

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
Физический факультет

НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ

Секция физики

Март–апрель 2024 года

Сборник тезисов докладов
Под редакцией профессора В.В. Белокурова



Москва
Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова
2024

Научная конференция «ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ». Секция физики. Март-апрель 2024. Сборник тезисов докладов / Под ред. В.В. Белокурова. — М., Физический факультет МГУ, 2024 г. 287 с.
ISBN 978-5-0294-2

Тезисы докладов Секции Физики научной конференции «Ломоносовские чтения» представлены в следующих подсекциях:

- «Оптика и лазерная физика»,
- «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина»,
- «Радиофизика, электроника и акустика»,
- «Физика конденсированного состояния»,
- «Биофизика»,
- «Теоретическая физика»,
- «Математическая физика»,
- «Прикладная математика и математическое моделирование»,
- «Медицинская физика»,
- «Науки о Земле»,
- «Газодинамика, термодинамика и ударные волны»,
- «Методика преподавания».
- «Синхротронные и нейтронные исследования»

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова
Москва, ГСП-1, Ленинские горы, д.1, стр.2

СОДЕРЖАНИЕ

ОПТИКА И ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

ШИРОКОДИАПАЗОННЫЕ ФЕМТОСЕКУНДНЫЕ ИК ЛАЗЕРНЫЕ ИСТОЧНИКИ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ В ЗАДАЧАХ НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ И ПЛОТНЫХ ГАЗОВЫХ СРЕД	10
Доц. Потёмкин Ф.В.	10
ОПТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОРФИРАЗИНОВЫХ И ФТАЛОЦИАНИНОВЫХ ФОТОСЕНСИБИЛИЗАТОРОВ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ФАКТОРАХ	18
Асп. А.Р. Крот, доц. И.А. Сергеева	18
ЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ОКИСЛЕННЫХ НАНОПЛЕНКАХ ПЕРМАЛЛОЯ	19
Мл.науч.сотр. Помозов А.Р., доц. Свяховский С.Е., доц. Мурзина Т.В.	19
КВАНТОВЫЕ СУММАРНЫЕ ПОРТРЕТЫ В ХОДЕ РЕАЛИЗАЦИИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА, ГЕНЕРАЦИИ СУММАРНЫХ ЧАСТОТ И БЕЗ ПРИБЛИЖЕНИЯ ЗАДАННОЙ НАКАЧКИ В РДС-КРИСТАЛЛЕ	22
Физик Сингх Р., вед. научн. сотр. Белинский А.В.	22
ТЕМПЕРАТУРНАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ $Sc_xY_{1-x}VO_4:Eu^{3+}$	25
Мл. научн. сотр. Возняк В.С., ст. научн. сотр. Спасский Д.А. ¹ . ¹ НИИЯФ МГУ им. М.В. Ломоносова	25
Москва, Россия E-mail: levushkina@physics.msu.ru	26

ФОТОННЫЕ И КВАНТОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ. ЦИФРОВАЯ МЕДИЦИНА

НОВЫЕ ФОТОННЫЕ СТРУКТУРИРОВАННЫЕ МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ ЗАДАЧ ПРЯМОЙ И ОБРАТНОЙ МАГНИТООПТИКИ	28
Ст. науч. сотр. Калиш А.Н., доцент Белотелов В.И.	28
КРЕМНИЕВЫЕ МИКРОИГЛЫ, ДЕКОРИРОВАННЫЕ НАНОЧАСТИЦАМИ ЗОЛОТА ДЛЯ АНАЛИЗА МОЛЕКУЛЯРНОГО СОСТАВА КЛЕТКИ ЧЕЛОВЕКА МЕТОДОМ СПЕКТРОСКОПИИ ГИГАНТСКОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА	31
Вед. науч. сотр. Осминкина Л.А., аспирант Собина И.О., науч. сотр. Гончар К.А., студент Гюппенен О.Д., мл.науч.сотр. Первушин Н.В., (ФФМ), мл. науч. сотр. Чечехин В.И., (ФФМ); вед. науч. сотр. Кудрявцев А.А. (ИГЭБ РАН); доцент Елисейев А.А. (ФНМ), доцент Тюрин-Кузьмин П.А. (ФФМ)	31
РАЗРАБОТКА СРЕДСТВ РЕАБИЛИТАЦИИ СЛУХА	32
Вед. спец. Сальников К.С.; ст. науч. сотр., Иваненко И.П.; доцент Тужилина К.В. (ФФМ); зав. кафедрой, Сысоев Н.Н.	32
КВАНТОВАЯ ОПТИКО-ТЕРАГЕРЦОВАЯ ФОТОНИКА	40
Ст. науч.сотр. Кузнецов К.А., доцент Прудковский П.А., профессор Китаева Г.Х.	40
ОПТИКА ЭНДОГЕННЫХ ФЛУОРОФОРОВ: ФОТОФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ И ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ БИОМЕДИЦИНСКОЙ ДИАГНОСТИКИ	43
Доц. Шириин Е.А.	43

РАДИОФИЗИКА, ЭЛЕКТРОНИКА И АКУСТИКА

НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ПЛАЗМЕННОМ СВЧ УСИЛИТЕЛЕ ПРИ НАЛИЧИИ ПОГЛОТИТЕЛЯ	55
Доц. Карташов И.Н., проф. Кузелев М.В., студент Туманов А.В.	55
ОПТИМИЗАЦИЯ ПРОТОТИПА СЕТОЧНОГО ИОННОГО ДВИГАТЕЛЯ С ВНЕШНИМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ, РАБОТАЮЩЕГО НА КИСЛОРОДЕ И АЗОТЕ	57
Физик 1 кат. Дудин В.С., вед. науч. сотр. Кралькина Е.А., науч. сотр. Задириев И.И., науч. сотр. Никонов А.М., мл. науч. сотр. Швыдкий Г.В., вед. спец. Вавилин К.В.	57
ИЗМЕРЕНИЕ ПОГЛОЩЕННОЙ МОЩНОСТИ В СВЧ РАЗРЯДЕ ИНИЦИИРУЕМОМ ПОЛУВОЛНОВОЙ АНТЕННОЙ	59
Инж. Корнев К.Н., мл. науч. сотр. Логунов А.А., проф. Двинин С.А., техник Сурконт О.С., студент Абушаев Т.Р., студент Вольнец А.Л.	59
СПЕКТРОМЕТР НА ЧАСТОТНУЮ ОБЛАСТЬ 2 – 4 ГГц НА ОСНОВЕ ПЛАЗМЕННОГО РЕЛЯТИВИСТСКОГО ИСТОЧНИКА	61
Ст. науч. сотр. Иванов И.Е., ИОФ РАН, мл. науч. сотр. Диас Михайлова Д.Е., ИОФ РАН	61

УСИЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ПОПЕРЕЧНО НЕОДНОРОДНОМ ПЛОСКОМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ С ЛЕНТОЧНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ КОНЕЧНОЙ ТОЛЩИНЫ	65
Асп. <i>Ершов А.В.</i> , проф. <i>Кузелев М.В.</i>	65
АКУСТИЧЕСКАЯ ГОЛОГРАФИЯ В УСЛОВИЯХ ИМПУЛЬСНЫХ И НЕЛИНЕЙНЫХ ПОЛЕЙ ДЛЯ ХАРАКТЕРИЗАЦИИ ИСТОЧНИКОВ И ПРИЁМНИКОВ УЛЬТРАЗВУКА	68
Доц. <i>Цысарь С.А.</i> , проф. <i>Сапожников О.А.</i>	68
ИНФОРМАЦИОННЫЙ ПОРТАЛ "АКУСТИКА". РУССКОЯЗЫЧНЫЕ ИСТОЧНИКИ.....	69
Ст. науч. сотр. <i>Шамаев В. Г.</i> , науч. сотр. <i>Горшков А.Б.</i> , ГАИШ МГУ.....	69

ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

ВЛИЯНИЕ РУТЕНИЯ НА ПАРАМЕТРЫ МИКРОСТРУКТУРЫ И ТЕМПЕРАТУРУ ДЕБАЯ ПАЛЛАДИЕВЫХ СПЛАВОВ	73
Науч. сотр. <i>Акимова О.В.</i> , науч. сотр. <i>Овчаров А.В.</i> (НИЦ «Курчатовский институт»), науч. сотр. <i>Куликова Е.С.</i> (НИЦ «Курчатовский институт»), мл. науч. сотр. <i>Горбунов С.В.</i> (Институт металлургии и металловедения им. А.А. Байкова РАН).....	73
ЕСТЕСТВЕННОЕ СТАРЕНИЕ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ НА ОСНОВЕ НИКЕЛИДА ТИТАНА: УРОВЕНЬ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ.....	76
Доц. <i>Бровкина Е.А.</i> , доц. <i>Киселева Т.Ю.</i> , проф. <i>Хунджуа А.Г.</i> , студ. <i>Джавадов Р.Р.</i>	76
САМОАККОМОДАЦИОННЫЕ КОМПЛЕКСЫ В СПЛАВАХ С МАРТЕНСИТНЫМИ ПРЕВРАЩЕНИЯМИ ДИСТОРСИОННОГО ТИПА	78
Студ. <i>Джавадов Р.Р.</i> , проф. <i>Хунджуа А.Г.</i> , доц. <i>Бровкина Е.А.</i> , доц. <i>Володин Б.А.</i>	78
МАГНИТНЫЕ И МАГНИТОТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ИНТЕРМЕТАЛЛИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ	80
Ст. преп. <i>Панкратов Н.Ю.</i> , вед. науч. сотр. <i>И.С. Терёшина</i> , проф. <i>С.А. Никитин</i>	80
АВТОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ ИЗ УГЛЕРОДНЫХ НАНОСТРУКТУР В РЕЖИМЕ КУЛОНОВСКОЙ БЛОКАДЫ	84
Ст. науч. сотр. <i>Клец В.И.</i> , проф. <i>Образцов А.Н.</i>	84
МАГНИТОТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА ТЯЖЕЛЫХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ МЕТАЛЛОВ, СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ Fe-Rn, НАНОЧАСТИЦ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ОКСИДОВ В ОБЛАСТИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ	86
Доцент <i>Зверев В.И.</i>	86

БИОФИЗИКА

ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ И МЕХАНОХИМИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РЕГУЛЯЦИИ АДГЕЗИИ И АГРЕГАЦИИ ТРОМБОЦИТОВ ПРИ ТРАВМАХ И ВОСПАЛЕНИИ МИКРОСОСУДОВ.....	89
Ст. науч. сотр. <i>Беляев А.В.</i>	89
ВЛИЯНИЕ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПРОДУКТИВНОСТЬ И ФИТОСАНИТАРНОЕ СОСТОЯНИЕ КАРТОФЕЛЯ	98
Программист 1 кат. <i>Зубрицкая Я.В.</i> , зав. лаб. <i>Близнюк У.А.</i> , проф. <i>Черняев А.П.</i> , доц. <i>Борщеговская П.Ю.</i> , ст. науч. сотр. <i>Юров Д.С.</i> , зам. руководителя по научной работе <i>Малюга А.А.</i> , вед. науч. сотр. <i>Чуликова Н.С.</i> (СибНИИЗиХ СФНЦА РАН),.....	98

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ СИСТЕМЫ ЧАСТИЦ С НЕОТРИЦАТЕЛЬНО ОПРЕДЕЛЕННЫМ ПОТЕНЦИАЛОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ	101
Проф. <i>Николаев П.Н.</i>	101
ПРИМЕНЕНИЕ СПЕЦИАЛЬНОГО МЕТОДА ВЫЧИСЛЕНИЙ БЕТА-ФУНКЦИИ В СУПЕРСИММЕТРИЧНЫХ ТЕОРИЯХ ДЛЯ ПРОВЕРКИ NSVZ-СООТНОШЕНИЯ В SQED НА ЧЕТЫРЕХПЕТЛЕВОМ УРОВНЕ	103
Асп. <i>Широкова В.Ю.</i> , науч. сотр. <i>Широков И.Е.</i>	103
СТРУКТУРЫ ОТО И КИНКО-ПОДОБНЫЕ СОЛИТОНЫ В СТРУННО-МОТИВИРОВАННЫХ ТЕОРИЯХ С ПОТЕНЦИАЛОМ	106
Профессор <i>Кечкин О.В.</i>	106

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

СТАЦИОНАРНЫЙ ТЕПЛОВЫЙ ФРОНТ В ЗАДАЧЕ ВОССТАНОВЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКА ПО ДАННЫМ МОДЕЛИРОВАНИЯ.....	111
Доц. <i>М. А. Давыдова</i> , мл. научн. сотр. <i>Г.Д. Рублев</i> ИФА РАН.....	111
ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА РЕКОНСТРУКЦИИ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ГАЛАКТИЧЕСКИХ ДЖЕТОВ	115
<i>Юшков Е.В.</i> (докладчик), <i>Чумарин Г.А.</i> , <i>Соколов Д.Д.</i>	115
ДВУМЕРНЫЕ НЕСТАЦИОНАРНЫЕ КОНТРАСТНЫЕ СТРУКТУРЫ В СРЕДЕ С НЕСБАЛАНСИРОВАННОЙ ПЛОТНОСТЬЮ ИСТОЧНИКОВ	116
Проф. <i>Быков А. А.</i>	116
СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ АЛГОРИТМОВ ПОСТРОЕНИЯ АДАПТИВНЫХ СЕТОК В ОДНОМЕРНЫХ ПАРАБОЛИЧЕСКИХ ЗАДАЧАХ С КОНТРАСТНЫМИ СТРУКТУРАМИ.....	119
Асп. <i>Булатов П. Е.</i>	119
ЧИСЛЕННО-АСИМПТОТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧ ГРАНИЧНОГО УПРАВЛЕНИЯ ДЛЯ УРАВНЕНИЙ ТИПА БЮРГЕРСА	123
Доц. <i>Левашова Н.Т.</i> , доц. <i>Волков В.Т.</i> , асп. <i>Булатов П.Е.</i> , студ. <i>Чэн Хань</i> , студ. <i>Вэй Юйсюань</i> ,.....	123
СТАЦИОНАРНЫЕ РЕШЕНИЯ СИСТЕМ «РЕАКЦИЯ–ДИФфуЗИЯ» ТИХООНОВСКОГО ТИПА: СЛУЧАЙ СМЕНЫ УСТОЙЧИВОСТИ	125
Проф. <i>Нефедов Н. Н.</i>	125
СТРУКТУРА ВНУТРЕННЕГО ПЕРЕХОДНОГО СЛОЯ В ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ЗАДАЧЕ РЕАКЦИЯ–ДИФфуЗИЯ СО СЛАБЫМ РАЗРЫВОМ РЕАКЦИИ.....	125
Ст. науч. сотр. <i>Никулин Е.И.</i> , доц. <i>Волков В.Т.</i> , студ. <i>Карманов Д.А.</i>	125
ДВИЖЕНИЕ ФРОНТА В ЗАДАЧЕ РЕАКЦИЯ–ДИФфуЗИЯ–АДВЕКЦИЯ С КРЗ-НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ.....	126
Ст. науч. сотр. <i>Орлов А. О.</i>	126

ПРИКЛАДНАЯ МАТЕМАТИКА И МАТЕМАТИЧЕСКО МОДЕЛИРОВАНИЕ

МНОГОПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ ОПТИМИЗАЦИЯ ВОЛНОВОДНЫХ ТРАНСФОРМАТОРОВ С КРИВОЛИНЕЙНЫМИ ГРАНИЦАМИ	129
Проф. <i>Быков А.А.</i>	129
НАКОПЛЕНИЕ ИНФОРМАЦИИ ДЛЯ ВЫБОРА БАЛАНСА МЕЖДУ СЛУЧАЙНОЙ И СИСТЕМАТИЧЕСКОЙ ОШИБКАМИ В ЗАДАЧАХ БОЛЬШИХ ДАННЫХ.....	132
Проф. <i>Голубцов П.В.</i>	132
СИНТЕЗ И МОДЕЛИРОВАНИЕ СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ ВЕРТИКАЛЬНЫМ ПОЛОЖЕНИЕМ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ КТМ	136
Науч. сотр. <i>Коньков А.Е.</i> , науч. сотр. <i>Кружков В.И.</i> , науч. сотр. <i>Павлова Е.А.</i> , науч. сотр. <i>Корнев П.С.</i> (все авторы из ИПУ РАН им. В.А. Трапезникова).....	136
ПОСТРОЕНИЕ И АНАЛИЗ МОДЕЛЕЙ ДВИЖЕНИЯ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ КТМ.....	138
Науч. сотр. <i>Корнев П.С.</i> , науч. сотр. <i>Коньков А.Е.</i> (все авторы из ИПУ РАН им. В.А. Трапезникова).....	138
УСРЕДНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ МЕТАМАТЕРИАЛОВ В ТРЕХМЕРНЫХ СТРУКТУРАХ.....	141
Проф. <i>Боголюбов А.Н.</i> , асп. <i>Никитченко А.Д.</i>	141
МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗЕРКАЛЬНОГО КОЛЛИМАТОРА СО СКРУГЛЕННЫМИ ПОГЛОЩАЮЩИМИ КРАЯМИ.....	143
Вед. программист <i>Хлебников Ф.Б.</i> , проф. <i>Боголюбов А.Н.</i> , доц. <i>Шапкина Н.Е.</i> (Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН), науч. сотр. <i>Коняев Д.А.</i> (Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН)	143
МАТЕМАТИЧЕСКИЙ МИКРОСКОП В ГРАВИТАЦИОННОМ ЛИНЗИРОВАНИИ	144
Ст. препод. <i>Терентьев Е.Н.</i> , проф. <i>Шугаев Ф.В.</i> , lead developer <i>Shilin-Terentyev N.E.</i> (EPAM system, Moscow)	144
МАТЕМАТИЧЕСКИЙ МИКРОСКОП: ВЗАИМНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СТАЛКИВАЮЩИХСЯ ЗВЕЗД И СТРУКТУРА НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ.....	148
Ст. препод. <i>Терентьев Е.Н.</i> , проф. <i>Шугаев Ф.В.</i> , lead developer <i>Shilin-Terentyev N.E.</i> (EPAM system, Moscow)	148
ГРАВИТАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЧЕРНЫХ ДЫР И НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД.....	151
Ст. препод. <i>Терентьев Е.Н.</i> , проф. <i>Шугаев Ф.В.</i> , lead developer <i>Shilin-Terentyev N.E.</i> (EPAM system, Moscow)	151
ТОЧНОСТИ И СТАНДАРТЫ ОЦЕНИВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ОБЪЕКТОВ В ИЗОБРАЖЕНИЯХ С ИЗМЕРИТЕЛЬНО-ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ	155
Ст. препод. <i>Терентьев Е.Н.</i> , студ. <i>Махнюк М.В.</i> , студ. <i>Балабан Е.Д.</i> , студ. <i>Романов Д.Р.</i> , студ. <i>Шацков И.А.</i>	155

ИТЕРАЦИОННЫЙ ПРОЦЕСС ИТОНА ДЛЯ ПЕРЕМЕЩЕНИЯ ЧАСТИЦЫ В ВЯЗКОЙ СРЕДЕ	159
математик <i>Майер А.М.</i> , науч. сотр. <i>Бузинов М.Э.</i> , (Институт проблем управления им. В.А. Трапезникова РАН).....	159
СУЩЕСТВОВАНИЕ РЕШЕНИЯ НАЧАЛЬНО – КРАЕВОЙ ЗАДАЧИ ЛЭМБА В СЛУЧАЕ ПРЕДЕЛЬНОГО ЗНАЧЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ПУАССОНА.....	161
Доцент <i>Кравцов А.В.</i>	161
ПРОБЛЕМА ВЫБОРА РЕШЕНИЙ ПРИ КЛАССИЧЕСКОМ ФОРМАТЕ ОПИСАНИЯ МОЛЕКУЛЯРНОЙ СИСТЕМЫ	164
Вед. научн. сотр. <i>К.Э. Плехотников</i>	164

МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА

РАСЧЕТ ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ ДОЗОВОЙ НАГРУЗКИ ОТ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ ПРИ РАБОТЕ МЕДИЦИНСКОГО ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПАКЕТА GEANT4.....	169
Мл. науч. сотр. <i>Щербатов А.А.</i> , доц. <i>Лыкова Е.Н.</i> , проф. <i>Черняев А.П.</i>	169
ФАКТОР N КАК ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЬ В ИММУННЫХ БИОХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЯХ С ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ В СИСТЕМЕ КОМПЛЕМЕНТА	170
Ст. препод. <i>Власова И.М.</i> , вед. науч. сотр. <i>Власов А.А.</i>	170
ЛЕТУЧИЕ ОРГАНИЧЕСКИЕ СОЕДИНЕНИЯ КАК ИНДИКАТОРЫ ОКИСЛИТЕЛЬНЫХ И МИКРОБНО-ФЕРМЕНАТИВНЫХ ПРОЦЕССОВ В ОБЛУЧЕННЫХ БИООБЪЕКТАХ ОРГАНИЧЕСКОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ.....	172
Мл. науч. сотр. <i>Ипатов В.С.</i> , зав. лаб. <i>Близнюк У.А.</i> , доц. <i>Борщеговская П.Ю.</i> , проф. <i>Козлова Е.К.</i> , проф. <i>Черняев А.П.</i> , ст. науч. сотр. <i>Юров Д.С.</i> , мл. науч. сотр. <i>Болотник Т.А.</i> , вед. науч. сотр. <i>Родин И.А.</i> , асп. <i>Опруненко А.Ю.</i>	172
ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ПОГРЕШНОСТИ КООРДИНАТ УЗКИХ ПУЧКОВ НА КАЧЕСТВО КЛИНИЧЕСКОГО ПЛАНА ПРОТОННОЙ ТЕРАПИИ.....	175
Зав. службой, <i>Киселев, В.А.</i> («ФНКЦ МРиО» ФМБА), проф. <i>Черняев А.П.</i> , ген. директор <i>Удалов Ю.Д.</i> («ФНКЦ МРиО» ФМБА), мл. науч. сотр. <i>Белихин, М.А.</i> , (ФИАН), Медицинский физик, <i>Демидова А.М.</i> («ФНКЦ МРиО» ФМБА), Нач. центра <i>Гриценко С.Е.</i> («ФНКЦ МРиО» ФМБА),	175
ФИЗИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ВОЗДЕЙСТВИЯ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ В КОМБИНИРОВАННЫХ РАДИАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ СТЕРИЛИЗАЦИИ КОСТНЫХ ИМПЛАНТАТОВ	176
Асп. <i>Хуцистова А.О.</i> , мл. науч. сотр. <i>Золотов С.А.</i> , проф. <i>Розанов В.В.</i> , гл. науч. сотр. <i>Матвейчук (ФГБНУ ВИЛАР)</i> , проф. <i>Черняев А.П.</i> , зав. отд. <i>Зайцева Н.А.</i> (МНИОИ им. П.А. Герцена).....	176
РАДИАЦИОННАЯ ПОВЕРХНОСТНАЯ ОБРАБОТКА ПИЩЕВОЙ И СЕЛЬСКОХОЗЯЙСТВЕННОЙ ПРОДУКЦИИ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ НА УСКОРИТЕЛЯХ УРТ...178	178
Доцент <i>Вазиров Р.А.</i> (ФТИ УрФУ), вед. науч. сотр. ИЭ УрО РАН, профессор ФТИ, УрФУ <i>Соковнин С.Ю.</i> , асп. <i>Нархова А.А.</i> (ФТИ, УрФУ)	178
ДОЗИМЕТРИЧЕСКОЕ ПЛАНИРОВАНИЕ РАДИАЦИОННОЙ ОБРАБОТКИ БИООБЪЕКТОВ И МАТЕРИАЛОВ.....	181
мл. науч. сотр. <i>Золотов С.А.</i> , зав. лаб. <i>Близнюк У.А.</i> , науч. сотр. <i>Антипина Н.А.</i> (ФГАУ «НМИЦ Нейрохирургии им. ак. Н.Н. Бурденко»), асп. <i>Никитченко А.Д.</i> , инженер-физик <i>Николаева А.А.</i> (ФГАУ «НМИЦ Нейрохирургии им. ак. Н.Н. Бурденко»), зав. лаб. <i>Студеникин Ф.Р.</i> , проф. <i>Черняев А.П.</i>	181
ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПАЦИЕНТА НА ДОЗОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАНА ОБЛУЧЕНИЯ	183
Мед. физик <i>Лисовская А.О.</i> (ДГОИ им. Д. Рогачева), техник-дозиметрист <i>Попова А.В.</i> (ДГОИ им. Д. Рогачева, НИИЯУ«МИФИ»), зав. отд. луч. терапии <i>Нечеснюк А.В.</i> ДГОИ им. Д. Рогачева), проф. <i>Беляев В.Н.</i> НИИЯУ«МИФИ», рук-ль службы мед физики и рад. контроля отд. луч. терапии <i>Логонова А.А.</i> (ДГОИ им. Д. Рогачева).....	183
ВЛИЯНИЕ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПРОДУКТИВНОСТЬ И ФИТОСАНИТАРНОЕ СОСТОЯНИЕ КАРТОФЕЛЯ.....	185
Прогр-мист 1 кат. <i>Зубрицкая Я.В.</i> , зав. лаб. <i>Близнюк У.А.</i> , проф. <i>Черняев А.П.</i> , доц. <i>Борщеговская П.Ю.</i> , ст. науч. сотр. <i>Юров Д.С.</i> , зам. рук. по научной работе <i>Малюга А.А.</i> (СибНИИЗиХ СФНЦА РАН), вед. науч. сотр. <i>Чуликова Н.С.</i> (СибНИИЗиХ СФНЦА РАН).....	185
СТАНДАРТЫ ДОЗИМЕТРИИ ЕАЭС ПРИ РАДИАЦИОННОЙ ОБРАБОТКЕ ПРОДУКТОВ ПИТАНИЯ.....	187
Ст. науч. сотр. <i>Павлов А.Н.</i> , мл. науч. сотр. <i>Чиж Т.В.</i> , мл. науч. сотр., <i>Снегирев А.С.</i> , науч. сотр. <i>Глушенко Н.В.</i> (НИЦ «Курчатовский институт» – ВНИИРАЭ).....	187
ДИАГНОСТИКА БАКТЕРИЙ С ПОМОЩЬЮ КРЕМНИЕВЫХ НАНОНИТЕЙ.....	190
Науч. сотр. <i>К.А. Гончар</i> ; асп. <i>Д.А. Назаровская</i> ; лаб. <i>П.А. Домнин</i> ; студ. <i>О.Д. Гюппенен</i> ; студ. <i>А.А. Ерохина</i> ; асп. <i>М. Ван</i> ; асп. <i>И.И. Циняйкин</i> ; рук. лаб. <i>С.А. Ермолаева</i> (НИЦЭМ им. Гамалеи); вед. науч. сотр. <i>Л.А. Осминкина</i>	190

НАУКИ О ЗЕМЛЕ

ПОСТСЕЙСМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ОБЛАСТИ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ ЧИГНИК НА АЛЯСКЕ 29.07.2021: РАЗВИТИЕ СМЕЩЕНИЙ ВО ВРЕМЕНИ И СВЯЗЬ С АФТЕРШОКОВОЙ АКТИВНОСТЬЮ	194
Зав.каф. <i>Смирнов В.Б.</i> , проф. <i>Михайлов В.О.</i> , студент <i>Конвисар А.М.</i>	194
ОСОБЕННОСТИ СЕЙСМИЧЕСКИХ РОЕВ ПРИ ФЛЮИДНОЙ ИНИЦИАЦИИ РАЗРУШЕНИЯ	197
Асс. <i>Потанина М. Г.</i> , проф. <i>Смирнов В. Б.</i>	197
АНОМАЛИИ ПАРАМЕТРОВ RTL И ГУТЕНБЕРГА-РИХТЕРА ПЕРЕД ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯМИ КАЛИФОРНИИ	199
Студ. <i>Петрушов А. А.</i> , проф. <i>Смирнов В. Б.</i>	199
АНАЛИЗ РЕЖИМА ВУЛКАНИЧЕСКОЙ СЕЙСМИЧНОСТИ ПО ДАННЫМ ИСЛАНДИИ	201
Асп. <i>Греков Е.М.</i>	201
ТЕРМИЧЕСКИ СТИМУЛИРОВАННОЕ РАЗРУШЕНИЕ ГОРНЫХ ПОРОД: АНАЛИЗ ПАРАМЕТРОВ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ И МИКРОСТРУКТУРЫ	202
Инж.-иссл. <i>Индаков Г.С.</i> (асп. МГУ), вед. науч. сотр. <i>Казначеев П.А.</i> , ст. науч. сотр. <i>Майбук З.-Ю.Я.</i> , гл. науч. сотр. <i>Пономарев А.В.</i> , ст. науч. сотр. <i>Матвеев М.А.</i> , гл. науч. сотр. <i>Морозов Ю.А.</i> (ИФЗ РАН)	202
ГЕОСТРОФИЧЕСКАЯ И ВЕТРОВАЯ СОСТАВЛЯЮЩИЕ АНТАРКТИЧЕСКОГО ЦИРКУМПОЛЯРНОГО ТЕЧЕНИЯ	205
<i>Багатинская В.В.</i> , <i>Дианский Н.А.</i> , <i>Гусев В.А.</i> (ИО им. Ширшова РАН), <i>Морозов Е.Г.</i> (ИО им. Ширшова РАН), <i>Багатинский В.А.</i>	205
ОСОБЕННОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАЛЕОИНТЕНСИВНОСТИ В ИНЕРТНОЙ СРЕДЕ ПО ПИЛЛОУ- БАЗАЛЬТАМ	206
Мл. науч. сотр. <i>Целебровский А. Н.</i> , проф. <i>Максимочкин В. И.</i>	206
ЗАВИСИМОСТЬ ДИСПЕРСИОННОГО СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ ВЕТРОВЫХ ВОЛН ОТ ПРОФИЛЯ ДРЕЙФОВОЙ СКОРОСТИ	208
Доц. <i>Плаксина Ю.Ю.</i> , науч. сотр. <i>Пуштаев А.В.</i> , доц. <i>Винниченко Н.А.</i> , проф. <i>Уваров А.В.</i>	208
ТРЕХМЕРНАЯ ГЛОБАЛЬНАЯ ФОТОХИМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ CHARM-DE211 <i>Криволауцкий А. А.</i> , <i>Куколева А. А.</i> МГТУ ГА, <i>Банин М. В.</i> ЦАО.....	211
ВЛИЯНИЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОГО ОКИСЛЕНИЯ ТИТАНОМАГНЕТИТА НА ВОЗМОЖНОСТЬ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАЛЕОНАПРЯЖЕННОСТИ ПО ЕГО ОСТАТОЧНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ	212
Вед. электроник <i>Грачев Р. А.</i>	212
ГИСТЕРЕЗИСНЫЙ ОТКЛИК НАЗЕМНОГО УГЛЕРОДНОГО ЦИКЛА НА НЕМОТОНОННЫЕ АНТРОПОГЕННЫЕ ЭМИССИИ CO_2 В АТМОСФЕРУ	213
Вед. науч. сотр. <i>Елисеев А. В.</i>	213

