после отжига.

Имплантация ионов железа при комнатной температуре подложки ведет к формированию в облученном слое (толщиной ~ 60 нм) магнитных наночастиц альфа-фазы металлического Fe, которые когерентно встраиваются в кристаллическую структуру рутила. Это обуславливает сначала суперпарамагнетизм при минимальной дозе, а затем, при максимальной дозе, сильный ферромагнетизм с 2-х или 4-х кратной магнитной кристаллографической анизотропией в плоскости (100)- и (001)-пластин  $\text{TiO}_2$ , соответственно.

Последующий высокотемпературный отжиг образцов подавляет ферромагнетизм. Большинство имплантированной примеси железа остается в облученном слое и основными фазами являются немагнитные наночастицы гематита  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ , которые доминируют в (100)- $\text{TiO}_2$ , а также парамагнитная фаза твердого раствор ионов  $\text{Fe}^{3+}$ , в основном, в (001)-пластинках  $\text{TiO}_2$ . В случае имплантации при повышенной температуре подложки 900 К в облученном слое (100)-пластин  $\text{TiO}_2$  формируется наноразмерная фаза магнетита  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ . Напротив, в случае “горячей” имплантации ионов железа в (001)-пластинку  $\text{TiO}_2$  значительная часть примеси диффундируют в объем облучаемой подложки, формируя твердый раствор ионов  $\text{Fe}^{2+,3+}$ , проявляющий слабый изотропный ферромагнитный отклик при комнатной температуре. Величина магнитной анизотропии также снижается с ростом температуры отжига, и ферромагнетизм исчезает при отжиге образцов на воздухе ( $T_{\text{отж.}} = 450 \text{ К}$ ) и в вакууме ( $T_{\text{отж.}} = 600 \text{ К}$ ), что связано с окислением (изменением валентного состояния) имплантированной примеси железа.

В случае имплантации ионов никеля при комнатной температуре подложки, в облученном слое формируются наночастицы металлической фазы Ni. Имплантированные ионами никеля образцы рутила проявляют суперпарамагнетизм при всех дозах ионной имплантации. Ферромагнетизм в образцах с примесью никеля возникает после термического отжига в вакууме. Аналогично образцам с примесью железа, исследуемые образцы проявляют 2-х или 4-х кратную магнитную кристаллографическую анизотропию в плоскости (100)- и (001)-пластин TiO<sub>2</sub>, соответственно.

Работа поддержана молодежной научно-инновационной программой «УМНИК».

## **Резонансное возбуждение интенсивных акустических волн в кристаллах при специальном выборе геометрии незеркального отражения**

*Бессонов Д. А.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>ИК РАН

*Эл. почта: dabessonov@gmail.com*

Современная кристаллоакустика разрабатывает новые принципы функционирования различных приборов и устройств, основанных на использовании ультра- и гиперзвука [1, 2]. Интенсивные пучки ультразвука широко применяются в технике, медицине, научном приборостроении и т. д. Обычно для преобразования таких пучков используется их отражение и преломление на границах раздела слоистых изотропных структур. Кристаллы открывают новые возможности преобразования пучков. Многие акустические эффекты возникают исключительно благодаря анизотропии среды [2, 3, 4].

В работе [5] предложен новый принцип резонансного концентрирования энергии в акустических волнах, полностью основанный на анизотропии кристаллов. Описано резонансное возбуждение интенсивной упругой волны с помощью незеркального отражения в кристалле специальной волны накачки, когда энергия из падающего пучка волны накачки попадает в приповерхностный узкий отраженный пучок. Вы-

бор плоскости и угла падения обусловлен требованием близости отраженной волны к собственной объемной моде с потоком энергии вдоль границы. При отражении падающего пучка ширины  $D_i$  один из двух отраженных пучков распространяется под малым углом  $\beta_r$  к поверхности, и потому сильно сужается до ширины  $d_r$ . Кристалл и геометрию распространения можно выбрать так, чтобы доля энергии  $\eta$ , попадающая в «сжатый» пучок из падающего, была преобладающей. Поэтому интенсивность узкого отраженного пучка может значительно превысить интенсивность волны накачки. Коэффициент  $K_{ex}$  усиления пучка, очевидно, оценивается величиной порядка  $\eta D_i/d_r = \eta \sin \beta_i / \sin \beta_r \gg 1$ .

Существенно, что речь идет о чисто анизотропном эффекте. Аналогичное сужение пучка в изотропных структурах вблизи угла полного внутреннего отражения ни к какому усилению его интенсивности не приводит: в этом случае доля  $\eta$  энергии в сужающемся пучке стремится к нулю по мере уменьшения его ширины.

В настоящей работе то же явление рассмотрено для двух новых геометрий незеркального отражения в гексагональных кристаллах. Для всех описанных случаев резонанса найдены его ключевые параметры и выявлены условия, при которых данный резонанс оказывается наиболее эффективным. Регулирование эффекта осуществляется выбором поверхности кристалла, направления распространения волнового поля и угла падения волны накачки. Однако эффективность резонанса в значительной степени зависит и от соотношения между модулями упругости кристалла. Оптимизация выбора кристаллов осуществлялась численными методами на основе известных данных [6] по упругим модулям для большого числа конкретных гексагональных кристаллов. Найдено значительное количество кристаллов, где в возбуждаемую интенсивную волну попадает свыше 70 % энергии из падающей волны накачки. В ряде случаев эта доля энергии  $\eta$  может приближаться к 100 %.

Интенсивность отраженного пучка увеличивается с его сужением, но по мере этого сужения, конечно, растет и его дифракционная расходимость. Тем не менее, при достаточно высоких частотах можно повысить интенсивность пучка в 5–10 раз, сохранив его расходимость на приемлемом уровне. При сжатии пучка в двух измерениях путем его двукратного отражения можно достичь усиления на два порядка.

### Список литературы

1. Александров К. С., Сорокин Б. П., Бурков С. И. Эффективные пьезоэлектрические кристаллы для акустоэлектроники, пьезотехники и сенсоров. Новосибирск, Наука, 2007;
2. Royer D., Dieulesaint E. Elastic Waves in Solids. I, II. Berlin, Springer, 2000;
3. Федоров Ф. И. Теория упругих волн в кристаллах. М., Наука, 1965;
4. Alshits V. I. In: Surface Waves in Anisotropic and Laminated Bodies and Defects Detection. Dordrecht. Eds. R.V. Goldstein, G.A. Maugin. Kluwer Academic, 2004;
5. Альшиц В. И., Бессонов Д. А., Любимов В. Н. Резонансное возбуждение интенсивных акустических волн в кристаллах// ЖЭТФ 143. № 6. 2013;
6. Landolt H. H., Börnstein R. Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaften und Technik. Neue Serie. III/11. Berlin, Ed. K. -H. Hellwege, Springer, 1979.