ГАЗОДИНАМИКА, ТЕРМОДИНАМИКА И УДАРНЫЕ ВОЛНЫ

ЭВОЛЮЦИЯ ТЕПЛОВЫХ ПОЛЕЙ НА ПОВЕРХНОСТЯХ КАНАЛА, НАГРЕТЫХ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ И ИМПУЛЬСНЫМ РАЗРЯДОМ	218
Профессор <i>Знаменская И.А.</i> , аспирант <i>Карнозова Е.А.</i> , профессор <i>Сысоев Н.Н.</i>	219
О НОВЫХ ВОЗМОЖНОСТЯХ РЕГИСТРАЦИИ ПОЛНОГО ТЕПЛОВОГО ПОТОКА В ИНТЕНСИВНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССАХ С ВЫСОКИМ ВРЕМЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ	222
Ст. науч. сотр. <i>Котов М.А.</i> (НИИ механики МГУ), ст. науч. сотр. <i>Козлов П.В.</i> (НИИ механики МГУ), вед. науч. сотр. <i>Герасимов Г.Я.</i> (НИИ механики МГУ), зав.лаб. <i>Левашов В.Ю.</i> (НИИ механики МГУ), гл. науч. сотр. <i>Соловьев Н.Г.</i> (ИПМех РАН), ст. науч. сотр. <i>Шемякин А.Н.</i> (ИПМех РАН), вед. науч. сотр. <i>Якимов М.Ю.</i> (ИПМех РАН), ст. науч. сотр. <i>Глебов В.Н.</i> (ИПЛИТ РАН), науч. сотр. <i>Дуброва Г.А.</i> (ИПЛИТ РАН), науч. сотр. <i>Малютин А.М.</i> (ИПЛИТ РАН).....	222
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ПО ОБЛАСТИ ИМПУЛЬСНОГО ОБЪЕМНОГО РАЗРЯДА	226
Доцент <i>Мурсенкова И.В.</i> , доцент <i>Иванов И.Э.</i> , магистрант <i>Иванова А.А.</i>	226
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОВОГО ПОТОКА ПРИ ТЕЧЕНИИ СЖИМАЕМОГО ГАЗА НА ПЛОСКОЙ СТЕНКЕ	228
Ст. науч. сотр. НИИ механики МГУ <i>Попович С.С.</i> , ст. науч. сотр. НИИ механики МГУ <i>Здитовец А.Г.</i> , ст. науч. сотр. НИИ механики МГУ <i>Козлов П.В.</i> , ст. науч. сотр. НИИ механики МГУ <i>Котов М.А.</i> , инж. 1-ой кат. НИИ механики МГУ <i>Загайнов И.А.</i>	228
ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПОЛЕЙ СКОРОСТИ, ДАВЛЕНИЯ И ТУРБУЛЕНТНОЙ ВЯЗКОСТИ В ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ ТУРБУЛЕНТНОЙ СТРУЕ ПО ЭКСП. ПОЛЯМ ТЕМПЕРАТУРЫ	232
Мл. науч. сотр. <i>Ю.К. Руденко</i> , доцент <i>Винниченко Н.А.</i> , науч. сотр. <i>Пуштаев А.В.</i> , доцент <i>Плаксина Ю.Ю.</i> , профессор <i>Уваров А.В.</i>	232

МЕТОДИКА ПРЕПОДАВАНИЯ

ЧТО КАКОЕ ЭНТРОПИЯ?	236
Профессор <i>Николаев П.Н.</i>	236
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЕ РАБОТЫ СО ШКОЛЬНИКАМИ НА ПРИМЕРЕ ИЗУЧЕНИЯ ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЙ	238
Доцент <i>Рыжиков С.Б.</i> , вед. науч. сотр. <i>Рыжикова Ю.В.</i>	238
ПРЕПОДАВАНИЕ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ В МОСКОВСКОМ УНИВЕРСИТЕТЕ В 20-Х ГГ. XX В.	240
Доцент <i>Якута А. А.</i>	240
КОНТРОЛЬНЫЕ РАБОТЫ В УДАЛЁННОМ ФОРМАТЕ ПО МАТЕМАТИЧЕСКОМУ АНАЛИЗУ И АНАЛИТИЧЕСКОЙ ГЕОМЕТРИИ НА 1-м КУРСЕ КАК СРЕДСТВО ОБУЧЕНИЯ СТУДЕНТОВ И КОНТРОЛЯ КАЧЕСТВА ОБРАЗОВАНИЯ	243
Вед. прогр. <i>Хлебников Ф.Б.</i> , доцент <i>Шапкина Н.Е.</i> , доцент <i>Овчинников А.В.</i> , доцент <i>Левашова Н.Т.</i> ..	243
АКТУАЛЬНОСТЬ И ВОСТРЕБОВАННОСТЬ КУРСА «ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОЛИМПИАДНЫЕ ЗАДАЧИ ПО ФИЗИКЕ» ДЛЯ УЧИТЕЛЕЙ 7-11 КЛАССОВ	245
Ассистент <i>Жданова Н.Г.</i> , ассистент <i>Старокуров Ю.В.</i>	245
МЕТОДИЧЕСКИЕ РЕКОМЕНДАЦИИ ПО ПРОВЕДЕНИЮ ВВОДНОГО ЗАНЯТИЯ В ОБЩЕМ ФИЗИЧЕСКОМ ПРАКТИКУМЕ ДЛЯ СТУДЕНТОВ ПЕРВОГО КУРСА ФИЛИАЛА ФИЗИЧЕСКОГО ФАКУЛЬТЕТА МГУ В ГОРОДЕ БАКУ	249
Ассистент <i>Жданова Н.Г.</i>	249
СКИН-ЭФФЕКТ В ЗАДАЧАХ ОБЩЕГО ФИЗИЧЕСКОГО ПРАКТИКУМА	252
Ассистент <i>Старокуров Ю.В.</i>	252
РАЗЛИЧНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ФОРМУЛЫ ТОНКОЙ ЛИНЗЫ, ПОЗВОЛЯЮЩИЕ УПРОСТИТЬ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ОПТИКИ	256
Ассистент <i>Старокуров Ю.В.</i> , ассистент <i>Жданова Н.Г.</i>	256
МАТЕМАТИЧЕСКИЙ КОМПОНЕНТ В КУРСЕ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ: КАК ПОМОЧЬ ПЕРВОКУРСНИКУ?	258
Ст. препод. <i>Бушина Т.А.</i> , ст.препод. <i>Минаев Д.В.</i> , ст.препод. <i>Селиверстов А.В.</i>	258
ФАКУЛЬТАТИВ ПО ЗАНИМАТЕЛЬНОЙ И ЗЛОБОДНЕВНОЙ ФИЗИКЕ. ОПЫТ ПЕРВОГО ДЕСЯТИЛЕТИЯ	262
Профессор <i>Пятаков А.П.</i>	262
КОМПЬЮТЕРНОЕ ОБУЧЕНИЕ ФИЗИКЕ: НЕИНЕРЦИАЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ ОТСЧЁТА	266
Доцент <i>В.Ю.Иванов</i> , ст.преподаватель <i>И.Б.Иванова</i> , ст.научный сотрудник <i>М.А.Терентьев</i>	266

СИНХРОТРОННЫЕ И НЕЙТРОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

ПРИНЦИП ПРИЧИННОСТИ И ФРЕНЕЛЕВСКОЕ ОТРАЖЕНИЕ НЕЙТРОНОВ	271
Профессор <i>Бушуев В.А.</i>	271
УЗКОПОЛОСНЫЕ ИСТОЧНИКИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА БАЗЕ МОЛЕКУЛЯРНЫХ МОНОКРИСТАЛЛОВ	274
Мл. науч. сотр. <i>Синько А. С.</i> ; професср <i>Шкуринов А. П.</i>	274
СИНХРОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ДЛЯ ИСПЫТАНИЙ НА РАДИАЦИОННУЮ СТОЙКОСТЬ ИЗДЕЛИЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКИ	276
Зав. кафедрой профессор <i>Орешко А.П.</i>	276
КРУГОВОЙ ДИХРОИЗМ В ДИФРАКЦИОННЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ СПЕКТРАХ	279
Профессор <i>Овчинникова Е.Н.</i> , физик <i>Акимова К.А.</i>	279
МАЛОУГЛОВОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ В СКОЛЬЗЯЩЕЙ ГЕОМЕТРИИ ОТ НАНОКЛАСТЕРОВ В ГЛУБИНЕ СТРУКТУРЫ	282
Ст.препод. <i>Р.А. Баулин</i> , гл. науч.сотр. <i>М.А. Андреева</i>	282
АНОМАЛЬНЫЙ ИЗГИБ ЗОН В СВЕРХПРОВОДНИКЕ $(K_{0.8}Na_{0.2})_{0.8}Fe_{1.8}Se_2$	283
Ст. науч. сотр., <i>Л.Л. Лев</i> ; ст.науч.сотр. <i>Кузьмичева Т.Е.</i> ; ст.науч.сотр., <i>Кузьмичев С.А.</i> ; ст.науч.сотр. <i>Лебедев А.М.</i> (НИЦ "Курчатовский институт"); ст.науч.сотр. <i>Назин В.Г.</i> (НИЦ "Курчатовский институт"); ст.науч.сотр. <i>Чумаков Р.Г.</i> (НИЦ "Курчатовский институт"); ст.науч.сотр., <i>Шилов А.И.</i> ; студент <i>Рахманов Е.О.</i> ; профессор <i>Морозов И.В.</i>	283
ВЛИЯНИЕ СОСТАВА ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ ФОСФАТОВ $Y_{1-x}Sc_xPO_4$ И $Lu_{1-x}Sc_xPO_4$ НА ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА	285
Ст. науч. сотр. <i>Д.А. Спасский</i> (НИИЯФ МГУ), зав.отд. <i>А.Н. Васильев</i> (НИИЯФ МГУ), аспирант <i>И.М. Кондратьев</i> , доцент <i>Д.В. Дейнеко</i> (химический факультет МГУ), техник <i>И.В. Никифоров</i> (химический факультет МГУ)	285

Подсекция:
ОПТИКА И ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

Сопредседатели
профессор В. А. Макаров, профессор П. В. Короленко,
профессор А. В. Андреев

ШИРОКОДИАПАЗОННЫЕ ФЕМТОСЕКУНДНЫЕ ИК ЛАЗЕРНЫЕ ИСТОЧНИКИ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ В ЗАДАЧАХ НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ И ПЛОТНЫХ ГАЗОВЫХ СРЕД

Доц. Потёмкин Ф.В.

С момента создания первого лазера в 60-х годах XX века лазерная техника быстро развивалась как с точки зрения сокращения длительности, так и наращивания энергии лазерных импульсов [1]. Этому способствовал поиск новых перспективных и широкополосных лазерных сред, позволяющих генерировать и усиливать излучение фемтосекундной ($1 \text{ фс} = 10^{-15} \text{ с}$) длительности в различных спектральных диапазонах от ультрафиолетового (УФ) до инфракрасного (ИК). Настоящим прорывом в фемтосекундной технике явилось изобретение метода усиления чирпированных импульсов (УЧИ), известного в англоязычной литературе как CPA (*англ.* chirped pulse amplification), за что её изобретатели Ж. Муру и Д. Стрикленд в 2018 году были удостоены Нобелевской премии. Создание фемтосекундных источников ближнего и среднего ИК диапазонов с высокой пиковой и средней мощностью важно для развития междисциплинарных научных направлений на стыке лазерной физики, нелинейной оптики, физики конденсированного состояния, физической химии и физики высоких энергий. Наиболее активно в мире развиваются подходы, основанные на титан-сапфировых (длина волны 0,8 мкм) и иттербиевых (1,03 мкм и 1,05 мкм) фемтосекундных лазерах и соответствующих схемах параметрического преобразования для генерации фемтосекундного излучения в других спектральных диапазонах. Однако наличие двухфотонного поглощения в большинстве тройных полупроводниковых нелинейно-оптических кристаллов не позволяет использовать такой способ накачки для расширения спектрального диапазона генерации параметрических источников [2]. Лазерная среда на хром-форстерите, спектр люминесценции которой поддерживает усиление фемтосекундных лазерных импульсов на центральной длине волны 1,24–1,25 мкм, рассматривалась как подходящий кандидат для ухода от этих проблем. В 2002 году в МГУ впервые в России был создан хром-форстеритовый генератор фемтосекундных импульсов [3], а уже через четыре года на его основе был разработан фемтосекундный лазерный комплекс, генерирующий высокоинтенсивное (до 10^{16} Вт/см^2) излучение в ближнем ИК-диапазоне (1,24 мкм). Позднее, несмотря на стремительное развитие иттербиевых лазерных источников, получение сверхкоротких лазерных импульсов в таких системах было затруднено, что сохранило интерес исследователей к хром-форстеритовой технологии, а достижение тераваттного уровня пиковой мощности позволило расширить класс решаемых научных задач [4]. Таким образом, определился потенциал подобных систем для создания на их основе высокоэффективных и высокоэнергетичных

параметрических источников фемтосекундного излучения в среднем ИК-диапазоне. Системное исследование генерационных и усилительных свойств лазерной среды на хром-форстерите, оптимизация выходных параметров созданной лазерной системы с точки зрения увеличения выходной энергии и расширение её возможностей при создании новых схем стретчирования и компрессии, достижения пиковой мощности ~ 100 ГВт при одновременном сокращении длительности, – всё это определило вектор исследования нелинейно-оптических процессов, происходящих при взаимодействии высокоинтенсивного (более 1 ТВт/см^2) лазерного излучения с конденсированными и газовыми средами.

Повышение пиковой мощности лазерных источников в ближнем и среднем ИК диапазонах важно для увеличения эффективности нелинейно-оптических процессов и до сих пор реализовывалось с применением технологий оптического параметрического усиления чирпированных импульсов, техник двойного чирпирования, либо с использованием мощных CO_2 газовых усилителей [5]. Эти направления активно развивались в МГУ имени М.В. Ломоносова на кафедре волновых процессов, впоследствии трансформировавшейся в кафедру общей физики и волновых процессов. Так, были предложены и реализованы конкретные схемы параметрических генераторов и усилителей света, развиты теоретико-экспериментальные методы создания эффективных схем параметрической генерации вблизи групповых синхронизмов в нелинейных кристаллах [6]; особый интерес связывался с областью 10 мкм [7] с точки зрения генерации сверхмощных пикосекундных лазерных импульсов дальнего ИК диапазона. Подходы оптического параметрического усиления чирпированных импульсов, развиваемые в мире, сразу показали свою эффективность с точки зрения наращивания выходной энергии лазерных импульсов, однако требовали пикосекундных источников накачки с практически идеальными пространственными и временными характеристиками. Выходная энергия и перестройка по длине волны была ограничена из-за апертурных эффектов при использовании «длинных» нелинейно-оптических кристаллов. Использование газовых CO_2 лазеров было выгодно по причине отсутствия ограничения на достигаемую выходную энергию из-за простоты увеличения апертуры «активных газовых элементов», но недостаточная полоса усиления, конструктивная громоздкость и сложность электрической накачки останавливали их широкое распространение. Разработанные A_2B_6 халькогенидные лазерные кристаллы быстро продемонстрировали свои возможности по получению наносекундного, микросекундного и непрерывного излучения в среднем ИК-диапазоне [8]. Фемтосекундная генерация низкоэнергетичных лазерных импульсов была получена ранее на кристаллах селенида цинка, легированного ионами хрома (Cr:ZnSe), в спектральном диапазоне $2\text{--}3 \text{ мкм}$ в режиме синхронизации мод. Дальнейшему продвижению в область боль-

ших (4–5 мкм) длин волн и получению мощных и высокоэнергетичных фемтосекундных лазерных импульсов в этом диапазоне длин волн на основе твердотельных лазерных сред препятствовала нехватка знаний о генерационных и усилительных свойствах халькогенидных сред, легированных ионами железа, которые к тому же сильно зависели от выбора матрицы, уровня легирования ионами активатора и температуры активного элемента. Процессы затруднялись также отсутствием мощных 3-мкм лазерных источников наносекундной длительности и потерей в 90-х годах прошлого столетия неразрывной связи между ростовыми и лазерными лабораториями. Решение этих задач определило направление исследований первой части представленной работы.

Начиная с пионерских работ по нелинейной оптике Р.В. Хохлова, С.А. Ахманова и П. Франкена [9,10] увеличение эффективности нелинейно-оптических преобразований стало предметом интенсивных исследований. Это диктуется интересом к созданию ярких источников когерентного излучения в сверхшироком диапазоне длин волн от рентгеновского до ТГц диапазона. С прикладной точки зрения это важно для развития современных методов мультиспектральной спектроскопии, в том числе с временным разрешением, которые повышают достоверность получаемых результатов. С точки зрения фундаментальной науки это даёт возможность лучше понять физические механизмы, которые лежат в основе взаимодействия сверхсильного светового поля с веществом, и открывает путь к генерации аттосекундных импульсов [11], что в 2024 году было отмечено Нобелевским комитетом как выдающееся достижение по физике. До сих пор нелинейно-оптические процессы в большей степени исследовались с использованием широко распространённого титан-сапфирового лазерного источника. Использование источников среднего ИК диапазона предпочтительнее по ряду причин: во-первых, пондеромоторная энергия электрона увеличивается пропорционально квадрату длины волны; во-вторых, дисперсия газов в среднем ИК-диапазоне уменьшается; в-третьих, появляется возможность использовать резонансы молекулярных газов, большая часть которых собрана именно в этом диапазоне длин волн. Эти предпосылки послужили основой для развития второй части исследований.

С физикой сверхсильного светового поля неразрывно связана задача получения экстремального состояния вещества [12]. Острая фокусировка фемтосекундного лазерного излучения в объём конденсированной среды позволяет создавать такие состояния в лабораторных условиях [13]. Особый интерес с фундаментальной точки зрения представляет эволюция лазерно-индуцированного экстремального состояния вещества, которая может включать быстрые фазовые переходы, недостижимые в стационарных условиях. Большая часть исследований в мире либо направлена на исследование морфологии остаточных микромодификаций, либо затрагивает

начальную стадию создания свободных электронов при взаимодействии высокоинтенсивного лазерного излучения с веществом. Для исследования структурной перестройки материала чаще всего используются рентгеновские методы, причём для получения информации о переходных процессах требуются установки класса «мегасайенс» – лазеры на свободных электронах и источники синхротронного излучения, что ограничивает общность и универсальность подходов для решения таких задач. Развитие лазерных методов создания и диагностики экстремального состояния вещества, работающих в широком временном окне (от фемтосекунд до наносекунд) и применимых для широкого класса сред (диэлектрики, полупроводники), определило и расширило направление исследований второй части работы.

Основной *целью работы* являлась разработка экспериментальных подходов к генерации мощных широко перестраиваемых от ближнего до среднего ИК диапазона фемтосекундных лазерных импульсов и их применение к исследованию нелинейных процессов, инициируемых в конденсированных и плотных газовых средах при интенсивности более 1 ТВт/см^2 . Для достижения основной цели были поставлены *следующие задачи*:

Создание на основе новых активных сред эффективных (до 10%) фемтосекундных лазерных источников нового поколения ближнего (1–2 мкм) и среднего (4–5 мкм) ИК диапазонов с пиковой мощностью порядка и более 10^9 Вт .

Разработка эффективных методов управления спектрально-временными свойствами мультигигаваттного фемтосекундного ИК излучения в интересах создания широкодиапазонного источника ультракоротких импульсов в диапазоне длин волн от УФ до ТГц на основе конденсированных и плотных газовых сред.

Оптимизация энерговклада и диагностика экстремального состояния вещества, инициируемого в объёме конденсированной среды в области её прозрачности под воздействием фемтосекундного лазерного излучения ближнего и среднего ИК диапазона с интенсивностью более 1 ТВт/см^2 .

Основные результаты, полученные в рамках настоящей работы, можно сформулировать следующим образом.

Использование *групповых синхронизмов* взаимодействующих импульсов в нелинейных кристаллах (дидейтероарсената цезия, трибората лития), чирпированных импульсов накачки, а также явления *филаментации* лазерных пучков в условиях расходящегося волнового фронта излучения накачки, позволило реализовать генерацию *мощных* (до 20 МВт) фемтосекундных суперконтинуумов в ближнем ИК-диапазоне со спектральной шириной до 450 нм, которые были использованы при создании высокостабильных источников затравочного излучения параметрических усилителей света (рис. 1 б).

Разработаны подходы и реализованы схемы *эффективной* (до 10%) генерации фемтосекундного лазерного излучения ближнего ИК диапазона ($\lambda=1,24$ мкм) мультигигаваттной пиковой и ваттной средней мощности на основе кристалла хром-форстерита и последующего его *эффективного* (1-10%) преобразования в длинноволновое фемтосекундное излучение ($\sim 1-8$ мкм) в схемах параметрического усиления на базе неоксидных нелинейно-оптических кристаллов (тиогаллата серебра, тиогаллата лития) (рис. 1 в).

Предложены и реализованы новые схемы генерации *мощного фемтосекундного лазерного излучения среднего ИК диапазона* (4-5 мкм) на основе семейства халькогенидных сред с управляемыми спектрлолюминесцентными свойствами при их накачке высокоэнергичными (до 50 мДж) мощными (\sim МВт) лазерными наносекундными импульсами в 3-мкм диапазоне длин волн с плотностью энергии ~ 1 Дж/см². Разработанный подход позволил создать *уникальную фемтосекундную лазерную систему*, работающую на этом принципе в среднем ИК-диапазоне и генерирующую импульсы с пиковой мощностью более 20 ГВт (рис. 1 а).

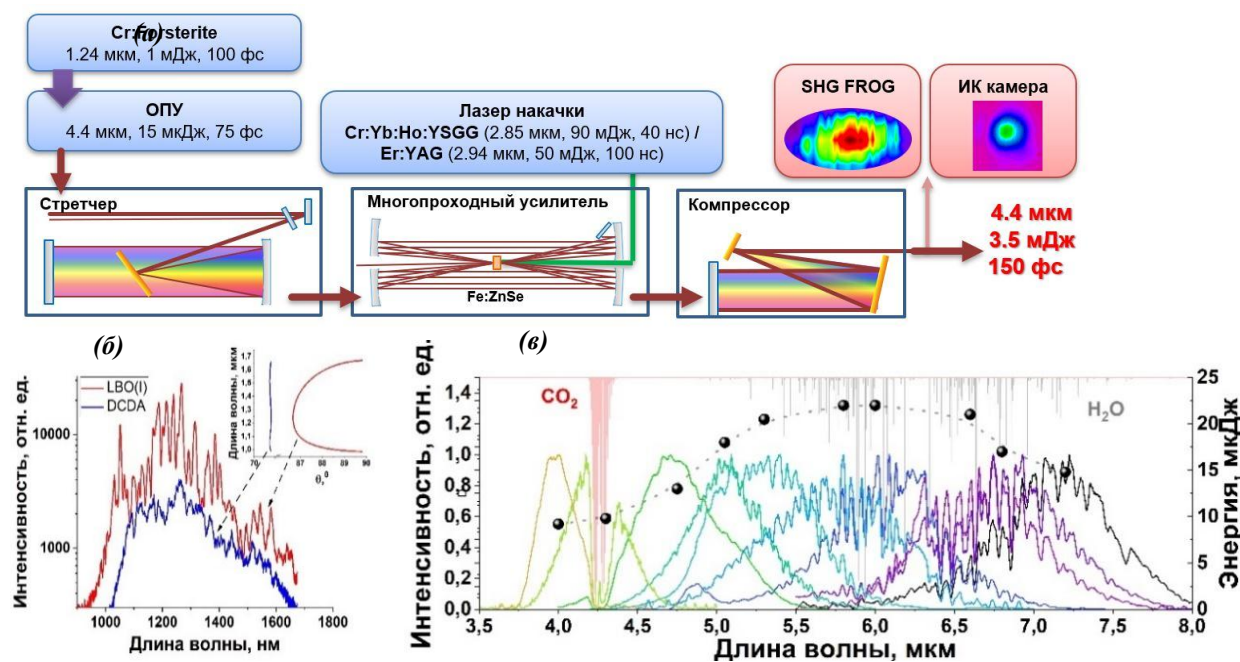


Рис. 1. (а) Экспериментальная схема фемтосекундной лазерной системы на основе усиления chirпированных импульсов среднего ИК диапазона в кристалле Fe:ZnSe. (б) Спектр выходного излучения параметрического усилителя (ПУ) на основе кристаллов DCDA ($\theta=710$, $\varphi=450$, толщина 8 мм) и LBO(I) ($\theta=880$, $\varphi=00$, толщина 4 мм) с накачкой второй гармоникой ($\lambda=0,62$ мкм) хром-форстеритового лазера. На вставке показаны соответствующие перестроочные зависимости ПУ. (в) Спектр холостого импульсов на выходе трёхкаскадного фемтосекундного параметрического усилителя на кристалле тиогаллата лития (LGS) с накачкой хром-форстеритовым лазером.

Экспериментально показано, что бинарная газовая смесь, состоящая из инертного и молекулярного газов, является *перспективной нелинейно-оптической средой*, нелинейными и дисперсионными свойствами которой можно независимо *управлять* за счёт изменения парциального давления соответствующего газа в смеси и наличия спектрально близкой полосы поглощения, способствующей повышению эффективности нелинейно-оптических преобразований фемтосекундного лазерного излучения среднего ИК диапазона ($\lambda=4,6$ мкм). Реализована генерация гармоник основного излучения лазерной системы на кристалле Fe:ZnSe ($\lambda=4,6$ мкм, $\tau=160$ фс, $I=1.8 \cdot 10^{13}$ Вт/см²) в Xe-CO₂ газовой смеси ($p_{\text{Xe}}=45$ атм, $p_{\text{CO}_2}=1$ атм) с эффективностью 1% в третью ($\lambda=1,53$ мкм), 0,3% в пятую ($\lambda=0,92$ мкм) и суммарно 0,5% в высокие оптические гармоники вплоть до 11-ой. Осуществлено равномерное расширение коротковолнового (< 4 мкм) и длинноволнового (> 5 мкм) крыльев спектра мощного (>10 ГВт) ИК импульса в газовой смеси Kr-O₂ высокого давления ($p_{\text{Kr}}=20$ атм, $p_{\text{O}_2}=10$ атм) с последующей компрессией фемтосекундных 4-мкм лазерных импульсов до длительности 62 фс, что близко к четырём оптическим циклам поля, при пиковой мощности более 30 ГВт (**Рис. 2 а-г, е**).

Предложены, обоснованы и реализованы эффективные (1-10%) нелинейные методы управления спектрально-временными свойствами мощного фемтосекундного лазерного излучения ближнего ($\lambda=1,24$ мкм) и среднего ($\lambda=4,6$ мкм) ИК диапазонов в конденсированных и плотных газовых средах, позволившие создать *новые источники* когерентного излучения ультракороткой длительности в широком диапазоне длин волн (от УФ до ТГц) (**Рис. 2 а-е**).

Предложены и экспериментально обоснованы подходы к *управлению энергокладом при фокусировке фемтосекундного лазерного излучения в объем полупроводника* на примере монокристалла кремния. Показано, что увеличение длительности (от 0,1 пс до 0,8 пс) лазерного импульса ближнего ИК диапазона ($\lambda=1,24$ мкм) позволяет уменьшить влияние лазерно-индуцированной плазмы на процесс распространения лазерного импульса и повысить энергоклад до $\sim 0,7$ кДж/см³, а многофотонное поглощение острогофокусированного (NA=0,86) фемтосекундного ($\tau=160$ фс) лазерного излучения среднего ИК диапазона ($\lambda=4,6$ мкм) позволяет достичь величины объёмного энергоклада более 5 кДж/см³, что обеспечивает объёмную микромодификацию кремния в режиме однократного воздействия (**Рис. 2 ж**).

Предложены и реализованы *новые подходы к управлению энергокладом при воздействии острогофокусированного фемтосекундного лазерного излучения с интенсивностью более 1 ТВт/см²* на объём диэлектрических и полупроводниковых сред в области их прозрачности, что в сочетании с разработанными методами диагностики плазмы и эволюции лазерно-

индуцированного экстремального состояния вещества с использованием нелинейно-оптического метода микроскопии на основе процесса генерации третьей гармоники позволяет создавать и регистрировать *динамические и стационарные лазерно-индуцированные фазовые переходы*.

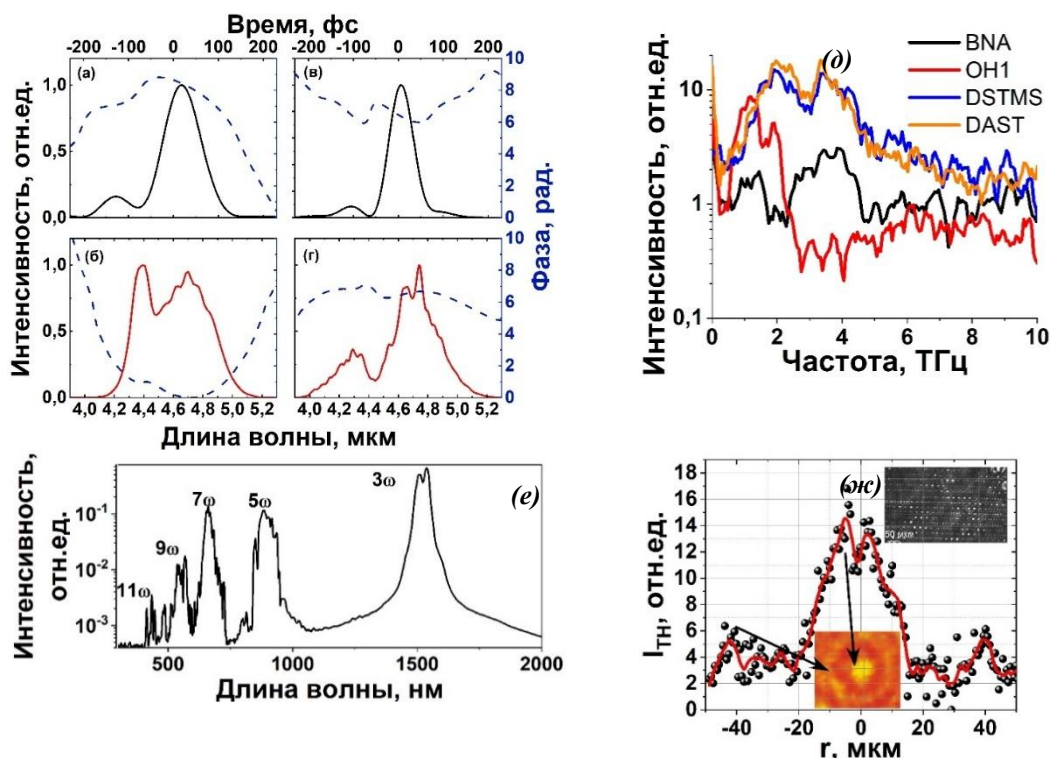


Рис. 2. Огибающая и спектральная фаза лазерных импульсов среднего ИК диапазона, регистрируемые с помощью широкополосного оптического стробирования с разрешением по частоте на основе суммарного преобразования на выходе короткой 17-сантиметровой газовой ячейки (а), (б) и длиной 32-сантиметровой газовой ячейки (в), (г), заполненных смесью газов Kr-O₂. Чёрные линии показывают огибающие (верхний ряд), красные линии – спектры (нижний ряд), синие пунктирные линии – соответствующие фазы лазерных импульсов среднего ИК диапазона. (д) Спектр ТГц излучения, генерируемого в органических кристаллах (BNA, OH1, DSTMS, DAST) при их накачке мультигигаваттной хром-форстеритовой лазерной системой; (е) Спектр оптических гармоник, генерируемых в смеси Xe-CO₂ при воздействии высокоинтенсивного лазерного излучения среднего ИК диапазона ($\lambda=4,6$ мкм). (ж) Профиль микромодификации, регистрируемый методом микроскопии на основе процесса генерации третьей оптической гармоники ($\lambda=1,53$ мкм) при острой фокусировке (NA=0,86) фемтосекундного излучения среднего ИК диапазона ($\lambda=4,6$ мкм) в объём кремния.

Таким образом, в работе изучены и разработаны новые методы генерации мультигигаваттных, синхронизированных по времени, фемтосекундных лазерных импульсов ближнего и среднего ИК диапазонов, что в сочетании с предложенными *нелинейными* методами управления спектрально-временными свойствами этого излучения демонстрирует создание *широкодиапазонных фемтосекундных ИК лазерных источников нового по-*

коления. Генерируемое ими когерентное и перестраиваемое от УФ до ТГц диапазона излучение ультракороткой длительности может быть полезно для применения в области нелинейной оптики и физики взаимодействия излучения с веществом. Исследованные эффекты экстремального воздействия лазерного излучения на объём прозрачной конденсированной среды могут лечь в основу создания лазерно-индуцированных фаз вещества и методов объёмного микроstructuring диэлектрических и полупроводниковых материалов, что важно для развития элементной базы современной ИК фотоники.

Литература

1. Крюков П.Г. Лазеры ультракоротких импульсов // Квантовая электроника. 2001. Vol. 31, № 2. P. 95.
2. Petrov V. Frequency down-conversion of solid-state laser sources to the mid-infrared spectral range using non-oxide nonlinear crystals // Prog Quantum Electron. 2015. Vol. 42. P. 1–106.
3. В.М. Гордиенко. Твердотельная фемтосекундная лазерная система на Cr:forsterite: перспективы использования в фундаментальных исследованиях и в создании критических фемтотехнологий. Препринт физического факультета №13/2000, МГУ, М., 2000.
4. Agranat M.B. et al. Terawatt femtosecond Cr: forsterite laser system // Quantum Elec (Woodbury). 2004. Vol. 34, № 6. P. 506.
5. Gordienko V.M., Platonenko V.T. Regenerative amplification of picosecond 10- μm pulses in a high-pressure optically pumped CO₂ laser // Quantum Elec (Woodbury). IOP Publishing, 2010. Vol. 40, № 12. P. 1118.
6. Gordienko V.M., Mikheev P.M., Pryalkin V.I. Efficient parametric generation of femtosecond IR radiation in a system utilising the properties of group-velocity matching // Quantum Elec (Woodbury). IOP Publishing, 1999. Vol. 29, № 7. P. 596–600.
7. Гордиенко В.М. и др. Эффективная параметрическая генерация в диапазоне 8-10 мкм при накачке излучением фемтосекундного лазера на хром-форстерите // Квантовая электроника. 2006. Vol. 36, № 2. P. 1.
8. Mirov S. et al. Frontiers of mid-IR lasers based on transition metal doped chalcogenides // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. 2018. № c. P. 1–1.
9. Franken P.A. et al. Generation of Optical Harmonics // Phys Rev Lett. American Physical Society, 1961. Vol. 7, № 4. P. 118.
10. Akhmanov S.A. Khokhlov's method in the theory of nonlinear waves // Uspekhi Fizicheskikh Nauk. Uspekhi Fizicheskikh Nauk (UFN) Journal, 1986. Vol. 149, № 07. P. 361–390.
11. Popmintchev T. et al. Bright coherent ultrahigh harmonics in the keV x-ray regime from mid-infrared femtosecond lasers. // Science. American Association for the Advancement of Science, 2012. Vol. 336, № 6086. P. 1287–1291.
12. Фортов В.Е. Экстремальные состояния вещества на Земле и в космосе // УФН. 2009. Vol. 179, № 6. P. 653–687.

13. Batani K. et al. Recent progress in matter in extreme states created by laser // Matter and Radiation at Extremes. China Academy of Engineering Physics CAEP, 2021. Vol. 7, № 1. P. 013001.

ОПТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОРФИРАЗИНОВЫХ И ФТАЛОЦИАНИНОВЫХ ФОТОСЕНСИБИЛИЗАТОРОВ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ФАКТОРАХ

Асп. *А.Р. Крот*, доц. *И.А. Сергеева*

В работе представлено исследование оптическими методами двух классов наночастиц фотосенсибилизаторов: поверхностно-активных гидрофобных наночастиц с амфифильным полимером – поливинилпирролидоном [1], а также фотосенсибилизаторы, являющиеся амфифильной матрицей, с пассивным носителем поливинилпирролидоном и без соответственно [2].

Впервые методом динамического рассеяния света были получены распределения гидродинамических радиусов для каждого из образцов в отдельности, а также соответствующие изменения распределений для многокомпонентных систем при наличии сывороточного альбумина. С учётом специфики свойств различных классов фотосенсибилизаторов реализованы подходы по оптимальному подбору концентраций для достоверного определения размеров наночастиц, а также применён статистический метод обработки, адаптированный к биологическим образцам, аналогично методу Raynals [3]. Для установления свойств взаимодействия наночастиц с сывороточным альбумином применялись методы спектроскопии и флуориметрии.

Таким образом, был выработан подход по использованию оптических методов для необходимого и достаточного предварительного *in vitro* анализа представленных классов фотосенсибилизаторов, а также их характеристики: гидродинамические радиусы наночастиц в самостоятельном виде и от концентраций амфифильного полимера, временная устойчивость и стабильность в присутствии сывороточного альбумина. Полученные свойства выявили возможность реализации принципиально отличительных способов пассивной доставки наночастиц: как при наличии взаимодействия с основным транспортным белком крови – так и при полном его отсутствии.

Список литературы.

1. Крот А.Р., Строганова Ю.Д., Сергеева И.А., и пр., «Исследование устойчивости фотосенсибилизаторов на основе тетрапиррольных комплексов

алюминия, магния и цинка при различных факторах», УЗФФ, № 3. С. 7 (2018).

2. Tarakanov P., Neganova M., Mishchenko D., et al., «Low-symmetry A3 B-type 6H-1,4-diazepinoporphyrazines with anti-Kasha effect as promising photosensitizers», Photochem. Photobiol., (2024).

3. Burastero, O., Draper-Barr, G., Raynal, B., et al., «Raynals, an online tool for the analysis of dynamic light scattering», bioRxiv, (2023).

* e-mail: ar.krot@physics.msu.ru

ЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ОКИСЛЕННЫХ НАНОПЛЕНКАХ ПЕРМАЛЛОЯ

Мл.науч.сотр. *Помозов А.Р.*, доц. *Свяховский С.Е.*, доц. *Мурзина Т.В.*

Введение

Сплавы пермаллоя (NiFe) получили широкую известность ввиду своих уникальных свойств, таких как малая коэрцитивная сила, высокая магнитная проницаемость, малая магнитная анизотропия и прочие [1]. Пермаллой используют в различных областях науки и технологий, например, биосенсорах [2], спинтронных [3], магнитоплазмонных [4] устройствах и многих других приложениях. Ранее показано, что частичное окисление наноплёнок пермаллоя при температурах отжига 300 - 475 °С существенно меняет их структурные, магнитные и магнитооптические (МО) свойства [5]. Оксидирование исходно гладких аморфных наноплёнок приводит к росту оксидного слоя и существенному увеличению шероховатости его поверхности с образованием массивов наночастиц, при этом свойства нанопленки изменяются от магнито-мягких к магнито-жестким. Для окисленных наноплёнок пермаллоя было получено значительное усиление эффекта Фарадея в ближнем инфракрасном диапазоне спектра.

Поляризационные особенности таких окисленных пленок пермаллоя толщиной 20 - 40 нм ранее исследовались методом эллипсометрии [6]. Наблюдалась особенность в угловых спектрах поляризованного света – т.н. поляризационные углы (псевдо-углы Брюстера), соответствующие интерференционным минимумам в спектрах отражения р-поляризованного света. Для объяснения данного эффекта в [6] была разработана теоретическая модель субволновой двухслойной плёнки, которая объясняет поляризационный эффект одновременным выполнением условий фазового синхронизма и равенством абсолютных значений амплитуд вторичных волн для одной из поляризационных компонент. Данная работа выполнена в продолжение этих исследований и посвящена моделированию МО свойств двухслойной плёнки для описанной выше серии нанопленок пермаллоя с

разной степени температурного отжига, при этом учтен градиент распределения МО параметров по глубине окисленного слоя пермаллоя.

Материалы и методы исследования

Исходные нанопленки наносились на подложку из стекла толщиной 1 мм (Deltalab) методом магнетронного напыления из мишени 79НМ (русский ГОСТ), состоящей из 78,5–80,0 % Ni, 13,73–16,80 % Fe, 3,8–4,1 % Mo, 0,6–1,1 % Mn, 0,3–0,5 % Si, до 0,2 % Cu, до 0,15 % Ti, до 0,15 % Al, до 0,03 % C, до 0,02 % S, до 0,02 % P. Комплексные показатели преломления для исходных нанопленок пермаллоя были рассчитаны с использованием экспериментальных данных спектров отражения, преломления и эллипсометрии. Недиагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости (вектора гирации) были получены, исходя из экспериментально измеренного угла фарадеевского вращения и рассчитанных диагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости.

В качестве координатной оси z выбрано направление нормали к плоскости образца. Компоненты тензора комплексной диэлектрической проницаемости с учетом гиротропности среды в этом случае записываются как: $\epsilon(\mathbf{M}) = \begin{pmatrix} \epsilon_{11} & i\epsilon_{12} & 0 \\ -i\epsilon_{12} & \epsilon_{11} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{11} \end{pmatrix}$, где \mathbf{M} – намагниченность среды вдоль нормали к плоскости образца, $\epsilon_{ij}(\mathbf{M}) = \epsilon_{ij}(-\mathbf{M})$. В случае среды с поглощением эффект Фарадея описывается комплексным параметром Φ_F . Его действительная часть имеет смысл удельного угла фарадеевского вращения $\mathbb{Q}_F = \text{Re}\left(\frac{\Phi_F}{h}\right)$, где h – толщина пленки. Удельная мнимая часть $\Psi_F = \text{Im}\left(\frac{\Phi_F}{h}\right)$ связана с эллиптичностью выходящего светового пучка $\mathbb{Q}_F = \tanh(\Psi_F h)$. В электродипольном приближении удельное фарадеевское вращение может быть вычислено следующим образом: $\mathbb{Q}_F = -\frac{\omega}{2c(\bar{n}^2 + \bar{k}^2)}(\bar{n}\epsilon_{12}' + \bar{k}\epsilon_{12}'')$, $\Psi_F = -\frac{\omega}{2c(\bar{n}^2 + \bar{k}^2)}(\bar{k}\epsilon_{12}' - \bar{n}\epsilon_{12}'')$, где $\bar{n} = \frac{1}{2}(n_+ + n_-)$, $\bar{k} = \frac{1}{2}(k_+ + k_-)$, соответствующие величины вводятся через компоненты комплексной диэлектрической проницаемости: $N_{\pm} = n_{\pm} - ik_{\pm}$, где $N_{\pm}^2 = \epsilon_{11} \pm \epsilon_{12}$.

Полученные результаты и обсуждение

Для случая исходной гладкой однородной изотропной пленки толщиной 30 нм путем решения обратной задачи были получены спектральные зависимости недиагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости, которые качественно хорошо коррелируют с литературными данными [7]. Расчеты МО отклика окисленный нанопленок пермаллоя с учетом нарастающего окисленного слоя являются нетривиальной задачей, и для ее решения использовался программный пакет ANSYS Lumerical FDTD. Сложность состоит в том, что, согласно литературным и

экспериментальным данным, нанопленка имеет градиентное распределение окисленных фаз по глубине. После отжига при температуре ниже $450\text{ }^{\circ}\text{C}$ исходный пермаллой вблизи подложки и NiFe_2O_4 на границе раздела с воздухом разделены тонким окисленным слоем NiFeO_x , состоящим из смеси оксидов Ni, Fe, Mo, Mn, Cu, Ti и Al, и соответствующих легированных фаз на основе ионов [8]. При этом известно, что NiFe_2O_4 не вносит вклад в МО отклик. В разработанной ранее модели двуслойной нанопленки, отожжённой при $425\text{ }^{\circ}\text{C}$, были рассчитаны диагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости для нижнего неокисленного и верхнего частично окисленного слоев.

В нашей работе для расчёта МО отклика нижнего слоя были использованы значения ϵ_{12} исходной (неокисленной) пленки NiFe. Для верхнего слоя использовано градиентное распределение недиагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости $\epsilon_{12}(z)$, изменяющихся на каждом шаге сетки по координате z , что было достигнуто путем локального пространственного преобразования расчетной сетки. Граничные условия на поверхности окисленного слоя $\epsilon_{12}(z=0) \rightarrow 0$. Результаты численных расчетов спектров Фарадеевского вращения исходной и окисленной пленок пермаллоя представлены на рис. 1. Сопоставление расчетных и экспериментальных данных показывает хорошее качественное совпадение, что свидетельствует о верности используемой модели. Таким образом, в эффективном неоднородном окисленном слое доминирующий вклад в недиагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости, вероятно, вносят не до конца окисленные частицы пермаллоя.

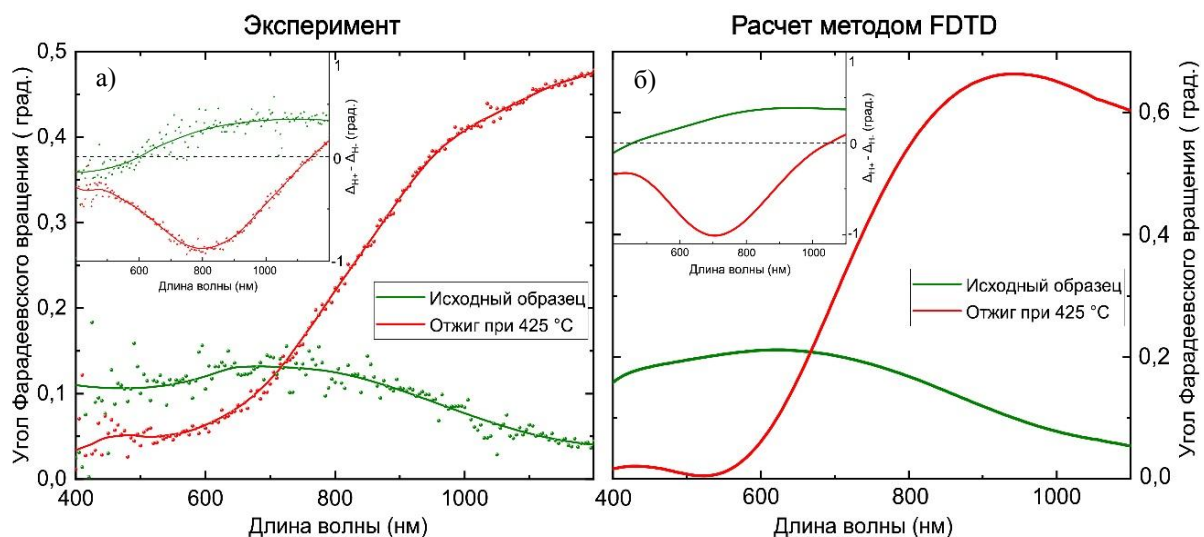


Рисунок 1 – Зависимость угла Фарадеевского вращения от длины волны света при нормальном падении зондирующего излучения для наноплёнок пермаллоя – (а) экспериментальные [5] и (б) расчетные данные. Вставки на графиках демонстрируют разность эллиптичности для исходной и отожжённой при $425\text{ }^{\circ}\text{C}$ наноплёнок пермаллоя. Экспериментальные данные были получены при магнитном поле $H=3.8\text{ кЭ}$.

Заключение

Таким образом, разработанная модель двуслойной наноплёнки отожженного пермаллоя с градиентным распределением вдоль нормали к поверхности образца вектора гирации окисленного слоя качественно описывает спектральные зависимости угла вращения плоскости поляризации и эллиптичности при эффекте Фарадея.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 21-72-10103.

Литература

1. Heck C. Magnetic materials and their applications. – Elsevier, 2013.
2. Kurlyandskaya G. V. et al. Giant magnetoimpedance biosensor for ferrogel detection: Model system to evaluate properties of natural tissue //Applied Physics Letters. – 2015. – Т. 106. – №. 19.
3. Iihama S. et al. Quantification of a propagating spin-wave packet created by an ultrashort laser pulse in a thin film of a magnetic metal //Physical Review B. – 2016. – Т. 94. – №. 2. – С. 020401.
4. Pomozov A. R. et al. Two-dimensional high-quality Ag/Py magnetoplasmonic crystals //Applied Physics Letters. – 2020. – Т. 116. – №. 1.
5. Kulikova D. P. et al. Transformation of magneto-optical figure of merit for permalloy nanofilms upon oxidation //Optical Materials. – 2020. – Т. 107. – С. 110067.
6. Rodionov S. A. et al. Polarization features in optical spectra of partially oxidized permalloy nanofilms //Optical Materials. – 2023. – Т. 145. – С. 114484.
7. Tikuišis K. K. et al. Optical and magneto-optical properties of permalloy thin films in 0.7–6.4 eV photon energy range //Materials & Design. – 2017. – Т. 114. – С. 31-39.
8. Kulikova D. P., Afanasyev K. N., Baryshev A. V. Faraday effect of oxidized permalloy nanofilms upon hydrogenation //Applied Surface Science. – 2023. – Т. 613. – С. 155937.

КВАНТОВЫЕ ФАЗОВЫЕ ПОРТРЕТЫ В ХОДЕ РЕАЛИЗАЦИИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА, ГЕНЕРАЦИИ СУММАРНЫХ ЧАСТОТ И БЕЗ ПРИБЛИЖЕНИЯ ЗАДАННОЙ НАКАЧКИ В РДС-КРИСТАЛЛЕ

Физик *Сингх Р.*, вед. научн. сотр. *Белинский А.В.*

Интерес к генерации неклассических запутанных состояний света и их применению в различных задачах квантовой информатики и квантовых фантомных изображений с использованием кристаллов с регулярно-доменной структурой (РДС-кристаллов) растёт [1-5]. Это связано с тем, что такие кристаллы позволяют эффективно реализовать не один нелиней-

ный процесс, а несколько, например, параметрический процесс, генерацию суммарных частот и других с различными поляризациями взаимодействующих мод.

Теоретическое исследование квантовых статистических свойств света осуществлено в приближении заданного поля накачки [1-4] и без него [5]. В данной работе мы исследовали квантовые свойства света с помощью функции Вигнера в случае, когда накачка второй гармоники является квантовой, а остальные находятся в состоянии вакуума на входе РДС-кристалла. Распределения Вигнера дают полную информацию о квантовых свойствах света. С помощью функции квазивероятностного распределения Вигнера можно визуализировать одновременно квантовые флуктуации обеих квадратур на фазовой плоскости. Квантовые фазовые портреты иллюстрируют интерференцию между состояниями, негауссову (с отрицательной вероятностью) [6] структуру квантового состояния света на качественном уровне.

Оба процесса (параметрический процесс и общая генерация) могут быть эффективно реализованы в РДС-кристалле [1-5]. Гамильтониан взаимодействия мод \hat{a}_1 , \hat{a}_2 , \hat{a}_3 на частотах ω , 2ω , 3ω с необыкновенной поляризацией распространяются коллинеарно внутри РДС-кристалла и имеет вид [2-5]

$$\hat{H}_{int} = \hbar (\gamma_1 \hat{a}_1^{+2} \hat{a}_2 + \gamma_2 \hat{a}_1 \hat{a}_2 \hat{a}_3^+ + k. c.),$$

где γ_1 и γ_2 – коэффициенты связи нелинейного взаимодействия параметрического процесса и генерации суммарной гармоники.

Собственные значения и собственные векторы гамильтониана взаимодействия были найдены численно [5]. На основе полученных собственных значений и векторов была найдена матрица плотности, когда мода \hat{a}_2 находилась в когерентном состоянии со средним числом фотонов 12, а остальные – в вакуумном состоянии [5]:

$$\hat{\rho}(\zeta) = \hat{U}(\zeta) \hat{\rho}(0) \hat{U}^+(\zeta),$$

где $\hat{U}(\zeta) = \exp(-i\hat{H}_{int}\zeta/\hbar)$, $\hat{\rho}(0) = |\psi_0\rangle\langle\psi_0|$ – матрица плотности начального состояния. $|\psi_0\rangle = |0_1\rangle|\alpha_2\rangle|0_3\rangle$, $\zeta = \gamma_2 t$ – приведенная длина взаимодействия.

Функция Вигнера моды вычисляется с помощью формулы [8]

$$W_j(x_j, p_j, \zeta) = \frac{1}{\pi\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} \langle x_j - y | \hat{\rho}_j(\zeta) | x_j + y \rangle \exp\left(\frac{2ip_j y}{\hbar}\right) dy, (j = 1, 2, 3),$$

где $\hat{\rho}_1(\zeta) = Tr_2[Tr_3[\hat{\rho}(\zeta)]]$, $\hat{\rho}_2(\zeta) = Tr_1[Tr_3[\hat{\rho}(\zeta)]]$, $\hat{\rho}_3(\zeta) = Tr_1[Tr_2[\hat{\rho}(\zeta)]]$ – редуцированная матрица плотности моды \hat{a}_1 , \hat{a}_2 , \hat{a}_3 . $x_j = Re(a_j)$, $p_j = Im(a_j)$.

Конкретные результаты расчета функции Вигнера $W_j(x_j, p_j, \zeta)$ для всех трех мод показаны на рис. 1 и 2.

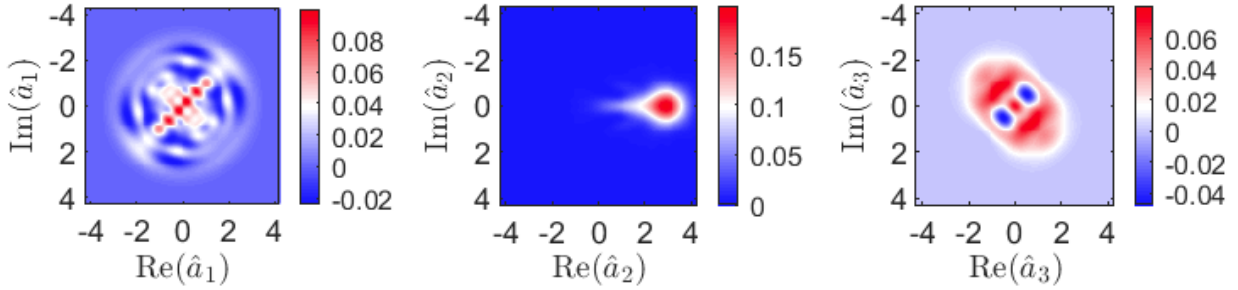


Рис. 1. Фазовый портрет мод \hat{a}_1 , \hat{a}_2 , \hat{a}_3 без приближения заданной накачки в РДС-кристалле. Мода накачки \hat{a}_2 находилась в когерентном состоянии, а остальные – в вакуумном при $\zeta = 0,4464$, $|\alpha_2|^2 = 12$, $\varphi_2 = 0$.

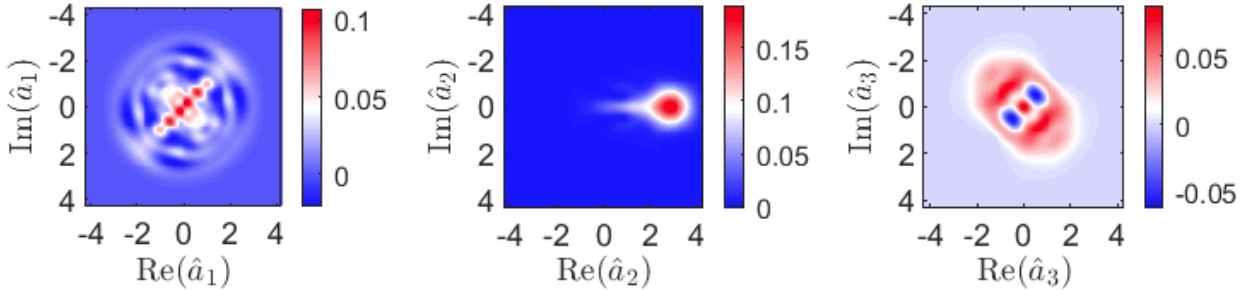


Рис. 2. Фазовый портрет мод \hat{a}_1 , \hat{a}_2 , \hat{a}_3 без приближения заданной накачки в РДС-кристалле. Мода накачки \hat{a}_2 находится в когерентном состоянии, а остальные - в вакуумном при $\zeta = 0,5328$, $|\alpha_2|^2 = 12$, $\varphi_2 = 0$.

Из рис. 1 видно, что состояния мод \hat{a}_1 и \hat{a}_3 становятся негауссовыми, а функция Вигнера меняет знак при определенной длине взаимодействия. На рис. 2 показано, что в ходе эволюции состояние моды \hat{a}_1 перестает быть негауссовым, а состояние моды \hat{a}_3 становится более негауссовым. Негауссовы состояния могут быть полезными для задач квантовой сенсорики, то есть, можно улучшить квантовую чувствительность интерферометра Маха-Цендера, когда необходимо измерить фазовую задержку в плече интерферометра [7,8].

Литература

- А. С. Чиркин. Оптика и спектроскопия, том 87, № 4, с. 627-631 (1998).
 A. S. Chirkin. Laser Physics, vol. 12, № 6, p. 941-947 (2002)

- A. S. Chirkin and A V Nikandrov. J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. vol. 5, p. 169 (2003).
- A. S. Chirkin and E. V. Makeev. J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. vol. 7, p. S500 (2005).
- А. В. Белинский, Р. Сингх. Квантовая электроника, том 48, №7, с. 611–614 (2018).
- M. Walschaers. PRX Quantum. Vol. 2, 030204 (2021).
- D. Salykina, F. Khalili. Symmetry, vol. 15 (3) p. 774 (2023).
- R. Singh, A. E. Teretenkov. Physics open, vol 18, 100198 (2024).

ТЕМПЕРАТУРНАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ
 $\text{Sc}_x\text{Y}_{1-x}\text{VO}_4:\text{Eu}^{3+}$

Мл. научн. сотр. *Возняк В.С.*, ст. научн. сотр. *Спасский Д.А.¹*.
¹НИИЯФ МГУ им. М.В. Ломоносова

Использование твердого раствора является одним из возможных путей создания новых материалов с заданным набором свойств. В зависимости от относительной концентрации компонентов раствора происходит изменение его структурных, оптических и люминесцентных свойств. При этом изменения могут происходить как линейно (закон Вегарда), так и нелинейно. В настоящее время для целого ряда твердых растворов уже было показано нелинейное изменение светового выхода, температурной стабильности, кинетики затухания люминесценции по сравнению с таковым для соединений, составляющих твердый раствор [1]. Зачастую удается улучшить характеристики соединения после добавления второго катиона в матрицу. По этой причине исследование новых твердых растворов представляет интерес для использования их в качестве метода оптимизации уже известных люминесцентных свойств в конкретных соединениях.

Данная работа посвящена исследованию влияния состава твердых растворов $\text{Sc}_x\text{Y}_{1-x}\text{VO}_4:1\text{мол}\%\text{Eu}^{3+}$ ($x=0, 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 0.9, 1$) на их люминесцентные свойства, в частности, на температурную стабильность люминесценции. В ходе работы была идентифицирована природа люминесценции и механизм переноса энергии на центры как примесного, так и собственного свечения матрицы ванадатов. Измерение спектров люминесценции при азотной температуре показало, что положение полосы собственного свечения матрицы зависит от состава твердого раствора, интенсивность люминесценции которого в целом зависит от температуры. Увеличение концентрации Sc в данной серии твердых растворов приводит к нелинейному изменению температуры тушения собственной люминесценции (уменьшение интенсивности свечения в 2 раза). Установлено, что температурная стабильность собственной люминесценции в твердом растворе повышается (максимум для $x=0.3$). Процесс тушения собственного свечения сопровождается усилением интенсивности примесного свечения Eu^{3+} в ин-

тервале от 80К до 270-300К. Стоит отметить, что в образце $\text{YVO}_4:\text{Eu}^{3+}$ отсутствует дальнейшее температурное тушение в области 300-500К. Однако после 300К с увеличением концентрации Sc в твердом растворе температурное тушение примесной люминесценции Eu становится более выражено.