## Электрические свойства системы наночастиц иодида серебра, введенных в пористую матрицу опала

Лукин А. Е.<sup>1</sup>, Иванова Е. Н.<sup>1</sup>, Панькова С. В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ПсковГУ

Эл. почта: richardstone@yandex.ru

Среди разнообразных способов получения наноструктур большими возможностями обладает предложенный В. Н. Богомолковым [1, 2] метод диспергирования неорганических веществ в системе полостей и каналов регулярных пористых диэлектрических матриц (цеолитов, опалов и др.). Трёхмерная упорядоченная ГЦК структура исследованных в настоящей работе опаловых матриц [3] образована плотно упакованными шариками из оксида кремния с диаметрами ~ 200 нм. Вещество — «гость» (иодид серебра) вводилось в тетраэдрические и октаэдрические пустоты этой структуры из расплава при температуре 836 К. Температурная зависимость удельной проводимости исходной матрицы опала исследовалась на постоянном токе с помощью электрометра Keithley 6517В в динамическом режиме при изменении температуры со скоростью ~ 2 градуса в минуту. Проводимость  $G(T)$

и емкость  $C(T)$  полученных нами образцов нанокompозита AgI/опал при разных температурах измерялись также и на переменном токе частотой 1 кГц по параллельной схеме замещения RLC-измерителем E7-13. Частотные зависимости комплексной диэлектрической проницаемости  $\epsilon = \epsilon' - i\epsilon''$  в диапазоне частот от 100 Гц до 300 кГц исследовались с помощью моста полных проводимостей МПП 300. В качестве материала электродов использовался графит.

Полученные результаты показывают, что удельная проводимость образцов нанокompозита AgI/опал на несколько порядков величины превышает проводимость опаловой матрицы-«хозяина». В соответствии с данными работ [4–6] наблюдается гигантский рост действительной части диэлектрической проницаемости  $\epsilon'(T)$  нанокompозита AgI/опал на низких частотах в области «предплавления» малых частиц электролита. При этом температура плавления наночастиц иодида серебра в матрице опала существенно ниже, чем у «массивного» AgI. С другой стороны, температура перехода системы наночастиц иодида серебра в суперионное состояние, которую можно оценить по положению аномалий на кривых  $G(T)$  и  $C(T)$ , близка к соответствующей температуре «массивного» AgI (420 K), что согласуется с результатами работы [7], в которой нанокompозиционный иодид серебра был синтезирован внутри пор опала химическими методами.

Работа поддержана АБЦП «Развитие научного потенциала высшей школы» Министерства образования и науки Российской Федерации.

### **Список литературы**

1. Богомолов В. Н., УФН 124, 171 (1978);
2. V. N. Astratov, V. N. Bogomolov, A. A. Kaplyanskii, A. V. Prokofiev, L. A. Samoilovich, S. M. Samoilovich, Yu. A. Vlasov, *Il Nuovo Cimento* 17D, 1349 (1995);
3. Балакирев В. Г., Богомолов В. Н., Журавлёв В. В., Кумзеров Ю. А., Петрановский В. П., Романов С. Г., Самойлович Л. А., *Кристаллография* 38, 111 (1993);
4. S. V. Pan'kova, V. V. Poborchii, V. G. Solov'ev, *J. Phys.: Condens. Matter* 8, L203 (1996);
5. A. V. Fokin, Yu. A. Kumzerov, N. M. Okuneva, A. A. Naberezhnov, S. B. Vakhrushev, I. V. Golosovsky, A. I. Kurbakov, *Phys. Rev. Lett.* 89, 175503 (2002);

6. Соловьев В. Г., Ю. Кумзеров Ю. А., Ханин С. Д., Физика регулярных матричных композитов. Saarbrücken: LAMBERT Academic Publishing, 2011;
7. Вергентьев Т. Ю., Королева Е. Ю., Курдюков Д. А., Набережнов А. А., Филимонов А. В., ФТТ 55, 157 (2013).

## **Влияние акустических поперечных колебаний на контракцию тлеющего разряда**

*Фадеев С. А.<sup>1</sup>, Кашапов Н. Ф.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>КФУ

*Эл. почта: fadееv.sergei@mail.ru*

Лазер — одно из самых значимых изобретений двадцатого века. Характерные особенности CO<sub>2</sub>-лазеров (высокая выходная мощность; КПД, достигающий 20 %) обуславливают многообразие их применения: физические исследования, технологические процессы, локация и связь. Повышение мощности вкладываемой в активную среду CO<sub>2</sub>-лазера, ведет к сжатию положительного столба, контракции электрического разряда и полному прекращению лазерной генерации. Преодоление такого рода неустойчивости разряда представляет собой главную и наиболее трудную проблему при создании лазеров большой мощности [1]. При реализации акустических колебаний в разрядном промежутке можно интенсифицировать теплообмен, тем самым сократить время вывода тепла из разрядного объема, что позволит поднять плотность энерговыделения, а следовательно, и плотность энергосъема излучением.

В работе [2] предложен новый метод по борьбе с контракцией в газовом разряде азота при помощи звуковых волн направленных вдоль разряда. В [3] предложен способ получения инверсной населенности возбужденных состояний атомов в газовом разряде аргона акустической волной. Исследования разряда со звуком проводились при первой резонансной частоте продольных акустических колебаний.

Из теоретического анализа процессов, вызвавших расконтрагирование газового разряда звуковой волной, известно, что поскольку разрядный ток течет вдоль оси трубки, имеется температурный градиент по радиусу положительного столба. Профиль стоячей волны в такой



среде с неоднородным распределением температур зависит от профиля градиента температуры, поэтому из-за искривления фазовых плоскостей колебательная скорость в продольной акустической моде приобретает поперечную компоненту. При наличии неоднородности акустического поля возникает вихревое акустическое течение, которое усиливает процессы переноса по радиусу трубки. Это вызывает увеличение эффективной теплопроводности плазмы, что приводит к уменьшению температуры газа, повышению диффузионных потерь заряженных частиц на стенке и расконтрагированию положительного столба.

Таким образом, эффект расконтрагирования газового разряда звуковой волной можно усилить, возбудив акустические колебания с преобладающей поперечной компонентой скорости, тем самым увеличив интенсификацию теплообмена в радиальном направлении и, как следствие, повысив верхний порог энерговклада в разряд, при сохранении им диффузной формы, что приведет к увеличению мощности газового лазера. Этого можно достичь, возбуждая в электроразрядной камере поперечные акустические колебания. Продольная стоячая волна акустических колебаний характеризуется определенным расположением чередующихся максимумов (пучностей) и минимумов (узлов) амплитуды, тогда как в случае с поперечными акустическими колебаниями устанавливается картина одинаковая для каждого сечения электроразрядной камеры, где горит разряд, что способствует созданию однородного распределения возбужденного газа по длине трубки. Исследования, проведенные на экспериментальном стенде [4], подтверждают сделанные выводы.

### **Список литературы**

1. Kashapov N. F., Israfilov Z. K., Steadying the Instability of a Glowing Discharge in a Longitudinal Air Stream, *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, 3, 364-367, 1991;
2. Галечан Г. А., Акустические волны в плазмы, *УФН*, 12, 1357-1379, 1995;
3. Арамян А. Р., Галечян Г. А., Манукян Г. В., Газовый лазер управляемый акустической волной, *Акустический журнал*, 6, 895-899, 2008;
4. Фадеев С. А., Разработка вакуумной электроразрядной камеры-резонатора для газового лазера повышенной мощности, Низкотемпературная плазма в процессах нанесения функциональных покрытий: сборник статей IV Науч.-тех. конф., 150-154, 2013.

## Оптические и электрические свойства тонких плёнок ZnO, имплантированных ионами серебра

Лядов Н. М.<sup>1</sup>, Валеев В. Ф.<sup>1</sup>, Нуждин В. И.<sup>1</sup>, Файзрахманов И. А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>КФТИ

Эл. почта: [nik061287@mail.ru](mailto:nik061287@mail.ru)

Ионная имплантация, как способ синтеза наночастиц в приповерхностной области широкозонных полупроводниковых матриц, занимает особое место, поскольку позволяет формировать слои практически любой композиции. Такие слои проявляют интересные и практически важные физико-химические свойства. В данной работе представлены результаты по синтезу наночастиц серебра в матрице ZnO методом ионной имплантации, а так же приведены результаты исследования оптических и электрических свойств.