Исследование кристаллической структуры твердых растворов ванадатов проводилось на дифрактометре Bruker D8 Advance. Исследование люминесцентных свойств, в том числе температурных исследований, было проведено с использованием лабораторной установки на основе спектрографа LOT-Oriel MS-257. Установка позволяет регистрировать спектры люминесценции в области 300 – 1050 нм и спектры возбуждения люминесценции образцов в области 220 – 500 нм в диапазоне 80-500 К.

Москва, Россия

E-mail: levushkina@physics.msu.ru

Литература

Belsky A.N., Gektin A.V., Vasilev A.N. // IEEE Trans. Nucl. Sc. 2014. Vol.61. P.262-270.

Подсекция:
ФОТОННЫЕ И КВАНТОВЫЕ
ТЕХНОЛОГИИ.
ЦИФРОВАЯ МЕДИЦИНА

Сопредседатели:
профессор Н.Н. Сысоев,
член-корр. РАН, профессор А.П. Шкуринов
ст. научн. сотр. Е.А. Ширшин

НОВЫЕ ФОТОННЫЕ СТРУКТУРИРОВАННЫЕ МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ ЗАДАЧ ПРЯМОЙ И ОБРАТНОЙ МАГНИТООПТИКИ

Ст. науч. сотр. *Калиш А.Н.*, доцент *Белотелов В.И.*

В последние годы большое внимание уделяется исследованию магнитофотонных структур, в которых оптические резонансы приводят к увеличению магнитооптических эффектов. В структурированных средах возможно не только усиление известных магнитооптических эффектов, но и появление новых, которые отсутствуют в однородных средах [1,2]. Поскольку эти эффекты связаны с возбуждением оптических мод структур, они носят резонансный характер и, стало быть, являются спектрально узкополосными. Кроме того, симметрия структур накладывает ограничения на возможные магнитооптические эффекты.

В настоящей работе рассматриваются несколько типов магнитофотонных структур, в которых эти ограничения могут быть сняты. В частности, для достижения широкополосных магнитооптических эффектов предложено использовать магнитоплазмонные квазикристаллы, которые представляют собой магнитную пленку с нанесенной на ней квазипериодической металлической решеткой [3]. В таких структурах возбуждаются блоховские плазмонные моды, дисперсия которых линейно зависит от поперечной плоскостной компоненты намагниченности структуры. Эта зависимость обуславливает усиление экваториального магнитооптического эффекта Керра. Поскольку спектральная плотность оптических мод квазипериодической структуры выше, чем для периодической с аналогичными параметрами, то магнитооптический эффект приобретает мультирезонансный характер.

Для экспериментального наблюдения были рассмотрены структуры со следующими параметрами. В качестве магнитного диэлектрика взят железо-иттриевый гранат состава $\text{Bi}_{1.5}\text{Gd}_{1.5}\text{Fe}_{4.5}\text{Al}_{0.5}\text{O}_{12}$ толщиной 110 нм на подложке гадолиний-галлиевого граната. При такой толщине в слое не возникает волноводных мод. Одномерная металлическая решетка образована полосками из золота шириной 600 нм и щелями между ними шириной 80 нм. Высота решетки составляет 80 нм. Порядок чередования полосок и щелей образует либо периодическую последовательность, либо квазипериодическую, соответствующую бинарной последовательности Фибоначчи. Внешнее магнитное поле составляло 200 мТл для достижения магнитного насыщения. Была рассчитана дисперсия плазмонных мод. Экспериментально подтверждено, что в полосе длин волн от 750 до 1000 нм в пе-

риодической структуре возбуждается только один плазмонный резонанс, а в квазипериодической — три. На этих резонансах происходит и увеличение экваториального эффекта Керра, который, таким образом, становится мультирезонансным. Важно, что подбором параметров квазикристаллической структуры можно достичь любого наперед заданного спектрального положения оптических и магнитооптических резонансов. При близком расположении оптических резонансов они начинают перекрываться и формировать широкополосный оптический отклик.

Другим рассмотренным классом магнитофотонных наноструктур являются магнитоплазмонные структуры с нарушенной пространственной симметрией. Наличие зеркальной симметрии относительно плоскости, перпендикулярной плоскости магнитной пленки, приводит к запрету на нечетные по намагниченности магнитооптические эффекты, связанные с плоскостной намагниченностью, в конфигурации нормального падения. Такими эффектами являются, в частности, экваториальный и меридиональный эффекты Керра, которые обращаются в нуль при нормальном падении света. Теоретически и экспериментально изучены одномерные магнитоплазмонные кристаллы, в которых нарушение симметрии металлической решетки достигается за счет либо вариации ширины полос и щелей, либо измененной формой полос (в виде зубчиков) [4,5]. В таких структурах при нормальном падении возбуждаются встречные неэквивалентные плазмонные моды, поэтому вклад в магнитооптический эффект от них не компенсируется. Показано, что при увеличении степени несимметричности экваториальный эффект Керра при нормальном падении увеличивается.

Кроме того, в работе рассматриваются магнитофотонные структуры для усиления обратных магнитооптических эффектов. Рассмотрена теоретическая задача о фазе оптического поля стоячей волны в диэлектрическом слое, граничащем с металлом либо фотонным кристаллом. Показано, что в случае фотонного кристалла фаза поля существенно зависит от длины волны, что обеспечивает легко перестраиваемую конфигурацию поля. Если диэлектрический слой является магнитным, то поле обратного эффекта Фарадея также становится неоднородным с перестраиваемой фазой, и это обстоятельство позволяет селективно возбуждать стоячие спиновые волны различных порядков [6].

Предложена новая магнитофотонная структура, представляющая собой магнитный диэлектрический слой между диэлектрическими брэгговскими резонансами, причем толщина слоя локально уменьшена [7]. Благодаря

этому при возбуждении резонаторной моды оптическое поле локализуется не только в поперечном направлении, но и в плоскости слоя. Таким образом создается эффективное поле обратного эффекта Фарадея в ограниченной пространственной области. Величина поля и его пространственная конфигурация существенно зависят от геометрических параметров структуры. Таким образом, предложенная структура является стабильным компактным перестраиваемым источником спиновых волн. Порядок слоев в рассмотренной структуре был таким: $[4x(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)]/[\text{магнитный слой}]/[4x(\text{TiO}_2/\text{SiO}_2)]/[\text{GGG}]$. Слои SiO_2 и TiO_2 имеют постоянную толщину, равную 98 нм и 80 нм, соответственно. Уменьшение толщины магнитного слоя выполняется в виде диска диаметром 1–4 мкм, в виде эллипса или вообще с неровными границами. Толщина удаляемого слоя магнетика варьируется от 0 до 50 нм. Такое соотношение высоты удаляемого слоя к его диаметру позволяет свести к минимуму влияние краевых эффектов, приводящих к искажению светового и магнитного полей. Для различных значений диаметра апертуры и глубины травления магнитного слоя были рассчитаны распределения эффективного магнитного поля обратного эффекта Фарадея и затем рассчитаны параметры прецессии намагниченности в образце. Анализ полученных данных показывает, что чем более неоднородным в радиальном направлении будет распределение магнитного поля, тем большую амплитуду будет иметь прецессия намагниченности в магнитном слое.

Литература

1. G. Armelles, et al., *Adv. Opt. Mater.* 1, 10 (2013).
2. A. Chekhov, et al., *Opt. Express* 22, 17762 (2014).
3. A.N. Kalish, et al., *Optica*, 5, 617 (2018).
4. O.V. Borovkova, et al., *Physical Review B* 102, 081405 (2020).
5. O.V. Borovkova, et al., *Optical Materials Express* 12, 573 (2022).
6. D.M. Krichevsky, et al., *Nanophotonics* 13, 299 (2024).
7. O. Borovkova, et al., *Applied Physics Letters* 124, 042402 (2024).

КРЕМНИЕВЫЕ МИКРОИГЛЫ, ДЕКОРИРОВАННЫЕ НАНОЧАСТИЦАМИ ЗОЛОТА ДЛЯ АНАЛИЗА МОЛЕКУЛЯРНОГО СОСТАВА КЛЕТОК ЧЕЛОВЕКА МЕТОДОМ СПЕКТРОСКОПИИ ГИГАНТСКОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

Вед. науч. сотр. *Осминкина Л.А.*, аспирант *Собина И.О.*,
 науч. сотр. *Гончар К.А.*, студент *Гюппенен О.Д.*,
 мл.науч.сотр. *Первушин Н.В.*, (ФФМ), мл. науч. сотр. *Чечехин В.И.*,
 (ФФМ); вед. науч. сотр. *Кудрявцев А.А.* (ИТЭБ РАН);
 доцент *Елисеев А.А.* (ФНМ), доцент *Тюрин-Кузьмин П.А.* (ФФМ)

В современной биомедицине разработка новых методов оптического анализа молекулярного состава клеток представляют собой актуальную задачу. Точность и скорость анализа отдельных клеток являются решающими факторами, особенно в диагностике и лечении рака. Данное исследование посвящено разработке композитных материалов - кремниевых микроигл (SiMNs), украшенных наночастицами золота (Au) - для исследования биологических процессов на молекулярном уровне в отдельных раковых клетках с помощью метода гигантского комбинационного рассеяния (ГКР, англ. Surface enhanced Raman scattering, SERS). SiMNs были синтезированы методом глубокого реактивно-ионного травления (DRIE) на пластинах c-Si и затем покрыты наночастицами золота для обеспечения активности ГКР.

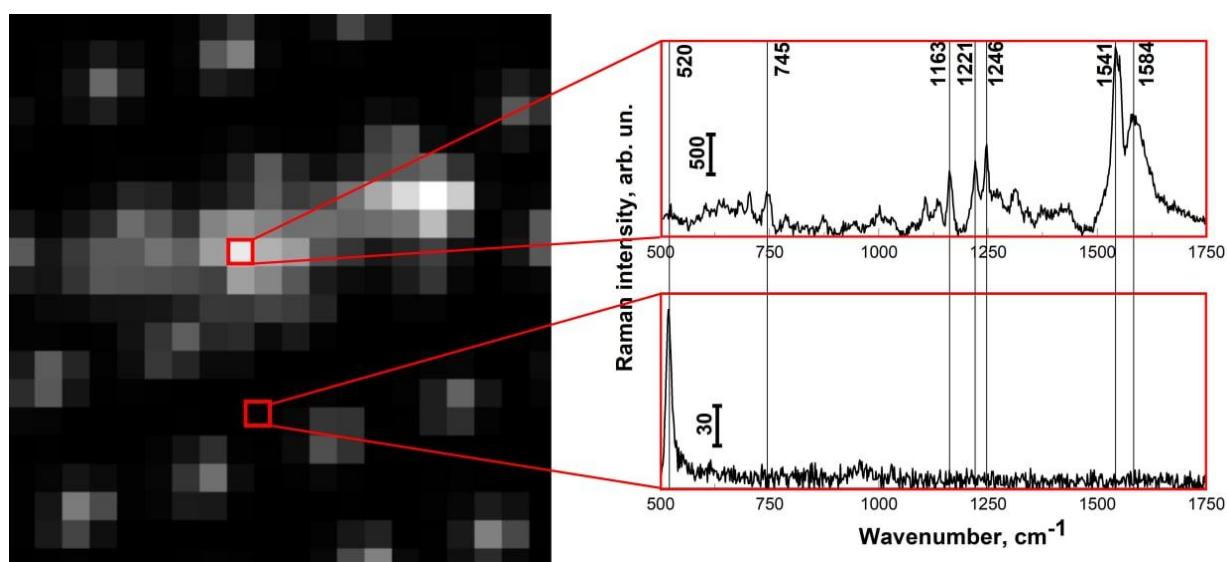


Рисунок 1. Спектры ГКР клеток MDA-231 после 24 часов инкубации на Au@SiMNs (справа) и 2D-карты, иллюстрирующие области усиления сигнала для пика клеток на 1541 cm^{-1} (слева).

Обнаружено, что клетки рака молочной железы MDA-231 и стволовые клетки МСК демонстрируют надежную адгезию и иммобилизацию на Au@SiMNs в течение 72 часов инкубации. Это, в сочетании с изученным в работе отсутствием цитотоксичности микроигл, показано открывает возможность изучения молекулярного состава конкретной живой клетки с помощью ГКР спектроскопии. Кроме того, Au@SiMNs используются для доставки доксорубицина в клетки, что позволяет наблюдать усиление сигнала и отслеживать изменения молекулярного состава клеток с течением времени при воздействии лекарств-цитостатиков.

Исследование выполнено при поддержке программы развития Междисциплинарной научно-образовательной школы МГУ имени М.В. Ломоносова "Фотоника и квантовые технологии. Цифровая медицина".

РАЗРАБОТКА СРЕДСТВ РЕАБИЛИТАЦИИ СЛУХА

Вед. спец. *Сальников К.С.*; ст. науч. сотр., *Иваненко И.П.*;
доцент *Тужилина К.В.* (ФФМ); зав. кафедрой, *Сысоев Н.Н.*

Целью данного доклада является исследования в области прикладной физики, а именно применения результатов научных поисковых экспериментальных и теоретических исследований, научно-исследовательских и опытно-конструкторских работ, а также различных технологий и методов для создания средств реабилитации слуха.

Органы слуха

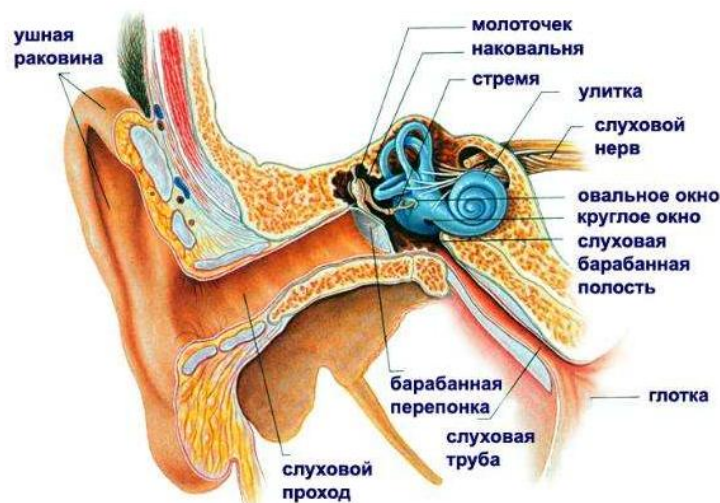


Рис. 1. Органы слуха человека

Нарушение слуха может быть:

- Кондуктивным (нарушение в звукопроводящей системе);

Вызывается препятствием на пути проведения и усиления звука. Препятствие возникает на уровне наружного уха (пороки развития, серные пробки, опухоли, наружный отит) или среднего уха (травматическое повреждение барабанной перепонки и слуховых косточек, средний отит, адгезивный отит, тубоотит, отосклероз).

- Сенсоневральным (поражение элементов звуковосприятия);

На уровне внутреннего уха механические колебания преобразуются в электрические импульсы. Гибель волосковых клеток становится причиной нарушения этого процесса. В результате восприятие звуков ухудшается и искажается. При нейросенсорной тугоухости часто наблюдается снижение болевого порога звуковосприятия. Для здорового человека болевой порог при восприятии звуков составляет примерно 100 дБ. Пациенты с нейросенсорной тугоухостью могут испытывать боль при восприятии звуков, незначительно превышающих порог слышимости. Нейросенсорная тугоухость может развиваться при микроциркуляторных нарушениях во внутреннем ухе, болезни Меньера (повышении давления жидкости во внутреннем ухе), патологии слухового нерва и т.д. Причиной нейросенсорной глухоты могут стать некоторые инфекционные заболевания (корь, менингит, эпидемический паротит и др.). Крайне редко к развитию нейросенсорной тугоухости приводят аутоиммунные заболевания (гранулематоз Вегенера).

- Смешанным (резкое или постепенное снижение слуха, вследствие поражения и звукопроводящей, и звукопринимающей частей уха).

Например, у человека с врожденной тугоухостью может произойти еще большее снижение слуха из-за перенесенного хронического или острого отита, а также образования серной пробки в слуховом канале. Может возникать в результате смешанной формы отосклероза, хронического отита и др.

Международная классификация тугоухости

Характер поражения	Пороги слухового восприятия, дБ	Тяжесть поражения
Степень тугоухости 1	26-40 дБ	Легкая (трудности восприятия шепота)
Степень тугоухости 2	41-55 дБ	Средняя (трудности восприятия речи)
Степень тугоухости 3	56-70 дБ	Среднетяжелая (слышит только громкую речь)
Степень тугоухости 4	71-90 дБ	Тяжелая (слышит крик)
Глухота	более 90 дБ	Не слышит

В зависимости от вышеперечисленных классификаций применяются различные виды лечения и реабилитации.

При кондуктивном нарушении слуха в основном применяются слуховые аппараты для усиления уровня звукового давления УЗД до необходимых величин чтобы воздействовать напрямую на овальное отверстие улитки. В некоторых случаях показаны оперативное вмешательство при согласии пациентов, которое заключается в восстановлении звукопроводящих органов: барабанной перепонки и цепи слуховых косточек. Для данных операций используются 2 вида протезов: аллопластические (искусственные) и аутопротезы.

При поражении барабанной перепонки используются как собственные ткани так и искусственные. Были проведены экспериментальные исследования возможности печати барабанной перепонки на биопринтере Dr. INVIVO 4D2.

Опробированы различные композиционные составы *invivogel*, которые включали в себя желатин, гиалуроновую кислоту, гуматеин, различные виды гидрогелей и другие биосовместимые материалы. Комбинация материалов для создания подходящего композитного материала имеет решающее значение для биосовместимости, миграции клеток, васкуляризации и т. д.

В случае реконструкции цепи слуховых косточек при анализе результатов использования искусственных и аутопротезов не отмечено функциональных различий. В то же время при неиспользовании аутохрящевого прикрытия искусственного протеза в 6 раз увеличивается его смещение. В то же время аутопротезы из наковальни, кортикальной кости, из хряща или козелка ушной раковины, вследствие их стабильности, отсутствия реакции на трансплантат и отсутствия затрат на приобретение протезов, имеют преимущества. При использовании других протезов отмечена их нестабильность, экструзия (до 3-13%) и реакция окружающих тканей с различной степенью биодеградации имплантатов. Для реконструкции дефекта цепи слуховых косточек некоторые используют биологический цемент и лазерную сварку.

Несмотря на вышеперечисленные преимущества аутохрящевых протезов, они имеют ряд весомых недостатков, таких как непредсказуемая деградация и потеря стабильности формы в течении времени, значительная мягкость для поглощения звука, а также затрата дополнительного времени на забор материала и его подготовку во время операции. Все это приводит к распространению использования аллопластических материалов, а в некоторых случаях существует практика комбинированного использования.

Проведены исследования наиболее распространенных среди искусственных материалов различных видов титана:

- титан (диоксид титана),
- титановые сплавы (никелид титана, бетта-Ti3Au),
- модификации титана (например анатаз - нанокристаллическая модификация диоксида титана).

Были исследованы конструктивные особенности и механизмы передачи (усиления) звуковых колебаний от барабанной перепонки к овальному окну с помощью титановых протезов. Разработаны различные модификации протезов слуховых коточек, а также опробированы технологии и процессы обработки титановых протезов.

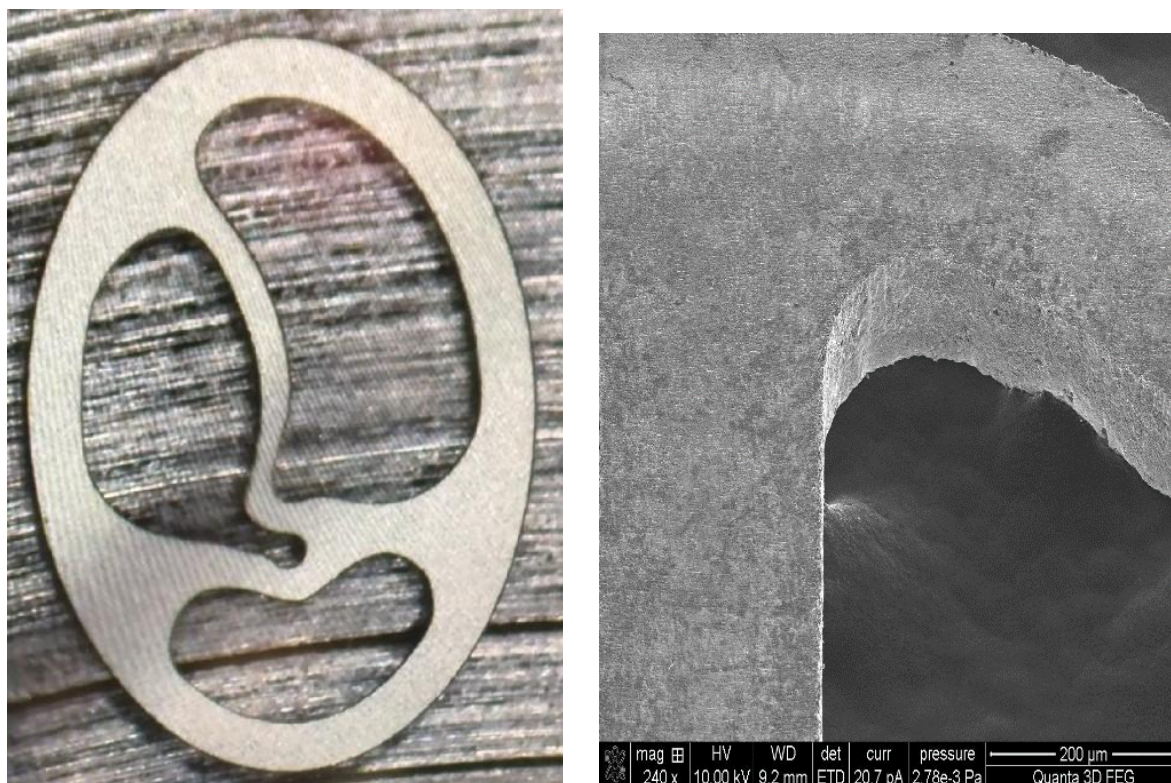


Рис 2. Обработка на лазерном комплексе прецизионной микрообработки Микросет-РА с подобранными оптимальными параметрами

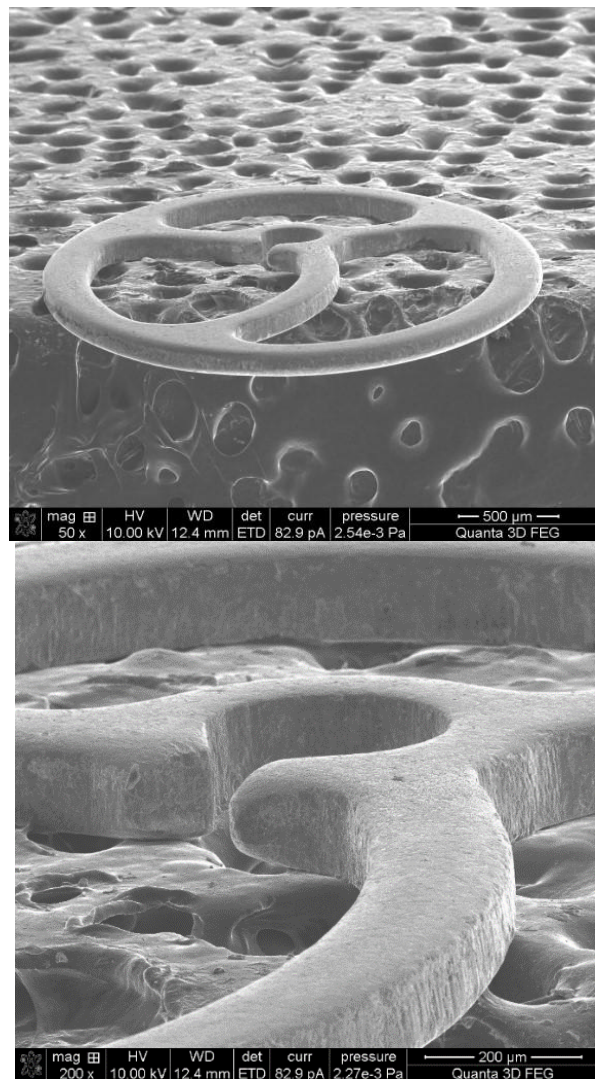


Рис. 3 Процесс механической полировки для закругления краев вырезанных изделий

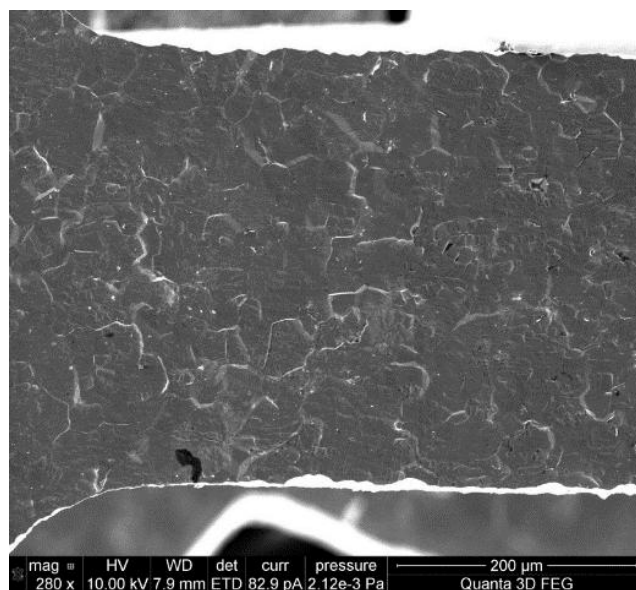


Рис. 4. Поверхность имплантата после процедуры химического травления.

Помимо вышеописанных процессов обработки титановых протезов направленных на активизацию прорастания ткани внутрь имплантата, и создания микро и нанорельефа на поверхности который способствует адгезии белков на поверхности и облегчает сцепление клеток на сегодняшний день существует несколько способов по улучшению процесса остеоинтеграции и повышению биосовместимости титанового имплантата в организме пациента, а именно:

1. напыление биоактивных материалов, таких как кальций фосфатные соединения (к примеру, гидроксиапатит), наноуглеродные пленки, а также островковые нанопленки серебра;

Химический состав нанесенных пленок контролировался с помощью EDS приставки на электронном микроскопе, к примеру, состав пленки ГАП представлен на рисунке 5.

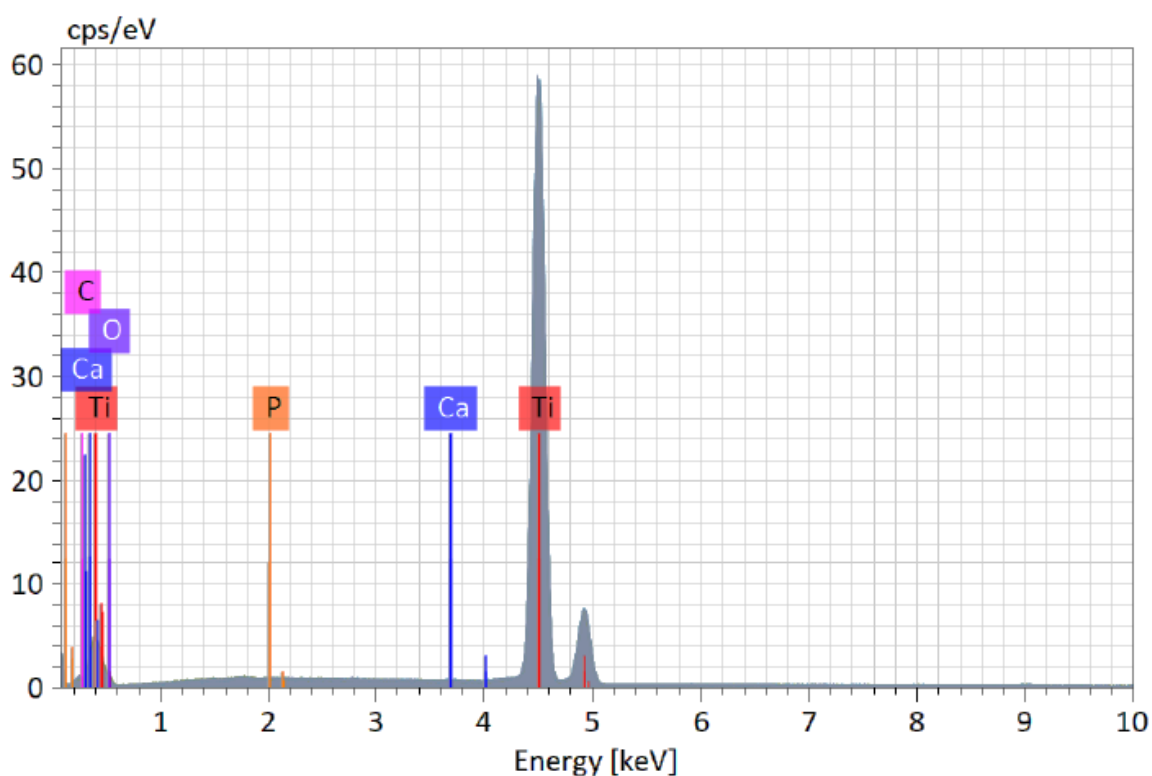


Рис. 5. ЭДС анализ образца синтезированного ГАП на поверхности титанового микроимплантата.

2. использование PTFE пленок в качестве составных элементов имплантата или в качестве покрытия;
3. создание нанокристаллической структуры диоксида титана (анатаз) электрохимическим или атомно-слоевым осаждением;

4. придание поверхности гидрофильных свойств путем плазменной обработки или путем нанесения биосовместимых полимерных составов.

В рамках данного исследования был проведен детальный анализ лучших мировых практик по получению и осаждению различных видов покрытий на титановых изделиях имплантируемых человеку, а также были апробированы и доработаны некоторые методики нанесения биоактивных материалов.