Плёнки ZnO толщиной 250 нм осаждались на подложки SiO<sub>2</sub> методом ионного распыления мишени из цинка (99,99 %) в атмосфере кислорода. Имплантация проводилась на ионно-лучевом ускорителе ИЛУ-3 ионами Ag<sup>+</sup> с энергией 30 кэВ в интервале доз 10<sup>16</sup> ÷ 10<sup>17</sup> ион/см<sup>2</sup> при комнатной температуре подложки. Анализ микроструктуры, толщины и элементного состава тонких плёнок ZnO проводился на сканирующем электронном микроскопе с элементным анализатором. Оптические измерения проводились на двухлучевом спектрофотометре в области длин волн 200–800 нм. Для измерения электрических параметров использовался стандартный четырёхконтактный метод. Термический отжиг в условиях вакуума осуществлялся в температурном интервале от 500 до 850 °С.

Установлено, что имплантация ионами серебра пленок ZnO в указанном выше интервале доз ведёт к формированию наночастиц серебра, которые дают характерную полосу плазмонного резонансного поглощения (ППР) с максимумом ~ 500 нм. Однако, как положение, так и интенсивность этой полосы поглощения немонотонно зависят от дозы имплантации: в начале, с ростом дозы имплантации интенсивность ППР поглощения увеличивается, а положение максимума сдви-

гается в длинноволновую область. Это свидетельствует об увеличении среднего размера металлических наночастиц (МН) серебра. Однако при дозах имплантации серебра выше  $5 \times 10^{16}$  ион/см<sup>2</sup> наблюдается обратная дозовая зависимость интенсивности и положения ППП поглощения. При дозе имплантации  $10^{17}$  ион/см<sup>2</sup> основная часть пленки ZnO распыляется и наночастицы серебра начинают формироваться в матрице SiO<sub>2</sub>. Чтобы понять причину наблюдаемой в эксперименте немонотонной зависимости интенсивности и положения ППП поглощения наночастиц серебра были выполнены расчеты профилей распределения имплантированных атомов серебра по глубине в ZnO с использованием программы TRIM-8 с учетом эффекта ионного распыления. При этом считалось, что коэффициент распыления также является функцией дозы имплантации, поскольку элементный и фазовый состав имплантируемого слоя существенно меняется, а это не может не привести к изменению коэффициента распыления в ту или иную сторону (в нашем случае — к его увеличению). Из них следует, что большая величина коэффициента распыления оксида цинка (4,5÷5 ат./ион) существенно ограничивает максимальную концентрацию внедряемой примеси серебра. Этим объясняется относительно невысокая интенсивность ППП поглощения, которую проявляют образцы ZnO по сравнению, например, с образцами SiO<sub>2</sub>, имплантированными аналогичными дозами ионов серебра, а дозовая зависимость коэффициента распыления имплантируемого слоя приводит к наблюдаемой немонотонности.

Уширенные линии ППП поглощения наночастиц серебра в матрице ZnO по сравнению, например, с матрицей SiO<sub>2</sub> можно объяснить тем, что формируются наночастицы серебра с большим содержанием примесных атомов цинка, поскольку равновесная растворимость Zn в Ag составляет 20 ат. %. Это приводит к рассеянию электронов проводимости наночастиц серебра на примесных атомах, тем самым уменьшая время релаксации электронов проводимости МН.

Измерения электрических свойств с временным интервалом в 12 месяцев показали наличие стабильной дырочной проводимости в ZnO, имплантированной ионами серебра с дозой  $2,5 \times 10^{16}$  ион/см<sup>2</sup>. Отжиг в условиях вакуума во всем интервале температур приводит к полному испарению плёнки ZnO и модифицированного слоя.

Работа выполнена при поддержке молодёжной инновационной программы «У.М.Н.И.К.».

## Релаксация горячих носителей в нанокристаллах кремния

*Герт А. В.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>ФТИ

*Эл. почта: anton.gert@mail.ioffe.ru*

Интенсивные исследования оптических свойств нанокристаллов кремния вызваны возможностью создания на их основе оптоэлектронных приборов и использования таких кристаллов в фотовольтаике и медицине. Начало этим исследованиям было положено обнаружением эффективной фотолюминесценции пористого кремния при комнатной температуре в видимом диапазоне спектра, сделанным L. T. Canham в 1990 г. [1].

В одной из первых работ, где предпринимались попытки объяснения этого явления в пористом кремнии, была предложена модель экситона, автолокализованного на границе нанокристалл-матрица [2]. Эта модель была выдвинута благодаря двум фактам: наличию большого стоксовского сдвига (1 эВ), между пороговой энергией кванта поглощения и энергией кванта излучения для нанокристаллов размером  $< 1.5$  нм и отсутствию голубого сдвига в люминесценции нанокристаллов, покрытых окислом, с диаметрами  $< 2.1$  нм. Недавно экспериментальные данные, полученные методом фемтосекундной двулучевой спектроскопии, показали, что ключевую роль в динамике «горячих» экситонов при фотовозбуждении нанокристаллов кремния играет захват в метастабильное автолокализованное состояние (STE состояние) [3].

В данном докладе представлена теоретическая модель автолокализованного экситона и рассматриваются процессы захвата экситона из нанокристалла в автолокализованное состояние и обратного выброса, процессы многофонной и излучательной рекомбинации непосредственно автолокализованного экситона. Теоретическая модель основана на одномодовой модели Huang and Rhys, где в качестве этой моды рассматриваются колебания атомов кислорода на поверхности нанокристалла. Сравнение с экспериментальными данными позволило определить энергию электрон-фононной связи и энергетическое положение STE состояния. Проведены численные оценки отношения вероятности излучательной и многофонной рекомбинации автолока-

лизованного экситона. Рассчитаны вероятности туннельного перехода экситона из автолокализованного состояния в нанокристалл при комнатной и азотной температурах для нанокристаллов кремния различного размера. Получен спектр излучения автолокализованного экситона, лежащий в инфракрасной области [4].

Также на основе созданной модели рассмотрена релаксация горячих носителей в нанокристалле за времена порядка 10 пикосекунд и показана возможность быстрого возникновения широкого спектра оптического излучения. В докладе полученные результаты сравниваются с экспериментом.

### Список литературы

1. L.T. Canham, Appl. Phys. Lett. 57, 1046 (1990);
2. F. Koch, V. Petrova-Koch and T. Muschik, J. Luminesc. 57, 271 (1993);
3. W. D. A. M. de Boer, D. Timmerman, et al., Phys. Rev. B 85, 161409 (2012);
4. А.В. Герт, И.Н. Ясиевич, Письма в ЖЭТФ 97, 93 (2013).

## Оптическое манипулирование Бесселевыми лучами полупроводниковых лазеров

*Соболева К. К.<sup>1,2</sup>, Соколовский Г. С.<sup>2</sup>, Лосев С. Н.<sup>2</sup>, Дюделев В. В.<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>СПбГПУ

<sup>2</sup>ФТИ

*Эл. почта: ksenyz@gmail.com*

Возможность удержания микрочастиц при помощи лазерного луча объясняется силами, возникающими как следствие закона сохранения импульса при их взаимодействии со светом. Для надежного захвата микрочастицы в луче должна быть высокая плотности мощности. Таким образом, чтобы захватить микрочастицу в оптическую ловушку, необходимо остро фокусировать лазерное излучение, что в следствие дифракции, сильно ограничивает рабочую область. Однако, как было показано в работах Дурнина, Зельдовича и МакЛеода [1-3], существует особый класс Бесселевых пучков, свободный от дифракции. Данные пучки получаются за счет интерференции конически сходящихся

лучей света. Получаемая таким образом интерференционная картина представляет собой яркое пятно, окруженное концентрическими кольцами. Распределение интенсивности при этом описывается функцией Бесселя первого рода.

На практике Бесселевы пучки получаются в результате интерференции сходящихся лучей, возникающих при прохождении сколлимированного Гауссова пучка через коническую линзу — аксикон. Диаметр центрального пятна определяется углом аксикона и может иметь величину порядка длины волны излучения. Практически получаемые Бесселевы пучки имеют конечную длину распространения, которая зависит от диаметра поперечного сечения исходного сколлимированного пучка.

До недавнего времени считалось, что получение Бесселевых пучков возможно только от высококогерентных источников света, таких как газовые и твердотельные лазеры, однако в последние годы опубликован ряд работ, в которых показана возможность получения Бесселевых пучков от полупроводниковых лазеров и даже светодиодов [4, 5].

Мы исследовали влияние расходимости образующего квази-Гауссова луча с высоким параметром распространения  $M^2$ , характерным для полупроводниковых лазеров, на размер центрального пятна полученного Бесселевого луча и на его длину распространения. А также продемонстрировали, что технологически неизбежное скругление вершины аксикона ведет к значительному увеличению поперечного размера центрального пятна Бесселева луча вблизи аксикона [6].

Мы экспериментально доказали возможность оптического захвата и манипуляции микроскопическими биологическими объектами при помощи оптического пинцета на основе Бесселевых лучей, полученных от полупроводникового лазера.

Целью нашей работы является создание недорогих и компактных оптических пинцетов, на основе которых можно будет создать лабораторию на чипе — миниатюрный прибор, позволяющий осуществлять многостадийные химические процессы. Основные преимущества такого прибора — портативность, простота использования, точность и высокая скорость проведения анализа и малое количество образцов, необходимых для получения результата.

**Список литературы**

1. Durnin J., Exact solutions for nondiffracting beams. I. The scalar theory, *J. Opt. Soc. Am.*, A 4, 651-654, 1987;
2. Зельдович Б.Я, Пилипецкий Н.Ф., *Известия ВУЗов, Радиофизика*, т.9 (1), 95-101, 1966;
3. McLeod J. H., The Axicon: A New Type of Optical Element, *J. Opt. Soc. Am.*, 44, 592-597, 1954;
4. Соколовский Г. С., Дюделев В. В., Лосев С. Н. и др., Получение пространственно-инвариантных световых пучков при помощи полупроводниковых источников излучения, *Письма в ЖТФ*, т.34(24), 75-82, 2008;
5. Соколовский Г. С., Дюделев В. В., Лосев С. Н. и др., Исследование пространственно-инвариантных пучков, полученных от полупроводниковых лазеров с широким полоском с торцевым выводом излучения, *Письма в ЖТФ*, т.36(1), 22-30, 2010;
6. Соколовский Г. С., Дюделев В. В., Лосев С. Н., Бутукс М., Соболева К. К., Соболев А. И., Дерягин А. Г., Кучинский В. И., Сиббет В., Рафаилов Э. У., Влияние характеристик аксикона и параметра качества пучка M2 на формирование бесселевых пучков излучения полупроводниковых лазеров, *Квантовая электроника*, 43 (5), 423–427, 2013.

<b>Астрономия и астрофизика</b>	<b>3</b>
Диффузия и кулоновское разделение ионов в плотном веществе <i>Безногов М. В., Яковлев Д. Г.</i> .....	3
Определение природы жёстких рентгеновских источников из обзоров всего неба обсерваториями ИНТЕГРАЛ и Swift <i>Миронов А. И., Лутовинов А. А., Буренин Р. А., Ревнивцев М. Г., Цыганков С. С., Павлинский М. Н., Коробцев И. В., Еселевич М. В.</i> .....	5
Релятивистские солитоны в пульсарных туманностях <i>Петров А. Е., Быков А. М.</i> .....	8
NZ Ser: результаты анализа фотометрической активности за 25 лет <i>Барсунова О. Ю., Гринин В. П., Мельников С., Катышева Н. А., Шугаров С. Ю.</i> ...	9
Орбитальные резонансы в экзопланетных системах <i>Попова Е. А., Шевченко И. И.</i> .....	10
Моделирование источников нетеплового излучения в областях активного звёздообразования <i>Гладилин П. Е., Быков А. М., Осипов С. М.</i> .....	11
Распределение яркости и поляризации жесткого рентгеновского излучения вдоль вспышечных петель на Солнце <i>Шабалин А. Н., Чариков Ю. Е., Кудрявцев И. В.</i> .....	13
Жесткое рентгеновское излучение и эволюция энергетического распределения ускоренных во время солнечных вспышек электронов <i>Моторина Г. Г., Кудрявцев И. В., Лазутков В. П., Савченко М. И., Скородумов Д. В., Чариков Ю. Е.</i> .....	15
Крупномасштабная асимметрия изображений протопланетных дисков, вызванная движением маломассивных объектов <i>Демидова Т. В., Гринин В. П.</i> .....	16
Теория динамических приливов и ее применение к солнцеподобным звездам <i>Чернов С. В., Иванов П. Б., Papaloizou J.C.V.</i> .....	17
Сверхтекучие g-моды в нейтронных звездах <i>Доммес В. А., Гусаков М. Е., Кантор Е. М.</i> .....	18
Скопление галактик в поле гамма-всплеска GRB021004 <i>Соколов И. В.</i> .....	19
Нейтронное энерговыделение при куперовском спаривании в смесях сверхтекучих Ферми-жидкостей в нейтронных звёздах <i>Мельников М. А., Гусаков М. Е.</i> .....	20



Методика определения размеров кратеров на поверхностях безатмосферных тел Солнечной системы <i>Клянчин А. И., Прокофьева-Михайловская В. В.</i> .....	21
Информационная система для прогнозирования солнечных вспышек <i>Шендрик А. В., Курочкин Е. А., Тохчукова С. Х., Богод В. М., Петерова Н. Г.</i> .....	22
Использование широкодиапазонных облучателей для наблюдений Солнца на РАТАН-600 <i>Курочкин Е. А., Коржавин А. Н., Богод В. М., Тохчукова С. Х., Шендрик А. В.</i> .....	24
Функция светимости активных галактик типа NLS по данным обзора SDSS DR 7 <i>Ермаш А. А., Комберг Б. В.</i> .....	26
Определение свойств аккреционного потока у поверхности белого карлика в промежуточных полярах по переменной их оптической яркости <i>Семена А. Н.</i> .....	27
Длительные периоды аномальной активности Солнца <i>Люзнова А. В., Блинов А. В.</i> .....	28
Численное моделирование светоиндуцированного дрейфа в облаке межзвездного газа <i>Соболев А. И.</i> .....	31

## **Атомная физика и физика элементарных частиц 32**

---

Аномальное поведение показателя преломления нейтрона в идеальном кристалле вблизи брэгговского резонанса <i>Ласица М. В., Е.О. Вежлев, Ю.П. Брагинец, С.Ю. Семенихин, И.А. Кузнецов, В. В. Федоров, В.В. Воронин</i> .....	32
Теоретическое исследование эффектов нарушения Р и Т в твёрдых телах <i>Скрипников Л. В.</i> .....	33
Вычисление спектров и поляризуемостей ионов изоэлектронной серии атома магния <i>Коновалова Е. А., Козлов М. Г., Сафронова М. С.</i> .....	35
К поиску эффектов нарушения Р,Т-четности в атоме Tl и молекуле RaF <i>Кудашов А. Д., Скрипников Л. В., Петров А. Н., Титов А. В.</i> .....	36
Перезарядка при холодных столкновениях атомов рутидия с ионами кальция и иттербия <i>Яковлева С. А., Беляев А. К., Бучаченко А. А.</i> .....	38