Литература

1. Steinbach, E., Karger, B., & Hildmann, H. (1992). Zur Verwendung von Knorpeltransplantaten in der Mittelohrchirurgie. Eine histologische Langzeituntersuchung von Knorpelinterponaten*. *Laryngo-Rhino-Otologie*, 71(01), 11–14. doi:10.1055/s-2007-997236
2. Piltaver I. K., Peter R., Šarić I., Salamon K., I Badovinac. J., Koshmak K., Nannarone S., Marion I. D., Petravić M. Controlling the grain size of polycrystalline TiO₂ films grown by atomic layer deposition. *Applied Surface Science*, 2017, vol. 419, pp. 564–572. <http://dx.doi.org/10.1016/j.apsusc.2017.04.146>
3. Schwager K. Titanium as a biomaterial for ossicular replacement: results after implantation in the middle ear of the rabbit. *Eur Arch Otorhinolaryngol.* 1998;255:396–401.
4. Schwager K. Titanium as an ossicular replacement material. Results after 336 days of implantation in the rabbit. *Am J Otol.* 1998;19:569–73.
5. Schwager K, Geyer G. Titanium and glass-ionomer cement as ossicular replacement materials: biocompatibility results after implantation in the rabbit. *ORL.* 1998;60:322–8.
6. Schwager K. Titanium in ossicular chain reconstruction. Morphological results in animal experiments and after implantation in the human middle ear. In: Rosowski JJ, Merchant SN, editors. *The function and mechanics of normal, diseased and reconstructed middle ears.* Amsterdam: Kugler Publications; 2000. p. 243–54.
7. Stupp CH, Stupp HF, Grün D. Gehörknöchelchenerersatz mit Titan-Prothesen. *Laryngol Rhinol Otol.* 1996;75:335–7.
8. Hess-Erga J, Møller P, Vassboth FS. Long-term hearing result using Kurz titanium ossicular implants. *Eur Arch Otorhinolary.* 2013;270(6):1817–21.

9. А.Г. Илларионов, А.А. Попов, «Технологические и эксплуатационные свойства титановых сплавов», учебное пособие, Уральский федеральный университет, изд. Уральский университет, 2014г., 137с.
10. М.А. Сурменова, Р.А. Сурменев, И.А. Хлусов, В.Ф. Пичугин, М.Е. Конищев, М. Эппле, «Кальцийфосфатные покрытия, созданные методом ВЧ-магнетронного распыления гидроксипатита: остеогенный потенциал *in vitro* и *in vivo*», Известия Томского политехнического университета, т.317, № 2, 2010.
11. Н.С. Николаев, Л.В. Любимова, Н.Н. Пчелова, Е.В. Преображенская, А.В. Алексеева, «Использование имплантатов с покрытием на основе двумерно-упорядоченного линейно-цепочечного углерода, легированного серебром, для лечения перипротезной инфекции», Травматология и ортопедия России, 25(4), 2019. doi:10/21823/2311-2905-2019-25-4-98-108.
12. Д.Т. Реджепов, А.А. Водяшкин, А.В. Сергородцева, Я.М. Станишевский, «Биомедицинское применение наночастиц серебра (обзор)», Разработка и регистрация лекарственных средств. 10(3), стр.176-187, 2021. <https://doi.org/10.33380/2305-2066-2021-10-3-176-187>.
13. Javier Vicente, Rafael Ramírez-Camacho, Almudena Trinidad, José Ramón García-Berrocal, David Lobo, Maite Pinilla, «Anti-adhesive properties of polytetrafluoroethylene (Gore-Tex) in middle ear surgery. An experimental study», Acta Otolaryngol, 126(2), 2006. doi: 10.1080/00016480500312570.
14. Патент WO2021030882A1 WIPO (PCT), Bruno DOS SANTOS PAVEI
15. <https://www.newlaser.ru/laser/lc/microset.php>
16. Steinbach E, Hildmann H. Der Wert des autologen Gehörknöchelchengewebes. Zentralblatt Hals-Nasen-Ohrenheilk. 1992/93;142:242.
17. Mankekar, G. (Ed.). (2014). Implantable Hearing Devices other than Cochlear Implants. doi:10.1007/978-81-322-1910-1.

КВАНТОВАЯ ОПТИКО-ТЕРАГЕРЦОВАЯ ФОТОНИКА

Ст. науч.сотр. *Кузнецов К.А.*, доцент *Прудковский П.А.*,
профессор *Китаева Г.Х.*

Параметрическая генерация терагерцового излучения в нелинейных кристаллах с высоким коэффициентом усиления, направленная на создание мощных источников импульсов, давно и интенсивно исследуется различными научными группами [1]. В отсутствие какой-либо внешней «затравки» оптические сигнальные фотоны на стоксовой частоте и парные им терагерцовые фотоны являются так называемыми «бифотонами», что подразумевает запутанное квантовое состояние. Квантовые свойства бифотонов наиболее ярко проявляются в режиме малого усиления, называемым также спонтанным параметрическим рассеянием (СПР) [2]. Пары взаимных фотонов при СПР генерируются в широком спектральном диапазоне от нулевой частоты вплоть до частоты накачки. Наиболее известными из них являются оптические бифотоны, излучаемые на сравнимых по порядку величины оптических частотах. Во многом на основе пионерских работ Д.Н. Клышко и А.Н. Пенина [3,4], выполненных в МГУ им. М.В. Ломоносова, оптические бифотоны широко используются в различных квантово-оптических технологиях, таких как: квантовая связь, квантовые вычисления, метрология, визуализация и сенсорика [5]. В настоящее время вызывают существенный научный интерес оптико-терагерцовые бифотоны, состоящие из фотонов, различающихся по частоте на два и более порядка [6,7]. Для распространения квантовых технологий в терагерцовый диапазон, нами были выполнены работы в области терагерцовой спектроскопии [8-10] и сенсорики [11,12], корреляционной спектроскопии и фотометрии [13-15].

Возможность обнаружения слабых потоков фотонов ТГц-частот, генерируемых при СПР с низким коэффициентом усиления, нами была продемонстрирована с использованием болометра на горячих электронах [9]. Были проанализированы экспериментальные зависимости мощности ТГц-излучения от угла обнаружения и интенсивности накачки. В работе [10] были исследованы частотно-угловые спектры сильно невырожденного СПР в широком диапазоне температур от 300 К до 4.2 К. Температурные зависимости мощности сигнала анализируются с использованием теоретических предсказаний подхода Клышко-Кирхгофа. Хотя все измерения проведены в оптическом диапазоне, показано что такой анализ позволяет предсказать температурное поведение общего числа генерируемых холодных фотонов в ТГц диапазоне, а также температурное изменение оптико-терагерцовой бифотонной корреляционной функции. Показано, что начиная с комнатных температур и вплоть до температур ~50 К подавляющий вклад в ненормированную корреляционную функцию вносят флуктуации

теплового поля. При дальнейшем охлаждении влияние квантового вклада возрастает и нормированная бифотонная корреляционная функция достигает своего максимума.

Управления спектральными и пространственными свойствами неклассических полей оптического терагерцового диапазона, генерируемых при сильно невырожденном параметрическом рассеянии, нами можно экспериментально осуществлять с использованием нелинейных интерферометров Юнга [11] и Маха-Цендера [12]. Показано, что интерферометры могут быть использованы для измерения дисперсионных свойств различных материалов в терагерцовом диапазоне частот. Ключевым моментом развитых подходов является то обстоятельство, что спектроскопическая информация в терагерцовом диапазоне извлекается из измерений в оптическом канале благодаря сильным частотно-угловым корреляциям между оптическими и терагерцовыми фотонами. Теоретический подход используется для прогнозирования свойств оптических терагерцовых полей и корреляций фотонов в различных режимах сильно невырожденного по частоте параметрического рассеяния. Рассматриваемые интерферометры являются перспективными источниками терагерцовых полей с новыми характеристиками и частотно-фильтрованными терагерцовыми модами Шмидта.

Были исследованы статистические распределения аналоговых показаний терагерцового сверхпроводящего болометра с антенной при особом типе облучения низкоэнергетическими потоками терагерцовых фотонов со статистикой Пуассона и контролируемым средним числом фотонов [13]. Фотоны генерировались с помощью параметрического рассеяния с импульсной накачкой в кристалле $Mg:LiNbO_3$, помещенном в охлаждаемый криостат вместе с терагерцовым болометром. Результаты численной аппроксимации экспериментальных гистограмм свидетельствуют о дискретном характере детектирования в терагерцовом диапазоне сверхпроводящими болометрами, что открывают путь для изучения их квантовых характеристик. Показано, что показания болометра за импульс состоят из дискретных отсчетов («одиночных событий»), при этом их среднее число линейно зависит от количества входных фотонов. Вклад отдельных отсчетов в общее аналоговое значение статистически распределен в соответствии с нормальным законом. Предложена общая формула для описания всвязи между непрерывным статистическим распределением показаний болометра и дискретной квантовой статистикой падающих фотонов.

Также нами была предложена и впервые экспериментально реализована схема прямого измерения корреляционной функции второго порядка $g^{(2)}$ оптико-терагерцовых бифотонов, генерируемых при спонтанном параметрическом рассеянии света [14]. Полученные зависимости $g^{(2)}$ от мощности оптической накачки согласуются с результатами теоретических расчетов. Полученные результаты открывают возможности для развития квантово-

оптических технологий в терагерцовом диапазоне, калибровки квантовой эффективности терагерцовых детекторов, а также могут быть полезны для построения изображений с использованием однопиксельных терагерцовых детекторов и разработки новых методов квантовой визуализации терагерцового излучения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант № 22-12-00055.

Литература

1. Extremely frequency-widened terahertz wave generation using Cherenkov-type radiation / K. Suizu, K. Koketsu, T. Shibuya, T. Tsutsui, T. Akiba, K. Kawase // *Optics Express*, 2009. – V.17. - P.6677-6681.
2. Quantum correlation between optical and terahertz photons generated under multimode spontaneous parametric down-conversion / G.Kh. Kitaeva, A.A. Leontyev, P.A. Prudkovskii // *Physical Review A*, 2020. – V.101. - P.053810.
3. *Photons and Nonlinear Optics* / D.N. Klyshko // Gordon and Breach, New York, 1988.
4. The prospects of quantum photometry / D.N. Klyshko, A.N. Penin // *Soviet Physics Uspekhi*, 1987. – V.30. - P.716–723.
5. Spontaneous parametric down-conversion / C. Couteau // *Contemporary physics*, 2018. – V.59. - P.291-304.
6. Quantum-inspired terahertz spectroscopy with visible photons / M. Kutas, B. Haase, J. Klier, D. Molter, G. von Freymann // *Optica*, 2021. – V.8(4). - P.438-441.
7. Terahertz quantum sensing / M. Kutas et al. // *Sci. Adv.*, 2020. - V.6. - P.eaaz8065.
8. Dispersion of the dielectric function real part for Mg:LiNbO₃ crystals at terahertz frequencies / K.A. Kuznetsov, S.P. Kovalev, K.Kh. Kitaeva et al. // *Appl. Phys. B*, 2010. – V.101. - P.811–815.
9. Direct detection of the idler THz radiation generated by spontaneous parametric down-conversion / G. Kh. Kitaeva, V. V. Kornienko, K. A. Kuznetsov, I. V. Pentin, K. V. Smirnov, and Yu. B. Vakhtomin // *Optics Letters*, 2019. - V.44(5). - P.1198-1201.
10. Study of SPDC spectra to reveal temperature dependences for optical-terahertz biphotons / T.I. Novikova, K.A. Kuznetsov, A.A. Leontyev, G.Kh. Kitaeva // *Appl. Phys. Lett.*, 2020. - V.116. - P. 264003-1-264003-5.
11. Complex extraordinary dielectric function of Mg-doped lithium niobate crystals at terahertz frequencies / K.A. Kuznetsov, G.Kh. Kitaeva S.P. Kovalev, S.A. Germansky, A.M. Buryakov, A.N. Tuchak, A.N. Penin // *Appl. Phys. B*. 2016. –V.122. – P.223.
12. Nonlinear interference in the strongly nondegenerate regime and Schmidt mode analysis / K.A. Kuznetsov, E.I. Malkova. R.V. Zakharov, O.V. Tikhonova, G.Kh, Kitaeva // *Phys. Rev. A*, 2020. - V.101(5). - P.053843-1-053843-7.

13. Towards Measuring Terahertz Photon Statistics by a Superconducting Bolometer / P. Prudkovskii, A. Leontyev, K. Kuznetsov, G. Kitaeva / *Sensors*, 2021 21, № 15, с. 4964 (1)-4964 Absolute brightness measurements in the terahertz frequency range using vacuum and thermal fluctuations as references // G.Kh. Kitaeva, P.V. Yakunin, V.V. Kornienko, A. N. Penin // *Appl. Phys. B.*, 2014. - V.116 – P.929.
14. Direct Measurement of the Correlation Function of Optical–Terahertz Biphotons / A.A. Leontyev, K.A. Kuznetsov, P.A. Prudkovskii, D.A. Safronenkov, G.Kh. Kitaeva / *JETP Letters*, 2022. - V. 114(10) - P. 565-571.

ОПТИКА ЭНДОГЕННЫХ ФЛУОРОФОРОВ: ФОТОФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ И ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ БИОМЕДИ- ЦИНСКОЙ ДИАГНОСТИКИ

Доц. Ширшин Е.А.

Обладая рядом принципиальных преимуществ, оптические методы нашли широкое распространение в исследовании живых систем [1]. С помощью методов оптической спектроскопии и микроскопии изучаются межмолекулярные взаимодействия, процессы в клетках и биотканях, а также создаются различные сенсорные системы. В то же время использование оптической диагностики в решении задач клинической практики затруднено по двум причинам. Во-первых, глубина оптического зондирования биотканей относительно мала и варьируется от десятых долей до нескольких единиц миллиметров, в исключительных случаях достигая нескольких сантиметров. Однако данный фактор не является лимитирующим при решении широкого круга задач: исследования межмолекулярных взаимодействий и структурной динамики молекул в растворах, анализа биожидкостей, интраоперационной диагностики, неинвазивной диагностики ряда физиологических параметров.

Во-вторых, использование внешних (экзогенных) меток, часто применяемых в научных исследованиях для повышения чувствительности и специфичности оптических методов, затруднено при измерениях на людях *in vivo* и, более того, может влиять на исследуемый процесс – при том, что именно создание новых типов меток привело к прорыву в исследовании живых систем с помощью оптики [2]. Таким образом, интерес представляет использование эндогенного контраста – оптического сигнала от молекул и систем молекул, уже присутствующих в образце (клетке, биожидкости, ткани).

На настоящий момент большинство прикладных задач биомедицинской оптической диагностики – классификация тканей или определение биологически релевантного параметра – решаются статистическими мето-

дами путём исследования феноменологической связи оптического отклика с исследуемой целевой переменной, без построения физической модели и селективного выделения вкладов от эндогенных молекул-репортеров и оценки их фотофизических свойств. Так могут быть классифицированы здоровые и патологические ткани при интраоперационной диагностике, проанализированы образцы биожидкостей или классифицированы субпопуляции клеток. Конструирование признакового описания, достаточного для успешного решения диагностической задачи, возможно с развитием новых методов оптической спектроскопии благодаря исследованию фотофизических процессов и отбору чувствительных фотофизических параметров исследуемых систем. Так, чувствительными оказываются параметры релаксации возбужденного состояния флуорофоров на диапазоне времен от долей пикосекунд до единиц наносекунд за счёт того, что их свойства связаны с распределением электронной плотности молекул, зависящим от структуры флуорофоров и взаимодействия с локальным окружением [3]. В ряде задач чувствительными оказываются как спектральная, так и временная компонента флуоресцентного отклика, связанная с эффективностью электронного взаимодействия подсистем.

Данная концепция лежит в основе мультимодальных методов, когда производится одновременное измерение различных оптических параметров системы – например, в случае многофотонной томографии (МФТ), нашедшей применение в оптической биопсии, такими параметрами служат эффективность генерации оптических гармоник, спектральные параметры, время жизни и интенсивность флуоресценции [4]. Целью представленной работы являлось фундаментальное исследование механизмов формирования оптического отклика эндогенных флуорофоров и решение обратной задачи диагностики и визуализации компонентов живых систем с использованием этого отклика на примере анализа структур в коже методом МФТ, совмещенной с визуализацией времени жизни флуоресценции (fluorescence lifetime imaging, FLIM).

В связи со своей доступностью для измерений и сравнительно малой глубиной проникновения оптического излучения в биологические ткани кожа является одним из основных объектов исследования *in vivo* для биофотоники. В работе был рассмотрен вопрос о возможности визуализации микрососудов (капилляров) с помощью МФТ и эндогенного контраста, что ранее реализовано не было. Показано, что капилляры могут быть визуализированы по сигналу эндогенной флуоресценции с быстрым (<100 пс) затуханием флуоресценции [5]. Далее был исследован механизм формирования данного сигнала, показано, что он является следствием образования флуоресцентных фотопродуктов гемоглобина [6-7]. С использованием разработанного подхода исследован вопрос о свойствах области в коже вокруг капилляров – периваскулярной зоны [8-9].

Многофотонная визуализация кожи МФТ-FLIM *in vivo* была выполнена с помощью системы, в которой в качестве накачки использовался титан-сапфировый лазер с длительностью импульсов 100 фс и частотой следования импульсов 80 МГц. Возбуждение осуществлялось на длине волны 760 нм, сигнал детектировался в двух спектральных каналах: 410–680 нм для ЭФ и <400 нм для сигнала генерации второй гармоники (ГВГ). Репрезентативное изображение, полученное методом МФТ-FLIM в области ногтевого ложа приведено на рис. 1. Тогда как на изображениях, полученных картированием сигналов ГВГ и АФ структур, соответствующих капиллярам, в явном виде не наблюдается (рис. 1А-Б), микрососуды видны на изображениях, полученных методом FLIM (рис. 1В). Установлено, что области капилляров характеризуются коротким временем затухания $\tau_1 < 200$ пс (рис. 1В-Г) и доминирующим вкладом быстрой компоненты кинетики релаксации флуоресценции ($a_1/a_2 > 9$).

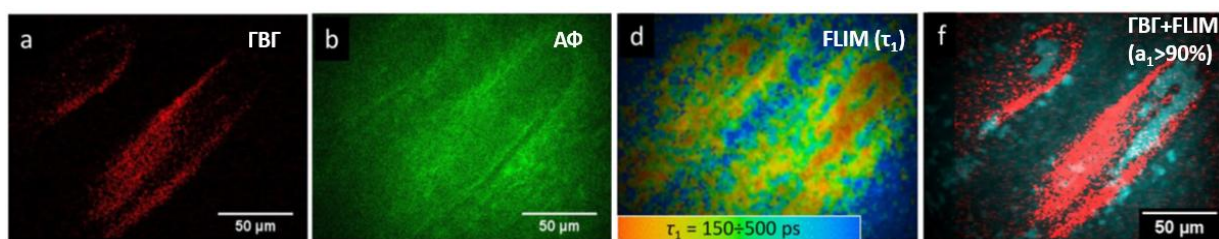


Рис. 1. Изображение области ногтевого ложа, полученное на глубине 100 мкм методом МФТ-FLIM, на которых картированы А) интенсивность ГВГ, Б) интенсивность двухфотонной ЭФ, В) время релаксации флуоресценции τ_1 . Г) Совмещенное изображение интенсивности ГВГ (красный цвет) и распределения амплитуды быстрой компоненты a_1 (бирюзовый цвет соответствует отсечке $a_1/a_2 > 9$).

Далее был изучен механизм возникновения сигнала с быстрым ($\tau_1 < 100$ пс) затуханием флуоресценции, наблюдаемым из области капилляра, для чего была исследована кинетика затухания флуоресценция основных компонентов крови – эритроцитов, лейкоцитов и плазмы крови. Было показано, что кинетика затухания флуоресценции эритроцитов характеризуется параметрами затухания, аналогичными измеренным для области капилляра *in vivo* (рис. 2А-Б). При однофотонном возбуждении (402 нм) у эритроцитов также наблюдалась флуоресценция, характеризующаяся сверхбыстрым затуханием и низкой интенсивностью в сравнении с другими компонентами крови (рис. 2А).

Было установлено, что интенсивность двухфотонной флуоресценции эритроцитов имеет практически линейную зависимость от времени облучения (рис. 2В). Скорость роста интенсивности ЭФ, рассчитанная путем линейной аппроксимации зависимости двухфотонной флуоресценции от времени, квадратично зависела от интенсивности накачки. Обнаруженное поведение двухфотонной флуоресценции эритроцитов можно объяснить накоплением флуоресцирующего фотопродукта, возникающего в результа-

те процесса двухфотонного поглощения. Также был доказан необратимый характер образования фотопродуктов путем последовательного измерения флуоресцентных изображений облученной области суспензии эритроцитов.

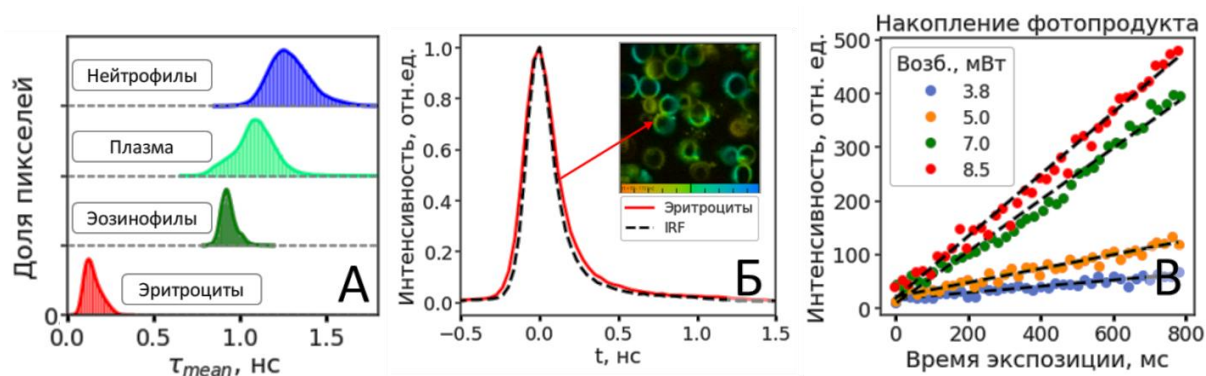


Рис. 2. А) Распределение среднего времени жизни флуоресценции для эритроцитов, плазмы крови, нейтрофилов и эозинофилов. Б) FLIM-изображение суспензии эритроцитов, полученное при двухфотонном возбуждении на длине волны 760 нм, цветом картировано среднее время затухания флуоресценции. В) Зависимость интенсивности двухфотонной флуоресценции эритроцитов от времени облучения при разных мощностях накачки (длина волны возбуждения 760 нм).

Эксперименты, выполненные с раствором гемоглобина, основного хромофора в эритроцитах, показали, что для него также наблюдается необратимое образование фотопродукта. Несмотря на то, что гемоглобин не флуоресцирует из-за сверхбыстрого переноса электрона между порфирином и ионом железа, в результате его одно- и двухфотонного возбуждения образуется флуоресцирующий фотопродукт, который можно использовать в качестве эндогенного контраста при визуализации сосудов методом МФТ-FLIM.

Метод МФТ-FLIM далее был применен для интерпретации результатов оптической капилляроскопии. На рис. 3А показано типичное изображение капилляров ногтевого ложа здорового человека, полученное с помощью цифрового капилляроскопа с увеличением 400×, при этом наблюдается характерная область вокруг капилляров, получившая название периваскулярной зоны (ПЗ, отмечена на рис. 3А красной стрелкой). Было проведено исследование, которое показало, что размер ПЗ может быть использован в качестве диагностического параметра при оценке тяжести хронической сердечной недостаточности (ХСН), определенной согласно классификации Нью-йоркской Кардиологической Ассоциации, — данный параметр увеличивается с возрастанием класса ХСН (рис. 3В) [8].

Репрезентативное изображение ПЗ, полученное методом ДФТ-FLIM с использованием сигнала ГВГ (красный цвет) и двухфотонной флуоресценции (зеленый цвет), представлено на рис. 3Б. Было показано, что область от границы капилляра, который можно визуализировать либо по быстрому

затуханию флуоресценции методом FLIM, либо как темную «петлеобразную» область на изображениях ГВГ, до границы ПЗ, соответствует живому эпидермису — то есть, области до рогового слоя кожи. Прямые измерения, выполненные методами оптической капилляроскопии и МФТ-FLIM на одних и тех же капиллярах (рис. 3. А–Б), подтвердили вышеуказанную гипотезу.

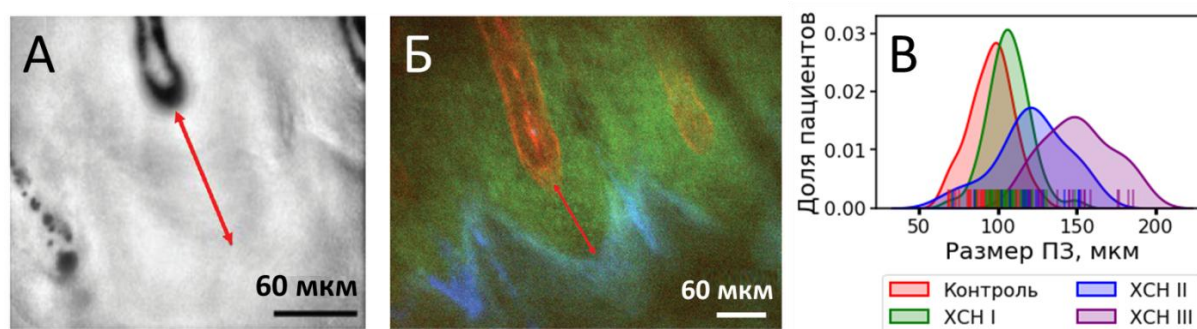


Рис. 3. А) Изображение капилляра, полученное методом широкопольной микроскопии (капилляроскопии) в белом свете на отражение. Б) Изображение того же капилляра, что и на панели А, полученное методом ДФТ-FLIM. Красный цвет соответствует сигналу ГВГ, зеленый и синий – двухфотонной эндогенной флуоресценции. В) Распределение испытуемых в контрольной и XCH-группах по размеру ПЗ.

Далее на основе ДФТ-FLIM с эндогенным контрастом была разработана методология для визуализации и анализа структур в биологических тканях *in vivo*, которые другими методами в аналогичных условиях исследовать затруднительно или невозможно. Технически, одной из основных задач метода FLIM с эндогенным контрастом является поиск субпопуляций клеток с различным метаболическим статусом, который проявляется в значениях параметров флуоресцентного отклика флуоресцентной молекулы (кофактор) НАДН. Различия в параметрах затухания ЭФ при воздействиях на клетку могут быть достаточно малыми, на уровне 100–200 пс для значений среднего времени жизни флуоресценции. В связи с этим был изучен вопрос о том, насколько сильно должны отличаться параметры затухания флуоресценции в субпопуляциях клеток, чтобы их можно было достоверно разделить, а также какие методы анализа данных FLIM являются наиболее чувствительными к наличию субпопуляций [10]. Для этого с помощью компьютерного моделирования генерировались данные FLIM для большого числа объектов (клеток), в которые закладывалось наличие субпопуляций, отличающихся распределением параметров флуоресценции.

Для оценки чувствительности различных методов анализа данных FLIM применялся следующий подход. Моделировалась гетерогенная популяция клеток, имеющая две субпопуляции с различными параметрами затухания флуоресценции. Управляющими параметрами моделирования служили, доля клеток в одной из субпопуляций, и $\Delta\tau_m$, разница между

средними значениями распределений среднего времени жизни τ_m в двух субпопуляциях. В качестве оценочной метрики был выбран индекс бимодальности (BI, bimodality index), характеризующий среднее расстояние между центрами кластеров, выделенных в результате аппроксимации распределения смесью двух гауссовых распределений, к геометрическому среднему значений стандартного отклонения параметра в каждой из субпопуляций (рис. 4).

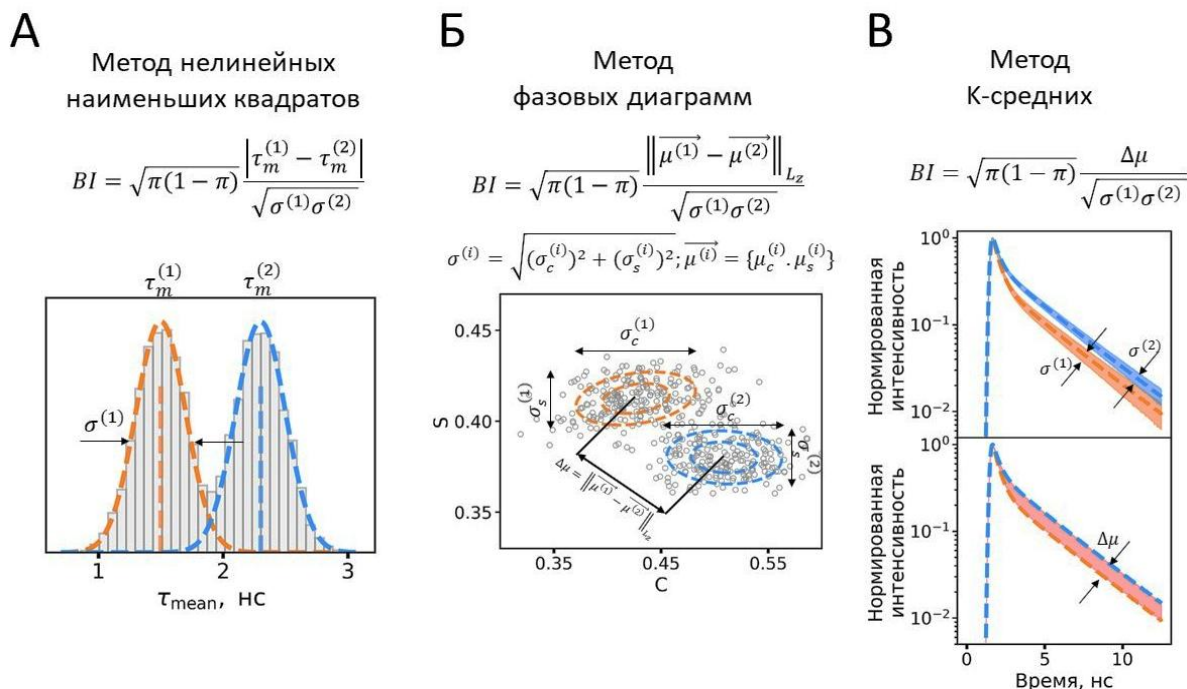


Рис. 4. Схематическое изображение бимодальных распределений А) времени жизни флуоресценции τ_m , получаемого в результате аппроксимации кривых методом нелинейных наименьших квадратов с учётом свертки с функцией отклика детектора, Б) значений параметров С-, S-, получаемых при анализе методом фазовых диаграмм, В) кинетик затухания флуоресценции, кластеризуемых с помощью метода К-средних.