Низкочастотная динамика коротких пептидов <i>Вашченко В. Э., Федосеев А. И., Савватеева-Попова Е. В., Лушников С. Г., Хавинсон В. Х.</i> .....	39
Неинвазивный спекл-датчик скорости крови в микроциркуляторном русле <i>Лукашова О. Ф.</i> .....	40
2Н ЯМР исследования кристаллов лизоцима тетрагональной модификации <i>Пивоварова Ю. В., Лушников С. Г., Залар Боштиан</i> .....	43
Изучение влияния холестерина на механические свойства кровяных клеток K562 <i>Няшаев И. А., Чубинский-Надеждин В. И., Анкудинов А. В.</i> .....	45
Образование межмолекулярных сшивок производными актиноцина при взаимодействии с ДНК в условиях полуразбавленных растворов <i>Осинникова Д. Н., Морошкина Е. Б.</i> .....	47
Модель взаимодействия ДНК с потенциальными противоопухолевыми соединениями на основе рутения, содержащими биологически активные лиганды <i>Коженков П. В., Бакулев В. М., Турел И., Касьяненко Н. А.</i> .....	49
Взаимодействие молекулы ДНК с цис- и транс-изомерами светочувствительного катионного ПАВ <i>Унксов И. Н., Касьяненко Н. А.</i> .....	52
Исследование воздействия излучения диапазона 0,05–1,2 ТГц на мембранный потенциал митохондрий, проницаемость клеточной мембраны и функциональную активность клеток <i>Несговорова Ю. С., Дука (Цуркан) М. В., Кудрявцев И. В., Серебрякова М. К., Назарова И. В., Трулёв А. С., Смолянская О. А., Беспалов В. Г., Полевщиков А. В.</i> .....	54
Оценка безопасности использования терагерцового излучения диапазона 0,05–1,2 ТГц в медицинских целях путем исследования влияния на лимфоциты человека <i>Снегова А. М., Дука (Цуркан) М. В., Серебрякова М. К., Кудрявцев И. В., Трулев А. С., Смолянская О. А., Полевщиков А. В.</i> .....	56
Изучение многокомпонентных систем ДНК- металлокомплексы с фталоцианинами — ПАВ <i>Алексеев Г. В., Касьяненко Н. А.</i> .....	58

Разработки и тестирование специализированной системы ввода пробы для масс-спектрометрической диагностики инфицированности человека <i>Helicobacter pylori</i> <i>Шешеня Е. С., Блащенко Н. М., Галль Н. Р.</i> .....	60
Формирование тубулярных структур из мембраны клеток человека с помощью установки «Лазерный пинцет» <i>Ведяйкин А. Д., Морозова Н. Е., Сабанцев А. В., Побегалов Г. Е., Арсениев А. Н.</i>	61
Изучение взаимодействия наночастиц серебра и алюминия с молекулой ДНК в водно-солевом растворе <i>Варшавский М. С., Белых Р. А., Волков И. Л., Касьяненко Н. А.</i> .....	64
Кристаллизация и рентгеноструктурный анализ белка — антитела к вирусу бешенства <i>Елисеев И. Е., Юденко А. Н., Дубина М. В.</i> .....	65
Исследование конформационных перестроек молекулы белка Hsp70 методом малоуглового рентгеновского рассеяния <i>Юденко А. Н., Елисеев И. Е., Уклеев В. А., Ищенко А. М., Дубина М. В.</i> .....	68
Разработка микрооптомеханического датчика для контроля внутричерепного давления <i>Лютецкий Н. А.</i> .....	70

## Наноструктурированные и тонкопленочные материалы

72

Изучение и моделирование электропроводности композитных материалов, полученных на основе полипропилена и технического углерода <i>Степанюшина А. С., Москалюк О. А., Цобкалло Е. С., Юдин В. Е., Алешин А. Н.</i> ..	72
Совершенствование методики исследования автоэмиссионных свойств наноструктурированных материалов <i>Филиппов С. В., Попов Е. О., Колосько А. Г., Романов П. А.</i> .....	74
Дифракционные методы анализа ферромагнитных пленок с неоднородным распределением намагниченности <i>Татарский Д. А., Рогов В. В., Петренко А. В., Удалов О. Г., Гусев Н. С., Гусев С. А., Никитенко Ю. В., Фраерман А. А.</i> .....	77
Исследование влияния постоянного магнитного поля на процессы агрегации в коллоидных растворах магнетита <i>Гареев К. Г., Кононова И. Е., Мошников В. А., Налимова С. С.</i> .....	79
Формирование и исследование мембран на основе $\text{por-Al}_2\text{O}_3$ <i>Шиманова В. В., Муратова Е. Н.</i> .....	81

Особенности структуры и гальваномагнитных свойств пленок висмута, полученных в сверхвысоком вакууме <i>Крушельницкий А. Н.</i> .....	82
Влияние коллоидных наночастиц золота на флуоресценцию молекул озона в полимере и на поверхности силикагеля С-80 <i>Цибульникова А. В., Тихомирова Н. С., Слежкин В. А., Брюханов В. В.</i> .....	85
Диэлектрические свойства алмазоподобных пленок, выращенных ионно-плазменным методом <i>Долгинцев Д. М., Броздниченко А. Н., Кастро Р. А.</i> .....	87
Сравнение методик постростовой обработки плёнок ZnO:V, выращенных методом газофазной эпитаксии <i>Семерухин М. Ю., Кукин А. В., Терукова Е. Е., Аблаев Г. М., Теруков Е. И.</i> .....	88
Влияние наночастиц серебра, полученных боргидридным методом на люминесценцию молекул люминофоров в пленках ПВС и на поверхности мезопористого кремнезема <i>Тихомирова Н. С., Цибульникова А. В., Слежкин В. А., Брюханов В. В.</i> .....	91
Дифракционные решётки на основе nanoостровковой плёнки серебра <i>Червинский С. Д., Шустова О. В., Журихина В. В., Липовский А. А.</i> .....	92
Исследование наночастиц серебра, формируемых в приповерхностной области стекла и на его поверхности <i>Редута И. В., Капралов Н. В., Червинский С. Д., Липовский А. А.</i> .....	94
Получение новых тонкопленочных электрокалорических наноматериалов не содержащих свинец методом золь-гель <i>Абрашова Е. В., Кононова (Грачева) И. Е., Мошников В. А., Фоминых А. К.</i> .....	96
Нанооболочки на основе соединений кадмий-ртуть-теллур <i>Мутилин С. В., Соотс Р. А., Воробьев А. Б., Икусов Д. Г., Михайлов Н. Н., Принц В. Я.</i> .....	98
Формирование силицидов марганца на поверхности кремния <i>Гребенюк Г. С., Пронин И. И.</i> .....	101
Модификация аморфного углерода магнитными наночастицами: корреляция между наноструктурой углеродной матрицы и электромагнитными свойствами <i>Чекулаев М. С., Ястребов С. Г., Иванов-Омский В. И., Звонарева Т. К., Сиклицкая А. В.</i> .....	103
Определение структуры углеродных нанотрубок рентгенографическими методами <i>Логинов Д. В., Алешина Л. А., Макарова А. Н.</i> .....	104
Исследование проводимости одиночных плёнок оксидированного графена, восстановленного в потоке молекулярного водорода <i>Севярюк В. А., Брунков П. Н., Дидейкин А. Т., Конников С. Г.</i> .....	105

Анализ структуры зерен микрокристаллического кремния в матрице смектического типа на основе методики малоуглового рассеяния рентгеновских лучей	
<i>Шарков М. Д., Бойко М. Е., Бойко А. М., Белякова Н. С., Конников С. Г.</i>	107
Исследование гидрозолей дезагломерированных частиц детонационных наноалмазов методом атомно-силовой микроскопии	
<i>Дергачев А. И., Брунков П. Н.</i>	110
Исследование свойств коллоидных квантовых точек CdSe, синтезированных в водных и органических средах	
<i>Михайлов И. И., Романовский Д. С., Панченко А. Е., Тарасов С. А., Матюшкин Л. Б., Мазинг Д. С., Александрова О. А., Мошников В. А.</i>	112
Структура наноалмазов, полученных методом лазерного ударно-волнового синтеза	
<i>Шестаков М. С., Байдакова М. В., Кукушкина Ю. А., Ситникова А. А., Яговкина М. А., Кириленко Д. А., Соколов В. В., Швидченко А. В., Вуль А. Я., Zousman V., Levinson O.</i>	114
Комплексное изучение полимерных композитов с углеродными наполнителями	
<i>Фроня М. А., Алексеева С. И., Викторова И. В.</i>	116
Многофункциональные нанокompозитные частицы $\text{SiO}_2/\text{Gd}_2\text{O}_3:\text{Eu}^{3+}$ для систем комплексной диагностики и адресного лечения рака	
<i>Еуров Д. А., Курдюков Д. А., Медведев А. В., Кириленко Д. А., Нашекин А. В., Голубев В. Г.</i>	118
Получение коллоидных квантовых точек селенида кадмия в водной среде	
<i>Мазинг Д. С., Матюшкин Л. Б.</i>	120
Нелинейный диэлектрический отклик в сегнетоэлектрических пленках бетаинфосфита	
<i>Свинарев Ф. Б., Балашова Е. В., Кричевцов Б. Б., Юрко Е. И.</i>	122
Экспериментальное исследование диффузии атомов галлия по кристаллографическим плоскостям (0001) и (11-20) GaN в условиях МОГФЭ	
<i>Рожавская М. М., Лундин В. В., Трошков С. И.</i>	124
Синтез GaN ННК на подложках сапфира методом МОГФЭ через нанопленку титана с рекордной скоростью	
<i>Рожавская М. М., Лундин В. В., Лундина Е. Ю., Трошков С. И.</i>	127
Монослойные пленки оксида графена на поверхности кремния	
<i>Кудашова Ю. В., Алексенский А. Е., Брунков П. Н., Дидейкин А. Т., Кириленко Д. А., Саксеев Д. А., Севрюк В. А., Шестаков М. С.</i>	129

Ближнее поле вблизи золотой конической наноантенны <i>Рогов А. М., Харинцев С. С.</i> .....	132
Резонансы в сетях из случайных комплексных импедансов <i>Олехно Н. А., Бельтюков Я. М., Паршин Д. А.</i> .....	133
Динамика фотоиндуцированного поглощения света в кристаллах силиката висмута <i>Худякова Е. С., Кистенева М. Г., Шандаров С. М., Толстик А. Л., Корниенко Т. А.</i> ...	135
Разработка сенсора датчика формы пульсовой волны <i>Рахманин С. П.</i> .....	137
О возможности оптимизации метода обнаружения элемента по эмиссионным спектрам <i>Пермякова Е. С., Толмачев Ю. А., Немец В. М., Щеулин А. С.</i> .....	139
Применение метода ортогонального светорассеяния для решения задач биомолекулярной электроники <i>Непомящая Э. К., Величко Е. Н.</i> .....	141
Варианты управления световыми импульсами в условиях двойного радио-оптического резонанса <i>Тимофеев А. С., Трошин А. С.</i> .....	144
Неупругие сечения при низкоэнергетических Mg+H столкновениях <i>Родионов Д. С., Беляев А. К., Барклем П. С., Гиту М., Спилфидель А., Фотриер Н.</i> ..	146
Филаментация ультракоротких лазерных импульсов в воздухе при внесении фазовой модуляции волнового фронта <i>Мокроусова Д. В., Ионин А. А., Ирошников Н. Г., Ларичев А. В., Селезнев Л. В., Синицин Д. В., Сунчугашева Е. С.</i> .....	149
Выявление структурных особенностей стеарата серебра методом диэлектрической спектроскопии <i>Смирнов А. П., Горяев М. А., Кастро Р. А.</i> .....	150
Изготовление оптических антенн для локально усиленной рамановской спектроскопии методом адаптивного электрохимического травления <i>Васильченко В. Е., Харинцев Сергей Сергеевич, Салахов Мяззюм Халимуллович</i> ..	153
Калиевоалюмооборотные стекла с нанокристаллами CuCl — новый многофункциональный оптический материал <i>Ширишев П. С., Бабкина А. Н., Сидоров А. И., Цехомский В. А., Никоноров Н. В., Голубков В. В.</i> .....	154

Фемтосекундная спектроскопия оптического эффекта Керра при многоимпульсном возбуждении <i>Жарков Д. К., Шмелёв А. Г., Никифоров В. Г., Лобков В. С.</i> .....	157
Резонансные брэгговские структуры на основе системы квантовых ям InGaN в GaN <i>Большаков А. С., Чалдышев В. В., Заварин Е. Е., Сахаров А. В., Лундин В. В., Цацульников А. Ф.</i> .....	158
Динамическая дифракция света в одномерных фотонных кристаллах с синусоидальным профилем диэлектрической проницаемости <i>Романенко К. О.</i> .....	160
Отражение света от брэгговской решетки и хаотических массивов металлических нановключений As и AsSb в матрице AlGaAs <i>Ушанов В. И., Чалдышев В. В., Преображенский В. В., Путято М. А., Семягин Б. Р.</i> 162	
Линейный электрооптический эффект в одномерных фотонных кристаллах <i>Драгинда Ю. А., Палто С. П., Юдин С. Г., Лазарев В. В.</i> .....	163

## Оптоэлектронные приборы 165

---

Многоуровневая генерация и р-легирование в полупроводниковых лазерах с квантовыми точками InAs/InGaAs <i>Корнев В. В., Савельев А. В., Жуков А. Е., Максимов М. В., Омельченко А. В., Шерняков Ю. М.</i> .....	165
Разработка технологии получения слоев соединений $A^3B^5$ с изменяющейся шириной запрещенной зоны для использования их в фотоэлектрических преобразователях <i>Свистунов А. Н., Левин Р. В.</i> .....	167
Разработка технологии изготовления гетероструктур для приемников лазерного излучения <i>Маричев А. Е., Хвостиков В. П.</i> .....	168
Пространственная и спектральная селекция мод фазированной линейки инжекционных лазеров с помощью объёмной Брэгговской решетки <i>Паюсов А. С., Гордеев Н. Ю., Задиранов Ю. М., Максимов М. В.</i> .....	169
Разработка мощных полупроводниковых лазеров для прямого применения в обработке материалов <i>Веселов Д. А., Николаев Д. Н., Шашкин И. С., Пихтин Н. А., Слипченко С. О., Тарасов И. С.</i> .....	171