Индекс бимодальности был рассчитан для распределений параметров, получаемых в результате работы трех методов анализа FLIM: (1) для среднего времени затухания флуоресценции, получаемого в результате нелинейной аппроксимации затухания флуоресценции с учётом свёртки с функцией отклика, (2) для С- и S- параметров, получаемых в результате анализа с помощью метода фазовых диаграмм, (3) для кривых затухания флуоресценции, получаемых в результате кластеризации методом К-средних (рис. 4А-В, соответственно).

Указанные методы анализа применялись к кинетикам затухания флуоресценции, получаемым для моделируемых FLIM-изображений. Показано, что при значительном различии параметров затухания флуоресценции в кластерах ($\Delta\tau_m \sim 300$ пс) все три метода анализа демонстрируют сравнимую чувствительность детектирования субпопуляций клеток, однако при малых

отличиях $\Delta\tau_m$ точность методов значительно отличается. Так, при преобладании клеток в одном из кластеров ($\pi = 90\%$) точность 90% достигается при использовании кластеризации методом К-средних для значений параметра $\Delta\tau_m$ на 100 пс меньших, чем при использовании анализа распределения параметров затухания флуоресценции на фазовой плоскости.

Возможность классификации клеток с использованием МФТ-FLIM была далее использована для анализа клеток в коже *in vivo*. А именно, анализировались клетки двух типов: макрофаги [11] и тучные клетки [12], а также их субпопуляции.

Были исследованы отличия макрофагов *in vitro*, дифференцированных в различные фенотипы (M1, провоспалительный, и M2, противовоспалительный) из моноцитов, а также макрофагов, изолированных из кожи человека. Установлено, что среднее время затухания флуоресценции у макрофагов фенотипа M1 короче, чем у M2 (рис. 5А). Далее на изображениях, полученных методом МФТ-FLIM для биоптатов кожи человека, выделялись области, соответствующие по морфологии и параметрам затухания флуоресценции макрофагов *in vitro*, которые затем идентифицировались с помощью иммуногистохимической окраски с использованием антител CD68 и CD163, специфичных к M1 и M2 макрофагам, соответственно (рис. 5Б-В).

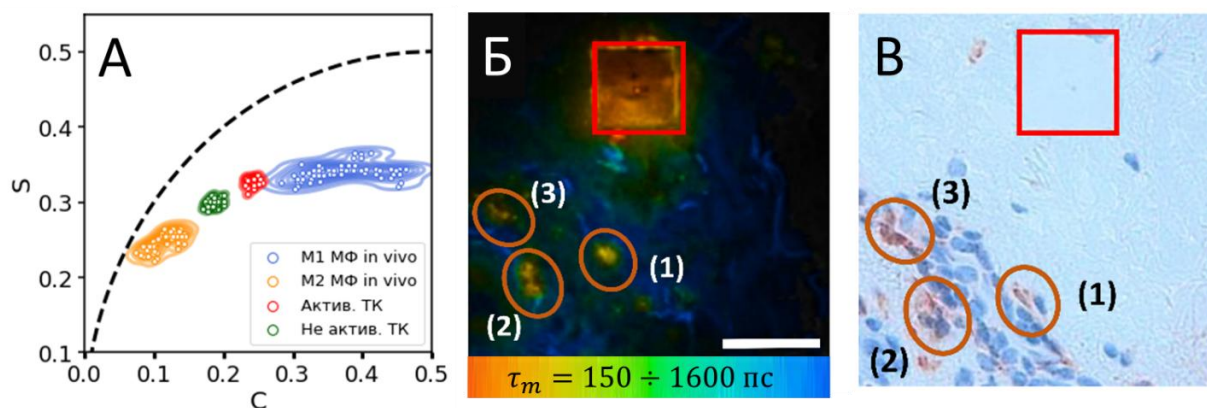


Рис. 5. А) Визуализация параметров затухания флуоресценции клеток на фазовой плоскости. Б) Репрезентативное МФТ-FLIM изображение криосреза биоптата кожи человека. Оранжевыми эллипсами отмечены области, по параметрам затухания флуоресценции, совпадающие с макрофагами фенотипа M1. В) Изображение того же образца, что и на панели А, полученное после гистохимической окраски CD68-антителом, специфичным к макрофагам фенотипа M1. Красным квадратом (28×28 мкм²) показана область, выжигаемая лазерным излучением, используемая для сопоставления изображений МФТ-FLIM и с гистохимической окраской.

Далее метод МФТ-FLIM был применен для детектирования макрофагов в коже здоровых добровольцев *in vivo*. Из данных гистологического исследования было оценено, что концентрация макрофагов в коже составляет >100 клеток / мм², то есть, в поле сканирования МФТ-FLIM ($\sim 200 \times 200$

мкм²) должна в среднем находиться одна клетка. Исследования на 25 добровольцах, позволили идентифицировать 35 и 25 клеток с параметрами затухания флуоресценции, соответствующими M1 и M2 макрофагам, соответственно. Разработанный алгоритм идентификации M1 и M2 макрофагов позволил отличить их от других клеток в дерме с чувствительностью 81% и специфичностью 80%. Вторым типом исследованных клеток являлись тучные клетки (ТК). ТК являются многофункциональными клетками иммунной системы. Общая схема экспериментов по визуализации и анализу состояния ТК в дерме методом ДФТ-FLIM была аналогична использованной в случае анализа макрофагов. Измерения, проведенные для 10 биопсийных образцов, показали, что специфичность детектирования ТК в коже методом МФТ-FLIM составляет 85%.

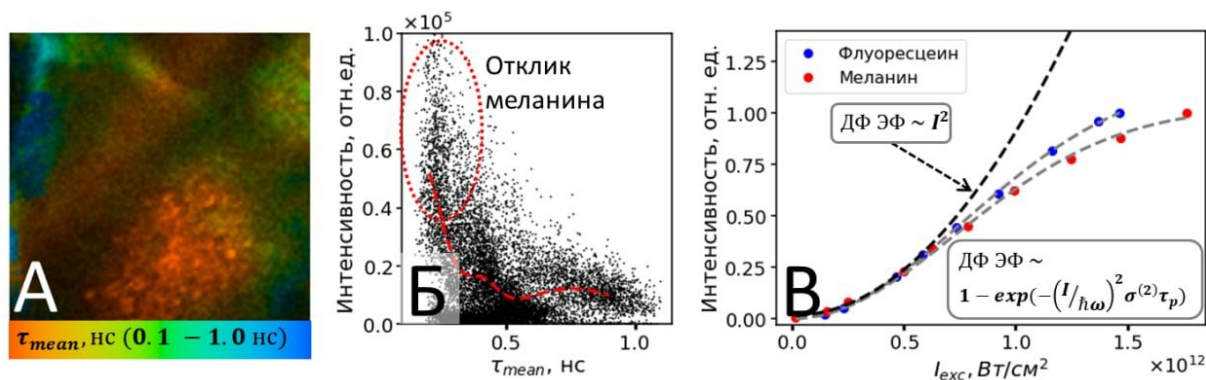


Рис. 6. А) Карта среднего времени затухания и (Б) корреляция интенсивности флуоресцентного отклика и среднего времени затухания флуоресценции (Б) для участков кожи, соответствующих максимальной концентрации меланина при двухфотонном возбуждении на 760 нм. В) Зависимость интенсивности флуоресцентного отклика от мгновенной интенсивности накачки на 800 нм для меланина и флуоресцеина.

Метод МФТ-FLIM был также модифицирован для диагностики меланина как гетерогенной системы флуорофоров. Меланин в коже сосредоточен, в основном, в области базальной мембраны, тогда как интересным является вопрос о его деградации и накоплении в других слоях кожи. Визуализация меланина осуществлялась с помощью МФТ-FLIM по сверхбыстрому затуханию флуоресценции и высокой интенсивности сигнала флуоресценции. В рамках проведенной работы было установлено, что интенсивность сигнала от меланина (времена затухания менее 100 пс) в тканях типично на порядок выше, чем от других эндогенных флуорофоров (среднее время жизни >400 пс, рис. 6А-Б). Данный факт может быть объяснен двумя причинами: высокой концентрацией флуорофоров в меланине и наличием у меланина электронного поглощения в ИК диапазоне, за счет которого двухфотонная флуоресценция возбуждается резонансно. В связи с указанными гипотезами, была разработана методика оценки абсолютных значений двухфотонного поглощения по кривым насыщения двухфотонной флуоресценции.

Принципиально, методика основывается на том, что в случае, когда длительность импульсов τ_p возбуждающего излучения (~ 100 фс) значительно меньше характерных времен жизни возбужденного состояния органических флуорофоров ($\sim 0.1 \div 1$ нс), зависимость интенсивности флуоресценции F от интенсивности накачки I определяется формулой, учитывающей обеднение основного состояния, приводящего к насыщению флуоресценции:

$$F(I) \propto \eta N n_e = \eta N \left[1 - \exp \left(- \left(\frac{I}{\hbar \omega} \right)^2 \sigma^{(2)} \tau_p \right) \right],$$

где η — квантовый выход флуоресценции, $\sigma^{(2)}$ — сечение двухфотонного поглощения, N — концентрация флуорофоров.

Было проведено измерение кривых насыщения двухфотонной флуоресценции меланина, обладающего поглощением в области длины волны накачки, и модельных соединений — красителей, у которых на длине волны накачки однофотонное поглощение отсутствует. При интенсивностях падающего на образец излучения порядка 10^{12} Вт/см² наблюдается отклонение зависимости интенсивности двухфотонной флуоресценции от квадрата мощности падающего излучения (рис. 6В). При этом зависимость интенсивности флуоресценции хорошо описывалась моделью с учётом насыщения. Было установлено, что величина сечения двухфотонного поглощения исследованных систем варьируется в диапазоне 100–300 ГМ (1 ГМ = 10–50 см⁴с), тогда как сечение двухфотонного поглощения меланина составляло 300 ГМ, что говорит об отсутствии резонансного возбуждения флуоресценции меланина при используемых условиях возбуждения.

Другим следствием из экспериментов по насыщению флуоресценции явился о вопрос о возможности реализации данной методики в виде метода микроскопии, в котором картируется сечение двухфотонного поглощения [13]. Для демонстрации возможностей методики микроскопии двухфотонного насыщения были проведены измерения клеток рака печени.

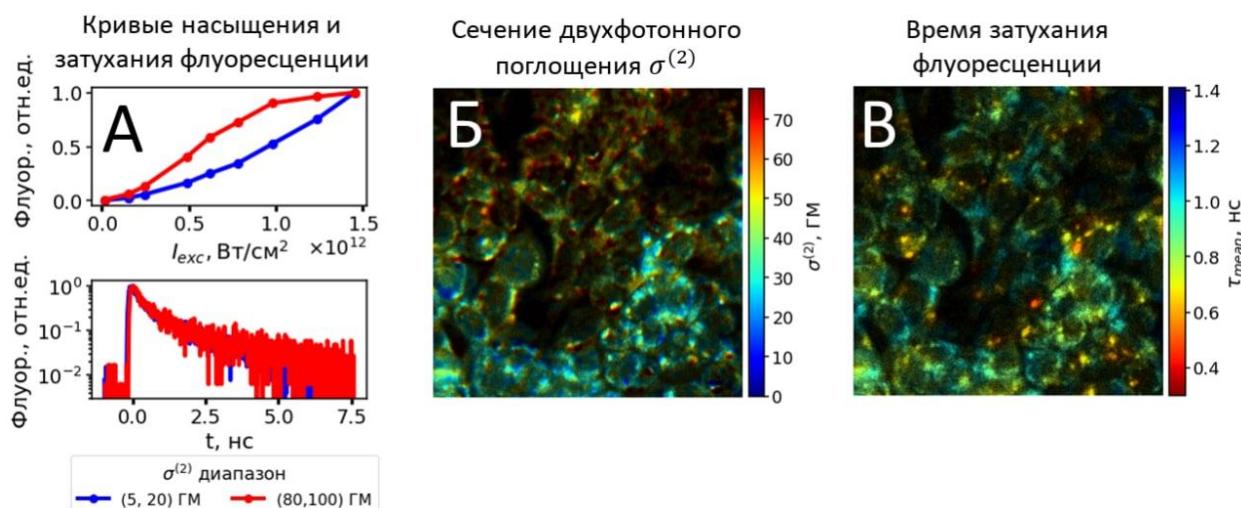


Рис. 7. А) Пример кривых насыщения флуоресценции (сверху) для двух областей образца, для которых кинетика затухания флуоресценции не различается (снизу). Изображения культуры клеток Нер G2, полученные методом двухфотонной микроскопии, на которых цветом кодировано Б) сечение двухфотонного поглощения и В) среднее время жизни флуоресценции.

Как видно из рис. 7, имеются области образца, для которых кривые насыщения флуоресценции и, следовательно, сечение двухфотонного поглощения, отличаются заметным образом, тогда как кривые затухания флуоресценции не отличаются. Данный факт говорит о том, что анализ распределения сечения двухфотонного поглощения по образцу позволяет различать области, которые методом FLIM не разделяются.

Таким образом, в результате выполненной работы выявлены механизмы протекания фотофизических процессов в ряде эндогенных флуорофоров, а также созданы новые методы диагностики и визуализации с использованием фотофизических параметров эндогенных флуорофоров клеток и биотканей человека.

Литература

1. Tuchin V.V. Tissue optics. – Bellingham, WA, USA: Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE), 2015.
2. Shaner N.C., Steinbach P.A., Tsien R.Y. A guide to choosing fluorescent proteins // Nature methods. – 2005. – V. 2. – No. 12. – P. 905-909.
3. Becker W. Fluorescence lifetime imaging–techniques and applications // Journal of microscopy. – 2012. – V. 247. – No. 2. – P. 119-136.
4. You S. et al. Intravital imaging by simultaneous label-free autofluorescence-multiharmonic microscopy // Nature communications. – 2018. – V. 9. – No. 1. – P. 1-9.
5. Shirshin E.A., Gurfinkel Y.I., Priezzhev A.V., Fadeev V.V., Lademann J., Darvin M.E. Two-photon autofluorescence lifetime imaging of human skin papillary dermis in vivo: assessment of blood capillaries and structural proteins localization // Scientific reports. – 2017. – V. 7. – No. 1. – P. 1171.
6. Yakimov B.P., Gogoleva, M.A., Semenov A.N., Rodionov S.A., Novoselova M.V., Gayer A.V., Kovalev A.V., Bernakevich A.I., Fadeev V.V., Armaganov A.G., Drachev V.P., Gorin D.A., Darvin M.E., Shcheslavskiy V.I., Budylin G.S., Priezzhev A.V., Shirshin E.A. Label-free characterization of white blood cells using fluorescence lifetime imaging and flow-cytometry: molecular heterogeneity and erythrophagocytosis // Biomedical Optics Express. – 2019. – V.10. – No. 8. – P. 4220-4236.
7. Shirshin E.A., Yakimov B.P., Rodionov S.A., Omelyanenko N.P., Priezzhev A.V., Fadeev V.V., Lademann J., Darvin, M.E. Formation of hemoglobin photoproduct is responsible for two-photon and single photon-excited fluorescence of red blood cells // Laser Physics Letters. – 2018. – V. 15. – No. 7. – P. 075604.
8. Shirshin E.A., Gurfinkel Y.I., Matskeplishvili S.T., Sasonko M.L., Omelyanenko N.P., Yakimov B.P., Landemann J., Darvin M.E. In vivo optical imaging of the viable epidermis around the nailfold capillaries for the as-

- assessment of heart failure severity in humans // *Journal of Biophotonics*. – 2018. – V. 11. – No. 9. – P. e201800066.
9. Yakimov B.P., Gurfinkel Y.I., Davydov D.A., Allenova A.S., Budylin G.S., Vasiliev V.Y., Soldatova V.Y., Kamalov A.A., Matskeplishvili S.T., Priezzhev A.V., Shirshin E.A. Pericapillary edema assessment by means of the nailfold capillaroscopy and laser scanning microscopy // *Diagnostics*. – 2020. – V. 10. – No. 12. – P. 1107.
 10. Shirshin E.A., Shirmanova M.V., Gayer A.V., Lukina M.M., Nikonova E.E., Yakimov B.P., Budylin G.S., Dudenkova V.V., Ignatova N.I., Komarov D.V., Yakovlev V.V., Becker W., Zagaynova E.V., Shcheslavskiy V.I., Scully M.O. Label-free sensing of cells with fluorescence lifetime imaging: The quest for metabolic heterogeneity // *Proceedings of the National Academy of Sciences*. – 2022. – V.119. – No. 9. – P. e2118241119.
 11. Kröger M., Scheffel J., Shirshin E.A., Schleusener J., Meinke M.C., Lademann J., Maurer M., Darvin M.E. Label-free imaging of M1 and M2 macrophage phenotypes in the human dermis in vivo using two-photon excited FLIM // *eLife*. – 2022. – V.11. – P. e72819.
 12. Kröger M., Scheffel J., Nikolaev V.V., Shirshin E.A., Siebenhaar F., Schleusener J., Lademann J., Maurer M., Darvin M.E. In vivo non-invasive staining-free visualization of dermal mast cells in healthy, allergy and mastocytosis humans using two-photon fluorescence lifetime imaging // *Scientific reports*. – 2020. – V. 10. – No. 1. – P. 14930.
 13. Yakimov B., Gayer A., Maksimov E., Mamonov E., Maydykovsky A., Murzina T., Fadeev V., Shirshin E. Fluorescence saturation imaging microscopy: molecular fingerprinting in living cells using two-photon absorption cross section as a contrast mechanism // *Optics Letters*. – 2022. – V. 47. – No. 17. – P. 4455-4458.

Подсекция:
РАДИОФИЗИКА, ЭЛЕКТРОНИКА
И АКУСТИКА

Сопредседатели
академик О.В. Руденко, доцент А.Ф. Королев,
доцент И.Н. Карташов

НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА
ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ
В ПЛАЗМЕННОМ СВЧ УСИЛИТЕЛЕ ПРИ НАЛИЧИИ ПОГЛОТИТЕЛЯ
Доц. Карташов И.Н., проф. Кузелев М.В., студент Туманов А.В.

Рассмотрена нелинейная динамика пучково-плазменной неустойчивости в плазменном сверхвысокочастотном усилителе в геометрии [1] при наличии поглотителя, размещенного вдоль стенки волновода электродинамической системы.

В пределе бесконечно сильного внешнего магнитного поля, направленного вдоль оси плазмонаполненного волновода, волновые решения можно представить в виде суперпозиции волн E - и B -типов. Волны E -типа имеют ненулевую продольную составляющую электрического поля и могут иметь фазовую скорость меньше скорости света c . Только для этих волн возможно резонансное взаимодействие с электронным пучком и поэтому далее рассматриваются только волны E -типа. Из системы уравнений Максвелла можно получить уравнение для z -компоненты электрического вектора Герца (поляризационного потенциала) [2]

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \Psi = -4\pi j_p \delta_p \delta(r - r_p) - 4\pi j_b \delta_b \delta(r - r_b) \quad (1)$$

Из вектора Герца можно определить все компоненты электрического и магнитного полей, в частности

$$E_z = \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \Psi, \quad B_\varphi = -\frac{1}{c} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t \partial r}. \quad (2)$$

Если в области $r > R$ расположен поглотитель с большой диэлектрической проницаемостью $\varepsilon \gg 1$, при этом глубина проникновения поля в него мала по сравнению с пространственным периодом поля в тангенциальном направлении $c/(\omega\sqrt{|\varepsilon|}) \ll k_z^{-1} \approx u/\omega$, то при $r = R_a$ можно сформулировать приближенные импедансные граничные условия Леонтовича [3]

$$E_z(R) = -\frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} B_\varphi(R). \quad (3)$$

Ток в плазме связан с напряженностью электрического поля уравнением

$$\frac{\partial j_p}{\partial t} = \frac{\omega_p^2}{4\pi} E_z(r_p), \quad (4)$$

которое представляет собой уравнение движения электронов в приближении холодной гидродинамики [2].

Исходными уравнениями для описания динамики электронного пучка в пучково-плазменной системе являются уравнения движения электронов, где в качестве независимой переменной выбрана координата z ,

$$\frac{dt}{dz} = \frac{1}{v_z}, \quad \frac{dv_z}{dz} = \left(1 - \frac{v_z^2}{c^2}\right)^{3/2} \frac{eE_z(r_b)}{mv_z}. \quad (5)$$

Плотность тока пучка можно представить как сумму вкладов от каждого отдельного электрона

$$j_b = en_b u \int \delta(t - t(z, t_0)) dt_0, \quad (6)$$

где t_0 — время влета электрона в область взаимодействия через плоскость $z=0$, $t(z, t_0)$ — решение уравнений (5), то есть время, когда электрон, влетевший в момент времени t_0 , окажется в точке z . Уравнения (5) дополняются условиями влета частиц представляющими собой условие, что пучок однородный по плотности и моноскоростной.

Методом медленно меняющихся амплитуд из исходной системы уравнений получена система нелинейных уравнений

$$(1 - \alpha_p \hat{L}) \tilde{j}_p = \alpha_p \alpha_b \theta \hat{L} \tilde{j}_b, \quad \hat{L} = 1 - 2i\gamma^2 \frac{d}{d\xi}, \quad (7)$$

$$\tilde{j}_b = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{iy} dy_0, \quad (8)$$

$$\frac{dy}{d\xi} = \eta, \quad \frac{d\eta}{d\xi} = \frac{i}{2} \left(1 + 2\frac{u^2}{c^2} \gamma^2 \eta\right)^{3/2} \left[\hat{L}(\tilde{j}_p + \alpha_b \tilde{j}_b) e^{-iy} - c.c.\right], \quad (9)$$

$$y(\xi=0) = y_0, \quad \eta(\xi=0) = 0. \quad (10)$$

Уравнение (7) представляет собой уравнение холодной гидродинамики для электронов плазмы, движущихся в самосогласованном поле и определяет пространственную динамику безразмерной амплитуды тока плазмы \tilde{j}_p по безразмерной координате $\xi = z\omega/u$. Безразмерная амплитуда тока электронного пучка \tilde{j}_b , вычисленная суммированием вкладов от крупных частиц, определяется (8). Уравнения (9) представляют собой уравнения движения крупных частиц в лагранжевых переменных, где $y = \omega(t - z/u)$ и $\eta = (u - v_z)/u \ll 1$ — безразмерные локальное время и изменение скорости частиц, соответственно. Условия (10) — условия влета, соответствующие незамодулированному моноскоростному пучку электронов. Величины $\alpha_{p,b}$, $k_{\perp p, \perp b}^{-2}$ и θ определяются параметрами пучково-плазменной системы. Для системы уравнений (7) – (10) выполняется закон сохранения потока энергии

$$\frac{d}{d\xi}(P+W) = -Q, \quad (11)$$

где

$$P = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left(1 + \frac{2u^2}{c^2} \gamma^2 \eta \right)^{-1/2} dy_0 \quad (12)$$

представляет собой поток энергии частиц пучка (нормированный на $mc^2\gamma$), Q определяет диссипацию энергии в поглотителе, а

$$W = \frac{u^2\gamma^4}{2c^2} \left(\frac{|\tilde{j}_p|^2}{\alpha_b\theta} + \alpha_b |\tilde{j}_b|^2 + 2\operatorname{Re} \tilde{j}_p \tilde{j}_b^* \right) \quad (13)$$

есть поток энергии возбуждаемых пучком волн. Вычисленная величина W дает эффективность преобразования энергии направленного движения электронного пучка в энергию электромагнитных колебаний.

Литература

1. П.С. Стрелков // УФН **189**, 494–517 (2019).
2. М.В. Кузелев, А.А. Рухадзе, П.С. Стрелков. Плазменная релятивистская СВЧ электроника. М.: URSS, 2018.
3. М.Б. Виноградова, О.В. Руденко, А.П. Сухоруков. Теория волн. М.: URSS, 2019.

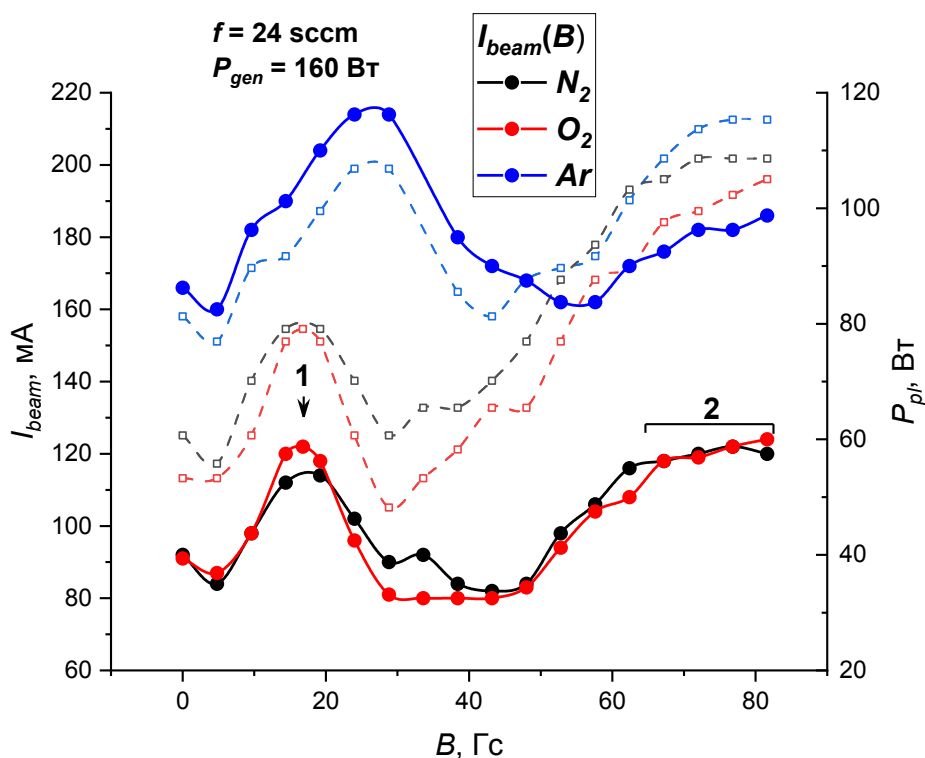
ОПТИМИЗАЦИЯ ПРОТОТИПА СЕТОЧНОГО ИОННОГО ДВИГАТЕЛЯ С ВНЕШНИМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ, РАБОТАЮЩЕГО НА КИСЛОРОДЕ И АЗОТЕ

Физик 1 кат. *Дудин В.С.*, вед. науч. сотр. *Кралькина Е.А.*,
науч. сотр. *Задириев И.И.*, науч. сотр. *Никонов А.М.*,
мл. науч. сотр. *Швыдкий Г.В.*, вед. спец. *Вавилин К.В.*

В настоящее время всё острее встаёт вопрос более эффективного освоения человеком околоземного космического пространства. В связи с чем особый интерес вызывают до сих пор не освоенные сверхнизкие околоземные орбиты (СНОО) (160–250 км). Долговременные полёты космических аппаратов (КА) на СНОО позволят развить сверхбыстрые коммуникационные сети по всей планете, выйти на новый уровень в сфере исследования поверхности и атмосферы Земли [1] и снизить затраты на вывод спутников на орбиту на порядок. КА, используемые на столь низких высотах, станут меньше и дешевле, но качество получаемых от них данных — выше, снизятся требования к радиационной стойкости используемой на борту электроники.

Одним из важнейших аспектов работы КА на СНОО является наличие остаточной атмосферы, создающей значительное аэродинамическое торможение, с одной стороны очищающее данные орбиты от любого космического мусора, с другой — вынуждающее иметь на борту постоянно работающий реактивный двигатель, компенсирующий тормозящую силу. Эффективно справиться с такой задачей способен лишь электрореактивный двигатель (ЭРД). Одним из основных кандидатов на роль такого двигателя является высокочастотный сеточный ионный двигатель (ВЧИД) из-за высоких значений удельного импульса и широких возможностей раздельного регулирования как величины удельного импульса, так и величины извлекаемого ионного тока.

Но главным достоинством ВЧИД в данном контексте становится потенциальная возможность работы двигателя на любом рабочем теле, включая остаточные атмосферные газы, окружающие КА при полёте на СНОО. Это позволит, создав сопряжённое с двигателем устройство забора атмосферных газов (УЗАГ), обеспечивающее достаточный поток РТ в двигатель для создания компенсирующей сопротивление воздуха тяги, осуществить стабильный долговременный полёт КА на СНОО без колоссальных запасов рабочего тела на борту [2]. Работы по созданию УЗАГ так же активно ведутся в мировом научном сообществе.



Так как известно, что на высоте ~ 200 км атмосфера преимущественно состоит из атомарного кислорода и молекулярного азота [3], в данной ра-

боте была поставлена задача изучить возможности оптимизации работы ВЧ ИИ на азоте, кислороде и их смеси, имитирующей газовую среду на орбите. В качестве модели ВЧ ИИ использовался индуктивный источник ионов диаметром 10 см. Для улучшения рабочих показателей двигателя на разряд накладывалось внешнее магнитное поле и варьировалась рабочая частота генератора. Результаты эксперимента сопоставлены с расчётами.

На рисунке представлена зависимость ионного тока, извлекаемого из лабораторного прототипа ВЧИД на частоте 13,56 МГц, в зависимости от наложенного на разряд слабосходящегося внешнего магнитного поля с максимумом в районе ионно-оптической системы для азота, кислорода и аргона. Сплошными линиями показаны значения тока, пунктиром – вложенная непосредственно в разряд мощность. На зависимости отчётливо видны два максимума тока, обусловленные лучшим вложением мощности в плазму при резонансных значениях магнитного поля. Зависимость тока от магнитного поля ярче выражена на больших частотах (27,12 МГц) и сглаживается при уменьшении частоты (6,78 МГц).

Литература

1. Suvorov M., Syrin S., Khartov S., Popov G. *Advances in the Astronautical Sciences*. **161** (2017).
2. Larson W. J., Wertz J. R. *Space mission analysis and design*. (1999).
3. Cifali G., et al. *32nd International Electric Propulsion Conference*. N0. 11–15 (2011).

ИЗМЕРЕНИЕ ПОГЛОЩЕННОЙ МОЩНОСТИ В СВЧ РАЗРЯДЕ ИНИЦИИРУЕМОМ ПОЛУВОЛНОВОЙ АНТЕННОЙ

Инж. Корнев К.Н., мл. науч. сотр. Логунов А.А., проф. Двинин С.А., техник Сурконт О.С., студент Абушаев Т.Р., студент Вольнец А.Л.

Различные разряды в высокоскоростных газовых потоках исследуются на протяжении последних десятилетий в рамках задач плазменной аэродинамики [1]. Необходимость определения механизмов воздействия плазмы разрядов на высокоскоростные потоки для наиболее эффективного их использования обуславливает актуальность проводимых исследований. В работе экспериментально изучен СВЧ разряд, инициируемый на остриях полуволновой антенны, помещаемой в высокоскоростные газовые потоки. Аэродинамический канал врезался в волновод перпендикулярно широкой стенке (см. рис.1). Конструктивно установка построена по известной схеме СВЧ-плазмотрона [2,3]. Разряд создавался с помощью магнетронного источника с частотой 2.45 ГГц, рассчитанного для работы на мощностях до 5 кВт в непрерывном режиме. Образующаяся в волноводном тракте плазма для падающей на нее СВЧ волны представляет собой неоднородность. В

результате поступающая от магнетрона мощность делится между прошедшей и отраженной волнами, а также некоторая ее часть поглощается в плазме разряда. Если известна поступающая от магнетрона мощность, а также измерены мощности прошедшей и отраженной волн, возможно вычислить долю мощности, поглощенную в разряде, что и было сделано в этой работе. Мощности измерялись с помощью диодных детекторов. Поглощаемая плазмой мощность является важнейшим определяющим ее свойства параметром. Также в эксперименте регистрировалась структура СВЧ разряда и его оптический спектр в видимой и ближней УФ области. При анализе спектров определялись основные параметры плазмы разряда: концентрация и температура электронов, температура газа.

Экспериментально показано, что характерная доля поглощенной разрядом мощности составила 50%, в то время как доля отраженной к магнетрону мощности составляла 0-5%, а остальная мощность проходила за разряд и поглощалась оконечной согласованной водяной нагрузкой. Выяснено, что структура (длина светящегося канала, его толщина, интенсивность свечения) СВЧ разряда при фиксированной мощности зависит от параметров потока: давления в потоке и его скорости. Коэффициенты отражения, прохождения и поглощения СВЧ волны зависят от размеров плазменной области, а также от ее проводимости. Экспериментально определена концентрация электронов $n_e \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$, а также установлено, что плазма близка к равновесному состоянию со значениями электронной и газовой температурами $\approx 5500\text{K}$, что согласуется с результатами проводимых ранее исследований [4].

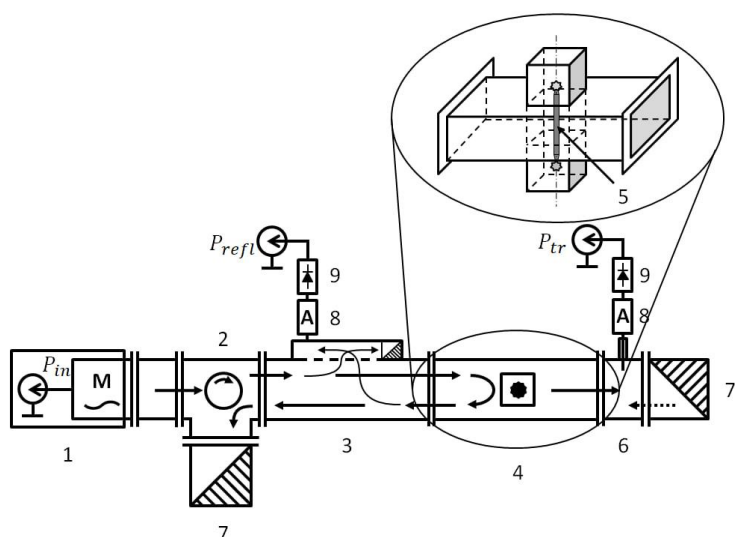


Рис. 1. Схема волноводного тракта для измерения поглощаемой разрядом СВЧ мощности.

Корнев К.Н. является стипендиатом Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» и благодарит его за финансовую поддержку. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-22-00233.

Литература

1. Leonov, S.B. // Energies 2018, 11, 1733. <https://doi.org/10.3390/en11071733>
2. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. С. 511.
3. Yu A Lebedev 2015 Plasma Sources Sci. Technol. 24 053001 DOI 10.1088/0963-0252/24/5/053001
4. В.В. Злобин, А.А. Кузовников, В.М. Шибков, ВМУ. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 1

СПЕКТРОМЕТР НА ЧАСТОТНУЮ ОБЛАСТЬ 2 – 4 ГГц НА ОСНОВЕ ПЛАЗМЕННОГО РЕЛЯТИВИСТСКОГО ИСТОЧНИКА

Ст. науч. сотр. *Иванов И.Е.*, ИОФ РАН,
мл. науч. сотр. *Диас Михайлова Д.Е.*, ИОФ РАН

Спектрометр, представленный в докладе, состоит из источника (генератора) микроволнового излучения [1] и элементов, предназначенных для использования этого излучения для анализа веществ. Микроволновое излучение, используемое в спектрометре, представляет собой импульс излучения мощностью до 150 МВт, длительностью до 500 нс, которое является шумовой широкополосной генерацией в диапазоне 1 – 8 ГГц, рис.1. Сам шумовой импульс представляет собой хаотическую последовательность цугов квазисинусоидальных сигналов длительностью 3 – 5 нс разной интенсивности, частотный диапазон которых перекрывает область шириной 2 ГГц и более. В зависимости от плотности плазмы применяемого устройства этот диапазон может находиться в области 1 – 8 ГГц.

Плазменный источник СВЧ излучения работает в режиме разовых импульсов. Спектр излучения меняется от импульса к импульсу как по амплитуде, так и по форме. На рис.2 приведена схема установки. Спектрометр состоит из трёх частей: 1 — источник микроволнового излучения, 2 — многомодовая волноводная секция диаметром 30 см, с помощью которой широкополосное излучение подводится к диагностической одномодовой секции 3. Одномодовая секция представляет собой стандартный медный волновод прямоугольного сечения 72×34 мм, в котором в диапазоне 2,08 – 4,17 ГГц может распространяться только одна мода излучения. Это позволяет применить известные формулы распространения волны для расчёта. В волноводе установлены две регистрирующие штыревые антенны А и Б длиной 5 мм. Антенные входы сделаны герметично, что позволяет производить откачку волновода до десятых значений Торр для исследования вещества, помещённого в волновод. Излучение фиксируется на антеннах А и Б и поступает на цифровой осциллограф Tektronix TDS 7404с ши-

риной полосы 4 ГГц. Импульсы излучения регистрируются в разовом режиме с длительностью 800 нс при количестве отсчётов 50000 (количество точек записи). Далее производится компьютерная обработка сигнала, разная в зависимости от режима проведения измерений. Первый режим – режим свободного прохода излучения по прямоугольному волноводу. В этом случае регистрируются сигналы на антеннах А и Б и по отношению спектров этих сигналов определяются полосы поглощения вещества, находящегося в волновод. Второй режим — режим «гребёнки». В этом случае в волновод, вблизи антенны Б на расстоянии меньшем $\frac{1}{4}$ минимальной длины волны в волновод, помещается поршень, в результате чего образуется стоячая волна.

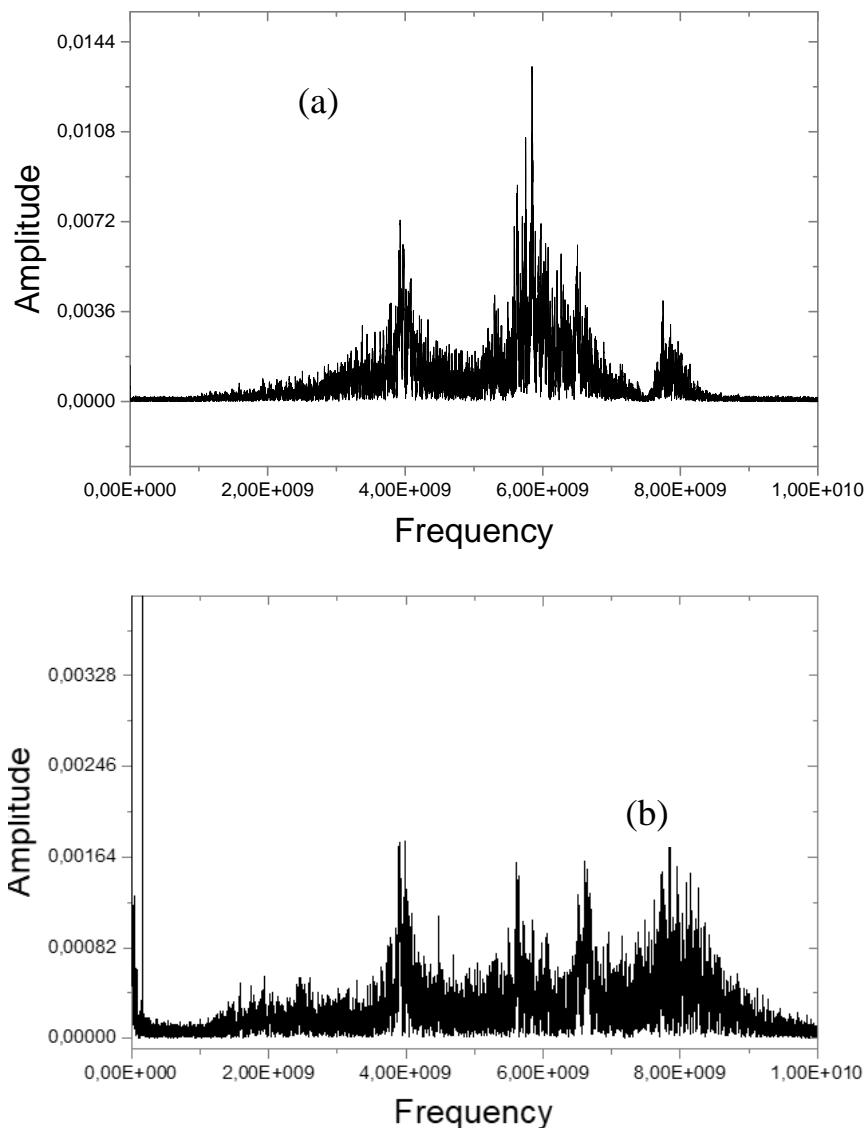


Рис.1.Спектр микроволнового шумового импульса, записанного на осциллографе с шириной полосы 16 ГГц (а) и спектр при регистрации излучения с помощью ячейки Погкельса (b).

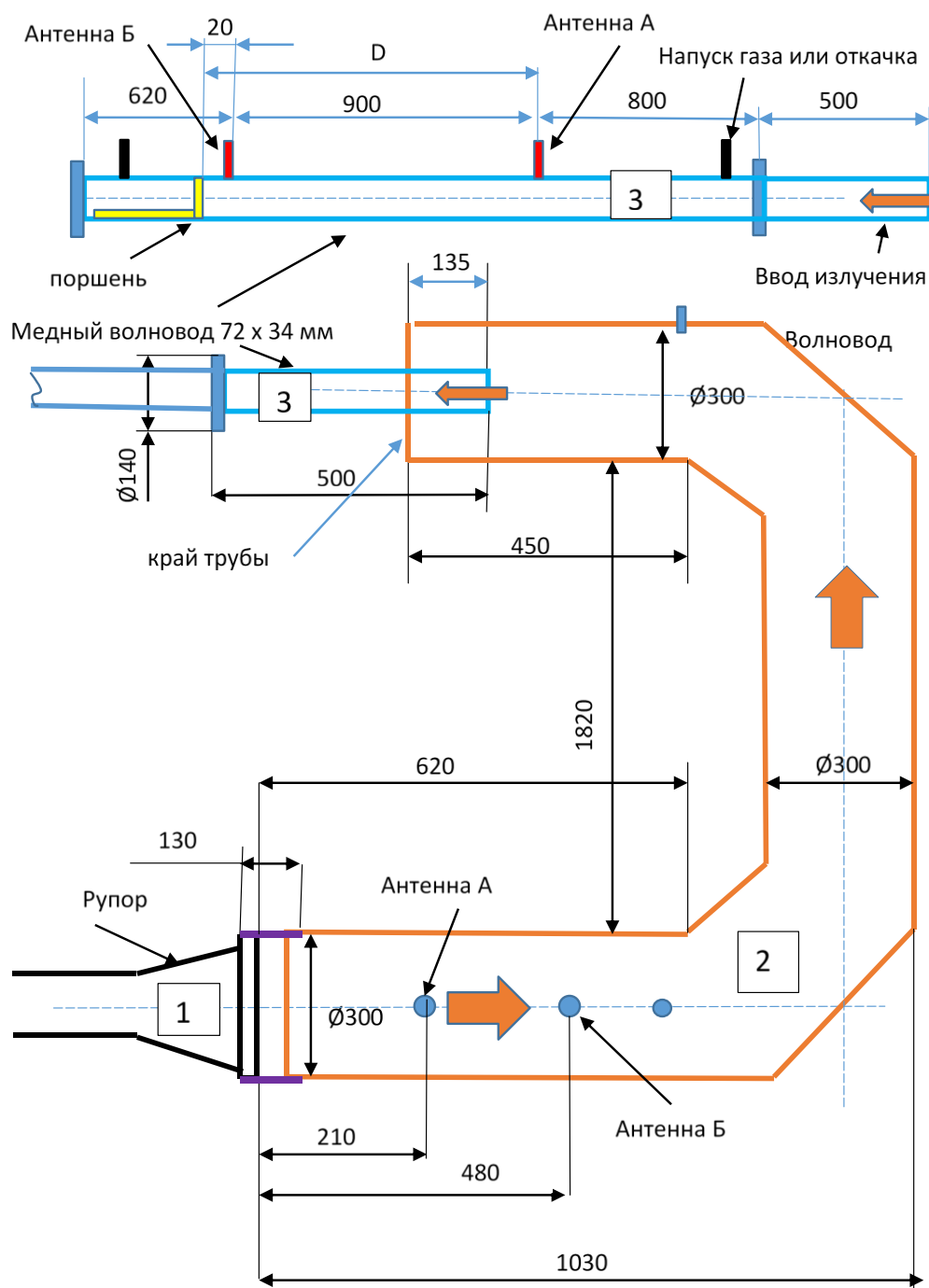


Рис. 2. Схема спектрометра. 1 – излучающий рупор, 2 – волноводная секция круглого сечения диаметром 30 см., 3 – медная прямоугольная волноводная секция 72×34 мм.

На рис. 3 приведён пример «гребёнки» (стоячей волны) при заполнении волноводной секции 3 парами спирта.

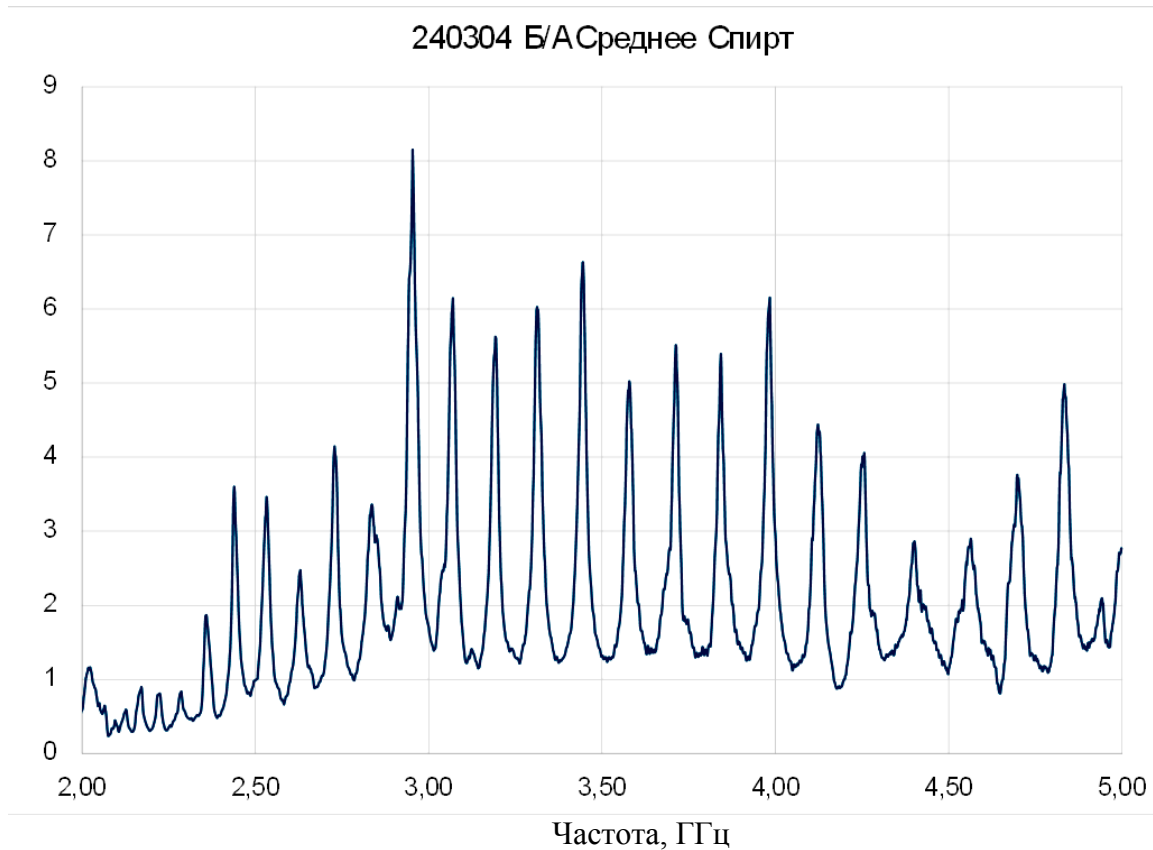


Рис.3. Изображение стоячей волны в волноводе при $D = 92$ см, образованной парами спирта.

Положение пиков рассчитывается по формулам:

$$\lambda_{\text{волн}} = \frac{c}{\sqrt{v^2 - v_{\text{кр}}^2}} \quad \lambda_{\text{кр}} = \frac{2}{\sqrt{\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2}}},$$

а расстояние между пиками Δv стоячей волны определяется формулой:

$$\Delta v = \frac{c}{v2D} \sqrt{v^2 - v_{\text{кр}}^2},$$

где c — скорость волны в среде (в волноводе), $v_{\text{кр}}$ — частота отсечки волновода 72×34 мм, равная 2,08 ГГц, a и b — стороны волновода, m и n — число полуволн на соответствующих сторонах волновода. Одномодовая область ограничивается частотой 4,17 ГГц. Если мы рассматриваем волновод, заполненный газом, то показатель преломления практически такой же, как и в воздухе, т.е. $n \approx 1$. Но, тем не менее, для волновода, заполненного парами спирта, получились незначительное отличие от единицы, см. Таблицу 1, где верхняя строчка значение частот пиков гребёнки в ГГц, а нижняя — значение показателя преломления n для данных частот. Возможно, это расхождение вызвано неточным определением расстояния D .

Таблица 1

2,36	2,44	2,53	2,63	2,73	2,84	2,95	3,07	3,19	3,32	3,45	3,58	3,71	3,84	3,98
1,080	1,085	1,085	1,085	1,090	1,090	1,088	1,088	1,085	1,085	1,085	1,080	1,080	1,080	1,077

Литература

1. П. С. Стрелков, В. П. Тараканов, Д. Е. Диас Михайлова, И. Е. Иванов, Д. В. Шумейко, Физика плазмы, 2019, том 45, № 4, с. 335–345, DOI: 10.1134/S0367292135030093

УСИЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ПОПЕРЕЧНО НЕОДНОРОДНОМ ПЛОСКОМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ С ЛЕНТОЧНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ КОНЕЧНОЙ ТОЛЩИНЫ

Асп. *Ершов А.В.*, проф. *Кузелев М.В.*

Работа посвящена учету конечности толщины электронного пучка в теории черенковских СВЧ усилителей на волноводах с диэлектрическим заполнением. Широко используемая в теории таких усилителей модель бесконечно тонкого пучка при расчете усилителей терагерцового излучения нуждается в существенной переработке.

Рассматривается плоский волновод, образованный двумя параллельными идеально проводящими плоскостями $x=0$ и $x=L$, к одной из границ волновода примыкает однородный слой диэлектрика толщиной x_1 , и с диэлектрической проницаемостью ε_1 . Остальное пространство волновода заполнено пучком полностью замагниченным сильным внешним магнитным полем, направленным вдоль оси z , ω_{b0} — ленгмюровская частота электронов пучка, u — скорость пучка.

Для электромагнитных волн Е-типа из уравнений Максвелла получаем одно уравнение для компоненты E_z :

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{\varepsilon(x)}{\chi^2} \frac{dE_z}{dx} \right) = \varepsilon(x) E_z, \quad (1)$$

На границе раздела, т.е. в точке, где функция $\varepsilon(x)$ имеет разрыв, уравнение (1) дополняется условиями непрерывности тангенциальных составляющих напряженности электрического E_z и индукции магнитного B_y полей

$$\left\{ E_z \right\}_{x=x_1} = 0, \quad \left\{ \frac{\varepsilon(x)}{\chi^2} \frac{dE_z}{dx} \right\}_{x=x_1} = 0. \quad (2)$$

На идеально проводящих границах волновода обращается в ноль тангенциальная компонента напряженности электрического поля, т.е. $E_z(0) = E_z(L) = 0$.

Учитывая граничные условия (2) в уравнении (1), получаем дисперсионное уравнение для комплексных частот (или комплексных волновых чисел):

$$\varepsilon_1 \chi \sinh[(\kappa_b(L - x_1)) \cosh(\chi_1 x_1) + \sqrt{\varepsilon_b} \chi_1 \sinh(\chi_1 x_1) \cosh[\kappa_b(L - x_1)] = 0, \quad (3)$$

где $\chi^2 = k_z^2 - \omega^2/c^2$, $\chi_1^2 = k_z^2 - \varepsilon_1 \omega^2/c^2$, $\kappa_b^2 = \chi^2 \varepsilon_b$, а $\varepsilon_b = 1 - \omega_{b0}^2 \gamma^{-3} / (\omega - k_z u)^2$ — диэлектрическая проницаемость однородного пучка.

Если электронный пучок рассматривать как малое возмущение, что означает выполнение неравенства $|\varepsilon_b - 1| \ll 1$, то дисперсионное уравнение (3) преобразуется к стандартному виду

$$D_0(\omega, k_z) = \alpha(\omega, k_z)(\varepsilon_b - 1), \quad (4)$$

где $D_0(\omega, k_z) = \varepsilon_1 \chi \sinh[(\chi(L - x_1)) \cosh(\chi_1 x_1) + \chi_1 \sinh(\chi_1 x_1) \cosh[\chi(L - x_1)]$.

Дисперсионная функция $D_0(\omega, k_z)$ определяет спектр частот рассматриваемого волновода, а $1/\alpha(\omega, k_z)$ есть производная левой части уравнения (3) по величине $\varepsilon_b - 1$. Из уравнения (4) несложно получить коэффициенты усиления волн в рассматриваемой системе. Мы не будем здесь рассматривать приближенное уравнение (4), а ограничимся численным решением точного уравнения (3) для случая, когда электронный пучок нельзя рассматривать как малое возмущение.

Результат расчета коэффициента усиления представлен на Рис. 1. Параметры системы следующие: $x_1 = 0.1 \text{ см}$, $\varepsilon_1 = 2$, $u = 2.2 \cdot 10^{10} \text{ см/с}$, $\omega_{b0} = 9.5 \cdot 10^{10} \text{ рад/с}$. Как видим, коэффициенты усиления достаточно большие, широкими оказываются и зоны усиления различных поперечных мод. По внешнему виду коэффициенты усиления различных поперечных мод на Рис. 1 похожи на коэффициенты усиления при коллективном вынужденном эффекте Черенкова. Такие коэффициенты усиления рассчитать методом теории возмущения по пучку, т.е. из уравнения (4), нельзя. В случае сплошного пучка из-за убывания волноводного поля в сторону границы $x = L$ «работает» не весь пучок. Это подтверждается на Рис. 1б, из которого следует, что уменьшение тока пучка одновременно с уменьшением параметра L , к значительному уменьшению коэффициентов усиления и зон усиления не приводит.

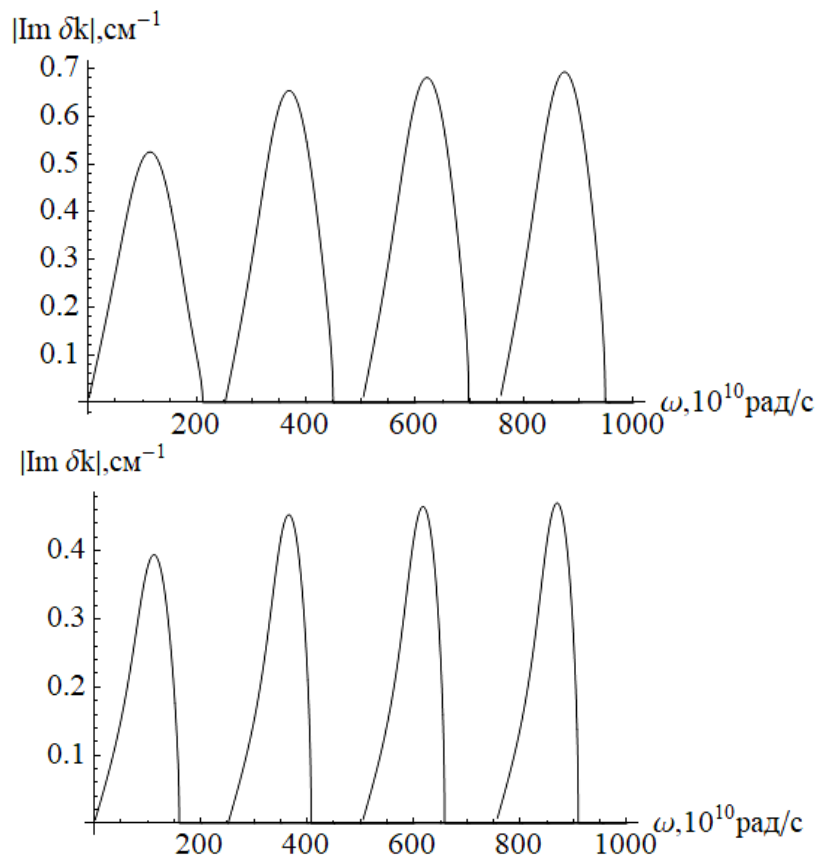


Рис. 1. Коэффициент усиления в плоском волноводе с диэлектрическим слоем и сплошным пучком: *a* — $I_b = 9kA, L = 1cm$; *b* — $I_b = 2kA, L = 0.3cm$

Рассмотрим еще случай, когда пучок заполняет пространство от границы диэлектрика x_1 до $x_2 < L$, остальная часть — это вакуум $\epsilon_2 = 1$. Дисперсионное уравнение в этом случае получается аналогично уравнению (3) и имеет следующий вид:

$$F \cosh[(\chi_2(L - x_2))] + F' \sinh[(\chi_2(L - x_2))] = 0, \quad (5)$$

где

$$F = \frac{\epsilon_1 \chi}{\sqrt{\epsilon_b \chi_1}} \cosh(\chi_1 x_1) \sinh(\kappa_b(x_2 - x_1)) + \sinh(\chi_1 x_1) \cosh(\kappa_b(x_2 - x_1))$$

$$F' = \frac{\sqrt{\epsilon_b \chi_2}}{\epsilon_2 \chi} \left(\frac{\epsilon_1 \chi}{\sqrt{\epsilon_b \chi_1}} \cosh(\chi_1 x_1) \cosh(\kappa_b(x_2 - x_1)) + \sinh(\chi_1 x_1) \sinh(\kappa_b(x_2 - x_1)) \right)$$

При $x_2 = L$ уравнение (5) эквивалентно уравнению (3). Далее представлено численное решение уравнения (5) при тех же $x_1, L, \epsilon_1, \omega_{b0}$, что и прежде и при $x_2 = 0.3cm$.

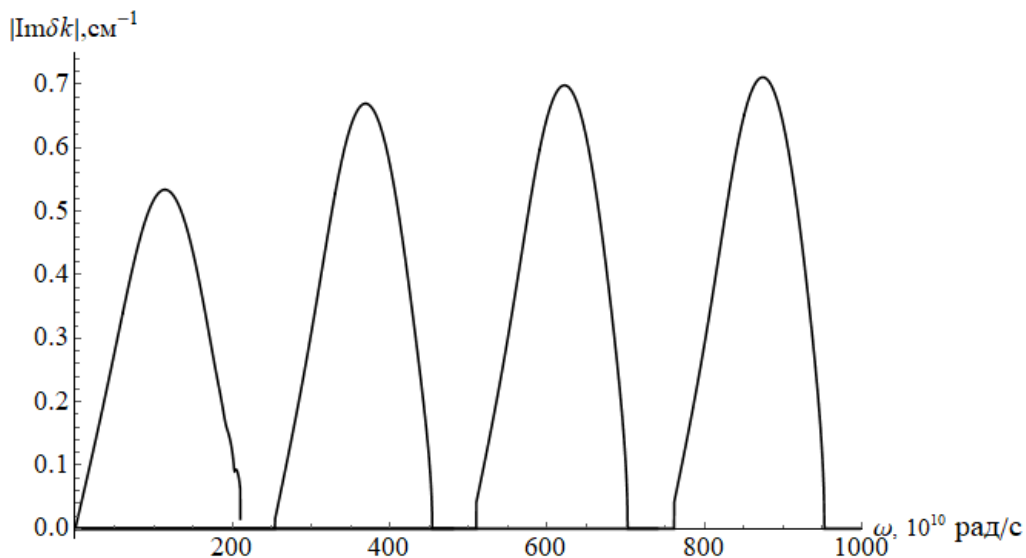


Рис. 2. Коэффициент усиления в плоском волноводе с диэлектрическим слоем и сплошным пучком: $I_b = 2 \text{ kA}$, $L = 1 \text{ см}$ $x_2 = 0.3 \text{ см}$

Сравнивая Рис.2 и Рис.1б можно увидеть, что коэффициенты усиления не уменьшаются. Это снова показывает, что действует только часть пучка, находящаяся близко к диэлектрику.