Влияние добавления сверхрешеток на процессы люминесценции в нитридных наногетероструктурах <i>Менькович Е. А., Тарасов С. А., Юргин П. А., Suihkonen S., Svensk O., Riuttanen L., Nukänen H.</i> .....	173
Одномодовые температурно-стабильные вертикально-излучающие лазеры спектрального диапазона 850 нм <i>Назарук Д. Е., Павлов М. М., Малеев Н. А., Бобров М. А., Блохин С. А.</i> .....	175
Детектирование излучения полупроводниковых лазеров методом атомно-силовой микроскопии <i>Алексеев П. А., Дунаевский М. С., Монахов А. М., Баранов А., Титков А. Н.</i> .....	177
Двухполосные светодиоды на основе наногетероструктур с глубокой квантовой ямой $\text{AlSb/InAs}_{(1-x)}\text{Sb}_x/\text{AlSb}$ , работающие при комнатной температуре в спектральном диапазоне 1,6–2,2 мкм <i>Слободжанюк С. И., Данилов Л. В., Яковлев Ю. П.</i> .....	179
Волоконные лазеры сверхкоротких импульсов: технология и применение <i>Гуменюк Р. В.</i> .....	181
Применение метода дифракции быстрых электронов (ДБЭ) для <i>in situ</i> определения состава и степени релаксации слоев $(\text{Al,In,Ga})\text{N}$ , $(\text{Al,In})\text{Sb}$ , $\text{InAs}$ <i>Мальшиев Е. И., Нечаев Д. В.</i> .....	183
СО-лазер с модуляцией добротности резонатора вращающимся зеркалом и синхронизацией мод <i>Будилова О. В., Ионин А. А., Киняевский И. О., Климачев Ю. М., Козлов А. Ю., Котков А. А.</i> .....	184
Нелинейная динамика полупроводниковых лазеров с квантоворазерной активной областью при импульсной накачке <i>Кольхалова Е. Д., Соколовский Г. С., Abusaa M., J. Danckaert, Дюделев В. В., Дерягин А. Г., Новиков И. И., Максимов М. В., Жуков А. Е., Устинов В. М., Кучинский В. И., Sibbett W., Рафалов Э. У., Viktorov E. A., Erneux T.</i> .....	186

## Поверхностные явления 188

---

Изучение процессов перераспределения атомов, протекающих при формировании металлических слоев на поверхности нитридов галлия-алюминия <i>Ламкин И. А., Тарасов С. А., Курин С. Ю., Петров А. А.</i> .....	188
Новый тип поверхностных электромагнитных волн на границе металл-диэлектрической сверхрешётки с анизотропными проводящими слоями <i>Голеницкий К. Ю., Богданов А. А.</i> .....	190



Проблемы устойчивости зольей деагломерированного детонационного наноалмаза <i>Швидченко А. В., Алексенский А. Е., Шестаков М. С.</i> .....	192
Прецизионное перемещение микро- и наночастиц под электронным пучком <i>Комиссаренко Ф. Э., Денисюк А. И.</i> .....	193

## **Приборы и материалы ТГц и СВЧ диапазона 196**

---

Электродинамические характеристики поверхностных мод в планарном ферритовом волноводе конечной ширины <i>Бубликов К. В., Садовников А. В.</i> .....	196
Управляемый гиперболический метаматериал, на основе полупроводниковой сверхрешетки <i>Денисов К. С., Богданов А. А.</i> .....	198
Полосно-пропускающий СВЧ фильтр с двойной электрической и магнитной перестройкой <i>Белявский П. Ю., Анохин А. С., Ефимов С. В., Витько В. В., Семенов А. А.</i> .....	199
Материалы с мультиферроидными свойствами на основе слоистых структур и твердых растворов <i>Мыльников И. Л., Семенов А. А., Дедык А. И.</i> .....	202
Автогенерация динамического хаоса в кольцевых системах на основе металлизированных ферритовых пленок и слоистых пленочных феррит-сегнетоэлектрических структур <i>Кондрашов А. В., Устинов А. Б.</i> .....	204
Исследование волновых процессов в феррит-сегнетоэлектрических структурах, содержащих несколько пленок феррита <i>Никитин А. А., Витько В. В., Никитин А. А., Семенов А. А., Устинов А. Б.</i> .....	207
Передаточная характеристика нелинейного одномерного магнетонного кристалла <i>Дроздовский А. В.</i> .....	209
Волновые процессы в тонкослойных феррит-сегнетоэлектрических структурах, содержащих щелевую линию <i>Витько В. В., Никитин Ал. А., Никитин Ан. А., Семенов А. А., Белявский П. Ю.</i> ... 211	
Нелинейное затухание интенсивных спиновых волн в металлизированных ферромагнитных пленках <i>Устинов А. Б.</i> .....	213
Высокочувствительные детекторы для космических миссий <i>Абашин А. Е., Кузьмин Л. С., Тарасов М. А., Мухин А. С., Гордеева А. В.</i> .....	215

Экспериментальная установка для оценки оптической МЭШ 350 ГГц болометра <i>Мухин А. С., Абашин А. Е., Большаков О. С., Леснов И. В.</i> .....	217
Влияние уровня легирования и состава твердого раствора на распределение потенциала поперек плоскости слоев и диодные характеристики n+-SiGe/Si/p-SiGe гетероструктур релаксированных по упругим напряжениям <i>Орлов М. Л.</i> .....	219
Гетеродинный приёмник на основе массивов джозефсоновских контактов <i>Галин М. А., Клушин А. М., Семёнов А. Д., Селиверстов С. В., Финкель М. И., Гольцман Г. Н.</i> .....	222
Исследование передаточных характеристик согласованного фильтра на пленках железо-иттриевого граната <i>Мартынов М. И., Никитин А. А., Устинов А. Б.</i> .....	224

## Примеси и дефекты в твердом теле 227

Диэлектрическая релаксация в кристаллах силленитов $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}:\text{Fe}$ <i>Набиуллина Л. А., Кастро Р. А.</i> .....	227
Тензор кристаллического ГЭП в узлах редкоземельных металлов в решетках $\text{R}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ <i>Рабчанова Т. Ю.</i> .....	229
Исследование фазовых переходов в керамике $\text{Ba}_{(1-x)}\text{MnTi}_x\text{O}_3$ и $\text{BaTi}_{(1-x)}\text{Mn}_x\text{O}_3$ <i>Румянцева Е. Д., Залесский В. Г., Зайцева Н. В.</i> .....	230
Диэлектрическое исследование кристаллов прустита $\text{Ag}_3\text{AsS}_3$ в области высоких частот <i>Гуния Н. Ю., Бордовский В. А., Кастро Р. А.</i> .....	232
Оптические свойства структур $\text{CdHgTe}$ , выращенных молекулярно-лучевой эпитаксией на подложках $\text{GaAs}$ <i>Шияев А. В., Мынбаев К. Д., Баженов Н. Л., Ижнин И. И., Ижнин А. И.</i> .....	233
Возбуждение акустических импульсов в кристаллах $\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$ мощными наносекундными электронными пучками <i>Шияев И. В., Барышников В. И., Иванов А. В.</i> .....	235
Дефектообразование при росте на призматических гранях $4\text{H-SiC}$ <i>Фадеев А. Ю., Лебедев А. О.</i> .....	236
Высокотемпературная инверсная населенность спиновых подуровней дефектов в карбиде кремния как основа твердотельных мазеров <i>Солтамов В. А., Солтамова А. А., Баранов П. Г.</i> .....	238

Характеризация многослойных гетероструктур III-N на подложках кремния (111) методами высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии и просвечивающей электронной микроскопии <i>Верховцева Е. В., Мясоедов А. В., Калмыков А. Е., Николаев А. Е., Сахаров А. В., Сорокин Л. М., Ягочкина М. А.</i> .....	240
---	-----

## Физика и технология преобразования энергии

243

Увеличения удельной мощности и удельной энергии устройства на основе сегнетопьезоактивной керамики для легкого электротранспорта <i>Зубцов В. И., Зубцова Е. В.</i> .....	243
Исследование солнечных элементов на основе четверного раствора GaNAsP, согласованного по параметру решётки с кремнием <i>Баранов А. И., Гудовских А. С.</i> .....	245
Фотоэлектрические преобразователи в системе со спектральным расщеплением солнечной энергии <i>Курин С. Ю., Доронин В. Д.</i> .....	247
Полупрозрачные солнечные модули на основе аморфного и микрокристаллического кремния <i>Аблаев Г. М., Жилина Д. В., Косарев А. И., Кукин А. В., Семерухин М. Ю., Шварц М. З., Теруков Е. И.</i> .....	250

## Физика квантовых структур

253

Линейный и нелинейный магнитоэлектрические эффекты в композиционных мультиферроиках <i>Фирсова Т. О.</i> .....	253
Акустоэлектронные эффекты в структуре p-SiGe/Ge/SiGe <i>Малыш В. А., Дричко И. Л., Смирнов И. Ю.</i> .....	254
Пиннинг и возможные расстояния между линейными вихрями в трехмерной упорядоченной джозефсоновской среде <i>Поцелуев К. А., Зеликман М. А.</i> .....	255
8-зонная модель Кейна для квантово-размерных гетероструктур на основе кубических полупроводников A <sup>3</sup> B <sup>5</sup> <i>Миронова М. С., Глинский Г. Ф.</i> .....	257

Моделирование процессов эмиссии носителей заряда из InAs квантовых точек в матрицу n-GaAs <i>Бакланов А. В., Брунков П. Н., Гуткин А. А.</i> .....	259
Увлечение электронов фононами вызывает гигантское увеличение термоэдс в графене <i>Коняхин С. В.</i> .....	261
Изменение свойств экситонных состояний в квантовых ямах Zn(Cd)Se/ ZnMgSSe/GaAs при фотоиндуцированном перераспределении заряда <i>Шевцов С. В., Адиятуллин А. Ф., Кривобок В. С., Козловский В. И.</i> .....	263

## **Физика плазмы, гидро- и аэродинамика** **266**

---

Расчет пристенных турбулентных течений с конвективным теплообменом в рамках зонных RANS-LES подходов <i>Грицкевич М. С.</i> .....	266
Применение вихререзающих подходов для расчета течения вдоль пучка цилиндров с локальными завихрителями потока <i>Матюшенко А. А., Гарбарук А. В.</i> .....	268
Реализация методики неопределенного контрольного контура для профилирования сверхзвуковой части сопла Лаваля <i>Костюшин К. В.</i> .....	270
Распространение фазово-модулированных СВЧ импульсов в плазменных волноводах скользящих мод <i>Богацкая А. В., Сметанин И. В.</i> .....	272
Рентгеновская диагностика для исследований наносекундной лазерной плазмы <i>Бураков В. А., Кологривов А. А., Пузырев В. Н., Стародуб А. Н., Фроня А. А., Чернодуб М. Л., Якушев О. Ф.</i> .....	273
Численное моделирование физических процессов в цилиндрической баллистической лабораторной установке для получения высоких скоростей метаемых тел <i>Быков Н. В.</i> .....	276
Двумерная гибридная модель для расчёта плазмы тлеющего разряда: сравнение с гидродинамической и кинетической моделями, оценка применимости <i>Эйленджеоглу Э., Рафатов И.</i> .....	278
Исследование взаимодействия инжектируемых высокоэнергичных дейтронов с плазмой сферического токамака Глобус-М <i>Бахарев Н. Н., Гусев В. К.</i> .....	279

Численное исследование течения в фильтре-циклоне <i>Богданов Д. А., Поняев С. А.</i> .....	281
Экспериментальные исследования режимов работы электрораспылительных источников ионов и капель <i>Фомина Н. С., Масюкевич С. В., Галль Н. Р.</i> .....	283
Разработка быстродействующего зонда для сферического токамака Глобус-М <i>Лепихов С. А., Гусев В. К., Хромов Н. А.</i> .....	284
Исследование нелинейных колебаний в системе газовый разряд- полупроводник методом частиц <i>Кушоглу С. Д., Эрден Э., Рафатов И., Чакыр С.</i> .....	287
Расширение плазменного микрошнура в вакуум <i>Фальков А. Л., Попруженко С. В.</i> .....	288
Моделирование истечения струи реагирующей смеси углеродного пара <i>Шустров Ю., Поняев С. А.</i> .....	289
Численное моделирование циркуляции вод в Каспийском море <i>Нестеренко Е. А., Зырянов В. Н.</i> .....	291
Учет влияния объемного содержания дисперсной фазы на процессы межфазного взаимодействия при численном исследовании течений пузырьковых сред <i>Чернышев А. С.</i> .....	293
Диагностика плазмы в токамаке с помощью радиальной корреляционной рефлектометрии <i>Теплова Н. В., Гусаков Е. З., Эро Стефан</i> .....	295

## Другие вопросы физики 297

---

Гигантская поляризация и СВЧ магнитная динамика сверхрешеток в $\text{GdMn}_2\text{O}_5$ <i>Ханнанов Б. Х., Головенчиц Е. И., Санина В. А.</i> .....	297
Изучение характеристик магнитоупорядоченных веществ с помощью ЯМР при дополнительном воздействии импульсов магнитного поля <i>Клѣхта Н. С.</i> .....	299
Квантовый стандарт частоты на атомах $^{133}\text{Cs}$ для спутниковой навигационной системы <i>Петров А. А., Давыдов В. В.</i> .....	301
Расчет диаграмм состояния бинарных растворов эвтектического типа с промежуточными фазами переменного состава <i>Панов Г. А., Захаров М. А.</i> .....	303

Влияние клеевой прослойки на величину магнитоэлектрического эффекта в двухслойной магнитострикционно-пьезоэлектрической структуре <i>Галичян Т. А., Филиппов Д. А.</i> .....	304
Влияние подслоя CrW на магнитные свойства тонких пленок FePt <i>Ганеев В. Р., Камзин А. С., Вей Ф. Л., Зарипова Л. Д.</i> .....	306
Влияние имплантации ионов 3d-металлов (Fe, Ni) и последующей термической обработки на структурные и магнитные свойства диоксида титана <i>Вахитов И. Р., Валеев В. Ф., Дулов Е. Н., Лядов Н. М., Тагиров Л. Р., Хайбуллин Р. И.</i> .....	307
Резонансное возбуждение интенсивных акустических волн в кристаллах при специальном выборе геометрии незеркального отражения <i>Бессонов Д. А.</i> .....	309
Электрические свойства системы наночастиц иодида серебра, введенных в пористую матрицу опала <i>Лукин А. Е., Иванова Е. Н., Панькова С. В.</i> .....	311
Влияние акустических поперечных колебаний на контракцию тлеющего разряда <i>Фадеев С. А., Кашапов Н. Ф.</i> .....	313

## POSTDEADLINE

315

Оптические и электрические свойства тонких плёнок ZnO, имплантированных ионами серебра <i>Лядов Н. М., Валеев В. Ф., Нуждин В. И., Файзрахманов И. А.</i> .....	315
Релаксация горячих носителей в нанокристаллах кремния <i>Герт А. В.</i> .....	317
Оптическое манипулирование Бесселевыми лучами полупроводниковых лазеров <i>Соболева К. К., Соколовский Г. С., Лосев С. Н., Дюделев В. В.</i> .....	318