Литература

1. Кузелев М.В., Рухадзе А.А., Стрелков П.С. Плазменная релятивистская СВЧ-электроника. М.: ЛЕНАНД, 2018.
2. Ершов А.В., Карташов И.Н., Кузелев М.В. ЖЭТФ, 2024 (в печати).
3. Кузелев М.В., Рухадзе А.А. Электродинамика плотных электронных пучков в плазме. М.: Наука, 1990.
4. Кузелев М.В., Рухадзе А.А. УФН, 1987, т.152, вып.2, с.285.

АКУСТИЧЕСКАЯ ГОЛОГРАФИЯ В УСЛОВИЯХ ИМПУЛЬСНЫХ И НЕЛИНЕЙНЫХ ПОЛЕЙ ДЛЯ ХАРАКТЕРИЗАЦИИ ИСТОЧНИКОВ И ПРИЁМНИКОВ УЛЬТРАЗВУКА

Доц. *Цысарь С.А.*, проф. *Сапожников О.А.*

Многие приложения диагностического (слабоинтенсивного) и мощного ультразвука (УЗ) предъявляют повышенные требования к точности: качество ультразвукового изображения, степень воздействия на среду и возможное манипулирование объектами зависят от структуры волнового поля, которую необходимо знать с высокой точностью. Между тем, в ряде случаев до сих пор широко используются предположения и аппроксимации (поршневое распределение, данные простого моделирования методом конечных элементов и т.д.) о характере колебаний преобразователя. Акустическая голография позволяет эффективно восстановить полную про-

странственно-временную структуру поля для любого реального преобразователя, с учетом всех факторов, искажающих поле, таких как волны Лэмба, скрытые трещины и другие механические дефекты преобразователя, выход из строя отдельных элементов, неучтенные фазовые отклонения и многие другие. Полевой анализ, обеспечиваемый голографией, открывает возможности для определения акустических параметров среды в широком диапазоне частот. В работе приводятся результаты характеристики гидрофонов, а также диагностических и терапевтических УЗ преобразователей меггерцового диапазона частот, работающих в импульсных и нелинейных режимах в воде. Показана работоспособность предлагаемого подхода для определения частотных зависимостей скорости звука и коэффициента поглощения различных сред.

Работа выполнена при поддержке РФФ 20-12-00145.

ИНФОРМАЦИОННЫЙ ПОРТАЛ "АКУСТИКА". РУССКОЯЗЫЧНЫЕ ИСТОЧНИКИ

Ст. науч. сотр. *Шамаев В. Г.*, науч. сотр. *Горшков А.Б.*, ГАИШ МГУ

В настоящее время можно говорить только о первом этапе агрегирования основных русскоязычных электронных ресурсов. Рассматривается проблема отражения русскоязычных источников информации в информационном поле, которое ныне тесно связано с Интернетом. В работе рассматриваются политематические ресурсы, из них, в первую очередь Банк данных ВИНТИ РАН, Научная электронная библиотека и "Истина" Московского государственного ун-та им. М.В. Ломоносова, и несколько тематических.

Одной из важных задач на нынешнем этапе развития информационных технологий и выпуска информационных продуктов является получение полной информации о русскоязычных работах, как в нашей стране, так и в окружающем нас русскоязычном пространстве. Проблема доступа к русскоязычной научной информации в Интернете не нова, но в настоящее время проходит только первый этап агрегирования основных русскоязычных электронных ресурсов. В консолидированном виде, т. е. в первую очередь полные комплекты научных журналов, их нет ни у нас, разве что за последние пару десятков лет в Научной электронной библиотеке, ни, тем более за рубежом. Отсюда, соответственно, и низкий индекс цитирования работ наших научных сотрудников, которые в подавляющей массе пишут в наши непереводаемые журналы и, конечно, на русском языке.

Мы не описываем зарубежные информационно-поисковые системы: Web of Science Core Collection, Scopus и др. Доступа к ним сейчас нет, хотя нас долго уверяли, что наука вне политики. Приводим обзор возможностей

и анализ интерфейса существующих русскоязычных информационных продуктов для научных работников физико-математических специальностей: Банка данных ВИНТИ РАН, Научной электронной библиотеки (eLibrary.ru), "Истины" МГУ (Istina.msu.ru), Математического портала (MathNet.ru) и др., а также сайтов с архивами научных журналов. Особо обращаем внимание на необходимость оцифровывания архивов российских научных журналов с целью сохранения отечественного научного наследия. Идеальной представляется система, предоставляющая возможности просмотра сразу всех русскоязычных журналов и поиска внутри этой системы. Таким ресурсом мог стать Банк данных ВИНТИ, но не стал.

Авторами предлагается схема, полезная при создании такой информационной системы. Описывается возможный кластер этого центра на примере акустической тематики, уже реализованный на кафедре акустики Физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова в форме портала "Акустика". Русскоязычные источники. Ресурс находится в открытом доступе в Интернете. Входные точки портала: полнотекстовый архив "Акустического журнала" AkZh.ru. "Сигнальная информация" по акустике AkInfo.ru (содержит информацию о новых статьях и книгах по акустике) и «Информационно-поисковая система "Акустика". Русскоязычные источники» AkData.ru (представляет собой специализированную базу данных с библиографической информацией и интерфейс для работы с ней).

Мы приводим интерфейс портала и алгоритм работы с ним (рис. 1).

Российский фонд фундаментальных исследований

Информационная система «АКУСТИКА»
РУССКОЯЗЫЧНЫЕ ИСТОЧНИКИ

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

Поисковый запрос

Источник:
Начните вводить слово из названия журнала или книги, затем выберите из предложенных вариантов

Год (годы): Том: Номер выпуска:
Пример: 2024 или 2005-2024

Авторы:
Пример: Иванов И.И., Петров П.П.

Ключевые слова:
Пример: Нелинейные акустические волны или: Нелинейные, акустические, волны

Рубрика:

Подрубрика:

Книг: 2604
Журналов: 956
Статей: 70660
Авторов: 63123

© Акустика. Информационная система, 2014-2024

[Акустический журнал](#)

[Акустика. Сигнальная информация](#)

Рис. 1. Портал AkData.Ru (Дата обращения 01.03.2024).

Кроме простого предоставления информации портал "Акустика" позволяет проводить работы по изучению состояния акустики на текущий мо-

мент времени, снимать данные для последующего анализа тенденций в развитии той или иной области акустики, получать данные об области интересов того или иного специалиста, искать интересующие статьи и т.д. В качестве примера такой работы приводится зависимость наполнения рубрик Акустического журнала по годам издания. Подобные данные можно использовать и как средство исторического анализа развития тех или иных исследований, и для их прогнозирования. Созданные технологии подготовки информационных ресурсов и сами ресурсы представляют собой законченную систему информационного обеспечения акустических исследований по русскоязычному сегменту. Они также позволяют обеспечить полное отражение русскоязычной научной литературы для мониторинга и объективной экспертной оценки научной деятельности российских ученых. Мы считаем, что только правильно организованное информационное обеспечение может гарантировать чистоту и новизну научных результатов, лежащих в основе исследовательского процесса.

Подсекция:
ФИЗИКА
КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

Сопредседатели
чл.-корр. Д.Р. Хохлов, профессор В.А. Кульбачинский,
профессор О.В. Снигирев

ВЛИЯНИЕ РУТЕНИЯ НА ПАРАМЕТРЫ МИКРОСТРУКТУРЫ И ТЕМПЕРАТУРУ ДЕБАЯ ПАЛЛАДИЕВЫХ СПЛАВОВ

Науч. сотр. *Акимова О.В.*, науч. сотр. *Овчаров А.В.* (НИЦ «Курчатовский институт»), науч. сотр. *Куликова Е.С.* (НИЦ «Курчатовский институт»), мл. науч. сотр. *Горбунов С.В.* (Институт металлургии и металловедения им. А.А. Байкова РАН)

Предметом исследования настоящей работы являются мембранные сплавы на основе палладия, изготовленные из металлов, содержание примесей в которых не более 0.05% [1]. Востребованность подобных сплавов обусловлена уникальной избирательной водородопроницаемостью палладия и возможностью получения диффузионным методом водорода высокой степени чистоты 99.9999%.

Легирующие элементы, рассматриваемые в литературе как составляющие мембранных сплавов (Y, Cu, Ag, In, Sm, Co, Lu, Pb, Ru), добавляются к палладию с целью улучшения структурочувствительных характеристик мембранных фильтров, в частности, показателей прочности и водородопроницаемости (Табл. 1).

Ключевой вопрос исследования палладиевых сплавов в наших работах – определение взаимосвязи микро и макропроцессов. Немаловажная задача повышения надежности работы мембранных диффузионных фильтров в процессах сепарации водорода высокой степени чистоты и безопасного хранения его в твердотельных металлических аккумуляторах в настоящее время далека от завершения.

Таблица 1. Изученные сплавы, их твердость, пластичность и водородопроницаемость по отношению к палладию [1,2].

Состав, масс. %	Твердость, HV, кг/мм ²	Относительное удлинение, %	Водородопроницаемость при 350°C, мм ³ . мм м ⁻² ч ⁻¹ . МПа ^{-0.5}	Водородопроницаемость по отношению к палладию
Pd	40	28	0.8	1
Pd ₉₄ Y ₆	161	18	4.8	6
Pd ₉₃ Y ₇	172	16	3.6	4.5
Pd₉₄Ru₆	142	20	0.71	0.9
Pd _{93.5} In ₆ Ru _{0.5}	114	26	1.16	1.5
Pd ₉₅ Pb ₅	65	12	1.35	1.7

Состав, масс. %	Твердость, HV, кг/мм ²	Относительное удлинение, %	Водородопроницаемость при 350°C, мм ³ . мм м ⁻² ч ⁻¹ . МПа ^{-0.5}	Водородопроницаемость по отношению к палладию
Pd ₈₈ Pb ₁₂	92	13	1.50	1.8
Pd ₈₀ Pb ₂₀	132	15	1.21	1.5

В области этой задачи сплавы Pd-Ru представляют несомненный интерес: низкая дилатация кристаллической решетки палладия в связи с близостью размеров атомов компонент сплава (1.37 Å и 1.34 Å, соответственно), идентичная электроотрицательность атомов палладия и рутения (2.22 по Полингу [3]), широкая область твердых растворов согласно диаграмме состояний (рис. 1) [4].

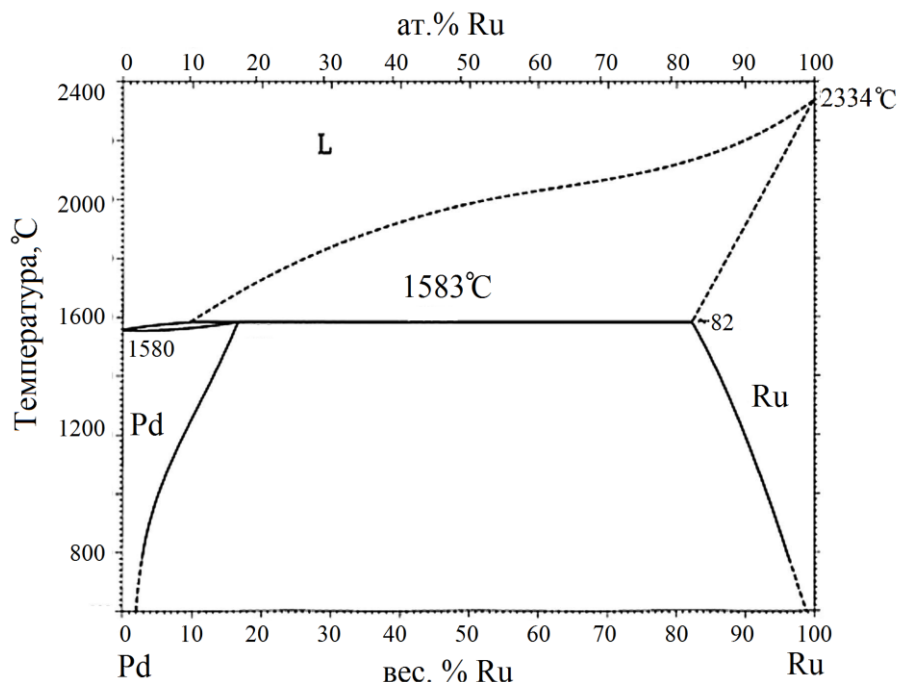


Рис. 1. Диаграмма состояний металлической системы палладий-рутений [4].

В настоящей работе рассмотрено влияние рутения на изменения характеристической температуры сплава, что взаимосвязано с изменениями амплитуд тепловых колебаний атомов сплава. Из имеющихся литературных данных для сплава заданного состава сведения по температуре Дебая не обнаружены.

Исследование выполнено на образцах состава Pd-6 масс.% Ru. Образцы представлены в виде фольг толщинами 30 мкм и полых трубочек внешнего диаметра 0.9 мм, внутреннего - 0.1 мм. Изготовление образцов проводили сплавлением исходных компонентов электрической дугой в атмосфере аргона. Выплавленные заготовки подвергались гомогенизирующему отжигу

в вакууме. Методами рентгеновской дифракции, рентгеновской спектроскопии, сканирующей электронной микроскопии для образцов установили [5,6]:(а)-высокую гомогенность по составу (рис. 2), (б)-наноструктурированную дисперсную структуру [5]; (в)-низко дефектные малоугловые границы зерен, (г)-устойчивость поверхности к процессам адгезии/декогезии [6].

Для определения температуры Дебая сплава Pd-6 масс. % Ru съемка дифрактограмм была проведена при 100 К и 300 К.

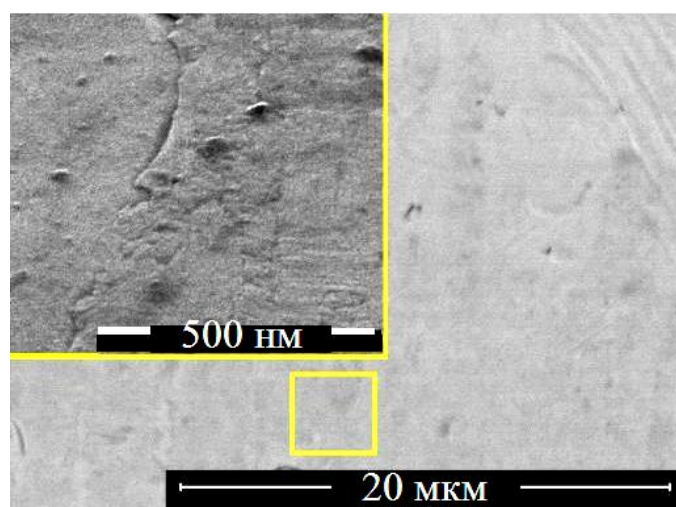


Рис. 2. Изображение поверхности мембранного фильтра-фольги, полученное в обратно-рассеянных электронах с использованием растрового электронно-ионного микроскопа Helios.

Установлено, что добавление к палладию рутения понизило температуру Дебая сплава по сравнению с нелегированным палладием до 240 К. Результат неожиданный. Означает возрастание среднеквадратичных смещений атомов из положения равновесия.

Работа имеет как прикладное, так и фундаментальное значение: на основе палладиевых сплавов и их взаимодействия с водородом идет поиск решения вопросов получения новых особых свойств металлических систем и развития технологических процессов водородной энергетики. Прикладное-каждый элемент легирования вносит в кристаллическую решетку палладия определенные особенности, влияющие на функциональные свойства мембранных сплавов (табл. 1). Фундаментальное-установление общих закономерностей, ответственных за взаимодействие водорода с металлическими системами, расширение теоретических и концептуальных представлений о взаимосвязи микро и макроявлений.

Образцы для работы предоставлены в рамках государственного задания №075-00320-24-00

Литература

1. Burkhanov G.S, Gorina N.B., Kolchugina N.B., Roshan N.R. Palladium – Based Alloy Membranes for Separation of High Purity Hydrogen from Hydrogen – Containing Gas Mixtures // *Platinum Metals Rev.* 2011. V. 55. Is. 1. P. 3–12.
2. Горбунов С.В., Канныкин С.В., Пенкина Т.Н., Рошан Н.Р., Чистов Е.М., Бурханов Г.С. Сплавы палладия со свинцом для очистки и выделения водорода из водородсодержащих газовых смесей // *Металлы.* 2017. №. 1. P. 63–69.
3. *CRS Handbook of Chemistry and Physics*, 87th ed. Ed. D. R. Lide. CRC Press Taylor & Francis Group. 2006. 2608 p.
4. Лякишев Н.П. Диаграммы состояний двойных металлических систем. М.: Машиностроение, 2000.
5. Акимова О.В., Овчаров А.В., Рошан Н.Р. Особенности микроструктуры перспективного сплава Pd-Ru // *Ученые записки физического факультета Московского университета.* 2023. №5, 2350501
6. Акимова О.В., Овчаров А.В., Горбунов С.В. Процессы адгезии/декогезии на поверхности палладиевых мембран // *Неорганические материалы.* 2023. т. 59. № 11. С. 1326-1331. DOI: 10.31857/S0002337X23110015

ЕСТЕСТВЕННОЕ СТАРЕНИЕ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ НА ОСНОВЕ НИКЕЛИДА ТИТАНА: УРОВЕНЬ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ

Доц. Бровкина Е.А., доц. Киселева Т.Ю., проф. Хунджуга А.Г., студ. Джавадов Р.Р.

Взаимная растворимость металлов в твердом состоянии изменяется в широких пределах. Однако из III начала термодинамики следует, что растворимость при низких температурах должна резко понижаться (при $T \rightarrow 0$ К концентрация растворенного элемента $c \rightarrow 0$). Это общая тенденция реализуется неоднозначно: в археологических находках метастабильные фазы сохраняются с бронзового века, а в дюралюминии несколько дней естественного старения приводят к выделению избыточных фаз и сопровождаются резкими изменениями механических свойств.

Не является исключением и сплавы на основе никелида титана. В нашей работе [1] было обнаружено изменение в характеристиках мартенситных превращений $B2 \rightarrow R$, $B2 \rightarrow B19'$ в сплавах систем Ti-Ni-V и Ti-Ni-Nb после 3-х и 6-ти лет естественного старения.

Естественное старение никелида – важный вопрос, т.к. этот материал нашел широкое применение в медицине (в частности в сердечно сосудистой хирургии) именно благодаря эффекту памяти формы. Изделия из никелида титана вживляются в организм на многие годы, и изменения в

свойствах могут привести к трагическим последствиям. Тем более важно использовать возможность структурных исследований тех же образцов, продолжительность естественного старения которых на настоящий момент приближается к 50 годам.

Для определения структурного состояния можно ограничиться съемкой окрестности линии $(110)_{B2}$ с наиболее интенсивными линиями мартенситов R и B19'. При переходе B2 \rightarrow R линия $(110)_{B2}$ уширяется и превращается в дублет, по которому можно вычислить угол α решетки ромбоэдрического мартенсита $\cos \alpha \approx \frac{d_1^2 - d_2^2}{2d_1d_2}$.

В качестве модельных для исследования влияния естественного старения на структуру и характеристики мартенситных превращений были выбраны сплавы $Ti_{48}Ni_{48}V_4$, $Ti_{46}Ni_{46}V_8$ и $Ti_{48}Ni_{48}Nb_4$, $Ti_{46}Ni_{46}Nb_8$, $Ti_{44}Ni_{44}Nb_{12}$. Закаленные после кристаллизации сплавы, содержащие 4 ат. % ванадия и ниобия, однофазны, а остальные содержат в незначительном количестве вторую фазу, идентифицировать которую не удалось. Те же сплавы после закалки из жидкого состояния (спинингование расплава, скорость охлаждения около 10^5 K/c) – однофазны.

Сплавы системы TiNi-Nb. Непосредственно после закалки из жидкого состояния методом низкотемпературной рентгеновской дифрактометрии обнаружено, что при охлаждении сплава $Ti_{48}Ni_{48}Nb_4$ имеет место обратимое с гистерезисом мартенситное превращение: $B2 \leftrightarrow B2 + B19' \leftrightarrow B19'$ с температурой $M_n = 260 \pm 10$ K. Естественное старение сплава $Ti_{48}Ni_{48}Nb_4$ в течение 6 лет практически не привело к изменению характеристик мартенситного превращения.

В сплавах $Ti_{46}Ni_{46}Nb_8$ и $Ti_{44}Ni_{44}Nb_{12}$ охлаждение вплоть до 5 K не приводит к мартенситным превращениям, как непосредственно после спинингования, так и после 6 лет естественного старения. Но после 45 лет старения изменения кристаллической структуры видны невооруженным глазом: интегральная ширина дифракционной линии $(110)_{B2}$ увеличилась втрое и равна соответственно $0,338^\circ$ и $0,312^\circ$.

В сплаве же $Ti_{48}Ni_{48}Nb_4$ она по-прежнему составляет $0,105^\circ$. Причина уширения линий, по-видимому, связана с диффузионными процессами – расслоением B2-твердого раствора: профили линий указывают на их дублетный характер.

Сплавы системы TiNi-V. Непосредственно после закалки из жидкого состояния обнаружено, что при охлаждении сплава $Ti_{48}Ni_{48}V_4$ имеет место обратимые мартенситные превращения: $B2 \rightarrow R \rightarrow R + B19'$ с температурой $T_R = 245$ K, $M_n = 225 \pm 10$ K. В сплаве $Ti_{48}Ni_{48}V_4$ имеет место одно превращение $B2 \rightarrow R$ с температурой $T_R = 260$ K. Естественное старение сплава $Ti_{48}Ni_{48}V_4$ в течение 6 лет привело к изменению характеристик мар-

тенситного превращения – точки переходов повысились до $T_R = 285$ К, $M_H = 240 \pm 10$ К.

В сплаве $Ti_{48}Ni_{48}V_8$ непосредственно после закалки из жидкого состояния обнаружено, что при охлаждении сплава $Ti_{46}Ni_{46}V_8$ имеет место одно мартенситное превращения: $B2 \rightarrow R$ с температурой $T_R = 235$ К. Естественное старение сплава $Ti_{48}Ni_{48}V_8$ в течение 6 лет привело к изменению точки $T_R = 270$ К и появлению второго превращения $R \rightarrow R + B19'$ с точкой $M_H = 220$ К.

Литература

Хунджуа А.Г., Естественное старение сплавов на основе никелида титана // Материаловедение, 2000, №8, с.28-30.

САМОАККОМОДАЦИОННЫЕ КОМПЛЕКСЫ В СПЛАВАХ С МАРТЕНСИТНЫМИ ПРЕВРАЩЕНИЯМИ ДИСТОРСИОННОГО ТИПА

Студ. *Джавадов Р.Р.*, проф. *Хунджуа А.Г.*, доц. *Бровкина Е.А.*,
доц. *Володин Б.А.*

Мартенситные превращения в сплавах с эффектами памяти формы (ЭПФ) обычно сопровождаются формированием самоаккомодационных комплексов (СК) – группы доменов - эквивалентных вариантов ориентационного соотношения (ОС), разделенных плоскостями двойникования. Самоаккомодация предполагает, что комплекс кристаллов мартенсита обладает элементами симметрии аустенита как во внутреннем доменном строении, так и во внешней огранке.

Построение различных типов комплексов следует начать с простейшего варианта – наличия двух плоскостей двойникования решетки мартенсита (с помощью одной плоскости двойникования можно построить полисинтетический двойник, но не самоаккомодационный комплекс).

Наиболее благоприятны для выполнения условий параллельности соответствующих плоскостей мартенситные превращения дисторсионного типа. Малая дисторсия кубической решетки оставляет практически параллельными системы плоскостей типа $\{110\}$ и $\{100\}$ в решетках аустенита и мартенсита, открывая одновременно возможность двойникования решетки мартенсита по некоторым из этих плоскостей.

Для общего случая сопряжения кубического аустенита (решетка аустенита во всех сплавах с ЭПФ кубическая) с триклинной решеткой мартенсита можно построить решение [1], которое будет легко адаптироваться для любых решеток мартенсита с более высокой симметрией. Непосредст-

венно из триклинной можно перейти в ромбоэдрическую: $a = b = c$, $\alpha = \beta = \gamma$, а затем и в кубическую, приравняв углы 90° .

Переход к моноклинному мартенситу не представляет сложности, но следует для упрощения дальнейших вычислений положить $a \perp c$, $b \perp c$, ($\alpha = \beta = 90^\circ$), $\gamma \neq 90^\circ$. Тогда переход к гексагональной решетке прост: $a = b$ и $\gamma = 120^\circ$; от моноклинной к орторомбической $\gamma = 90^\circ$ и, наконец, от орторомбической к тетрагональной: $a = b$.

При этом количество кристаллографически эквивалентных вариантов в комплексе составляет от максимального значения $n_{\max} = 24$ до минимального $n_{\min} = 4$.

Исследование проблемы самоаккомодации должно включать как построение различных типов комплексов для заданных ОС, так и анализ релаксации упругих напряжений в этих комплексах. Самоаккомодация невозможна без, как минимум, двух плоскостей двойникования решетки мартенсита, параллельных плоскостям симметрии решетки аустенита, что в случае низкосимметричной решетки мартенсита выполняется далеко не всегда.

Итак, для триклинного мартенсита (с учетом дальнейшей перспективы перехода к ромбоэдрическому мартенситу) есть смысл совместить направления $[111]$ в решетках аустенита и мартенсита. При этом матрица ОС будет иметь общий вид, а эллипсоид деформации описываться уравнением $a_{11}x^2 + a_{22}y^2 + a_{33}z^2 + 2a_{12}xy + 2a_{13}xz + 2a_{23}yz = 1$. Самоаккомодация сможет быть реализованной с участием доменов всех 24-х типов.

СК ромбоэдрического R-мартенсита в никелиде титана представляет собой октаэдр или усеченный куб, срезанный так, чтобы образовался октаэдр с вершинами в центре граней куба (Архимедово тело). Если рассечь этот октаэдр по плоскостям его симметрии (параллельным граням куба), то можно получить представление о внутреннем устройстве самоаккомодационного комплекса ромбоэдрического R-мартенсита в никелиде титана. В результате такого сечения октаэдр распадется на 8 доменов, попарно sdвойникованных по плоскостям, параллельным плоскостям аустенита типа $\{100\}$. Восьмидоменный комплекс содержит 4 варианта ОС.

В случае моноклинной дисторсии матрица ОС имеет вид:

$$\hat{G}_{mono} = \begin{vmatrix} 1 + \varepsilon_1 & 0 & (1 + \varepsilon_3) \sin \beta \\ 0 & 1 + \varepsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & (1 + \varepsilon_3) \cos \beta \end{vmatrix}$$

Для данного варианта ОС уравнение эллипсоида деформации можно получить, подставляя преобразованные координаты $|x', y', z'\rangle = \hat{G}_1^{mono} |x, y, z\rangle$ в уравнение сферы, для других вариантов ОС уравнение эллипсоида полу-

чается заменой матрицы \hat{G}_1^{mono} на $\hat{G}_i^{mon} = \hat{S}_i \hat{G}_1^{mon}$. Группа операторов симметрии \hat{S}_i содержит 24 оператора, но разных уравнений эллипсоидов – 12 пар. Анализ показывает, что самоаккомодация достигается только в комплексе из 12 разных доменов, т.е. СК должен содержать все варианты ОС. Такие рассуждения справедливы в отношении СК кристаллов моноклинного мартенсита в никелиде титана и для мартенсита 18R в сплавах на основе меди. Структуры мартенситов в этих сплавах отличаются лишь количеством плотноупакованных слоев.

Литература

Хунджуа А.Г., Птицын А.Г., Бровкина Е.А. // Вестн. Моск. Унт-та. Сер. 3. Физ. Астроном. 2018. № 1. с. 90-95.

МАГНИТНЫЕ И МАГНИТОТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ИНТЕРМЕТАЛЛИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ

Ст. преп. *Панкратов Н.Ю.*, вед. науч. сотр. *И.С. Терёшина*,
проф. *С.А. Никитин*

Магнитотепловые явления – это магнитокалорический эффект, индуцированный внешним магнитным полем, аномалии теплоемкости и теплопроводности в области магнитных фазовых переходов, а также изменение величины намагниченности под действием теплового импульса. Впервые эти аномалии исследовались в железе и в сплавах на основе переходных элементов группы железа (3d-переходных металлов) [1], а затем, после открытия гигантских магнитных эффектов в редкоземельных металлах (РЗМ) такие явления интенсивно изучались в РЗМ [2]. В 70 годы прошлого столетия выяснили, что магнитотепловые явления как в области комнатных температур, так и в области низких температур в интерметаллидах на основе РЗМ необычайно велики и чрезвычайно разнообразны [3].

Изучение магнитотепловых явлений интересно, во-первых, с фундаментальной точки зрения – исследование данных свойств позволяет получить сведения о характере магнитных структур, о типе магнитных фазовых переходов, о величине обменных взаимодействий в магнетиках. С практической стороны в последние десятилетия в области физики конденсированного состояния производится интенсивный поиск материалов, демонстрирующих большие магнитотепловые эффекты как в области низких температур, так и в области комнатных температур, пригодных для разработки и создания магнитных твердотельных холодильных машин.

При воздействии на вещество магнитного поля, вследствие изменения магнитного состояния и, следовательно, внутренней магнитной энергии, обратимо выделяется или поглощается тепло. Это явление получило название магнитокалорический эффект (МКЭ). При адиабатических условиях, например, при быстром включении магнитного поля, МКЭ проявляется как повышение или понижение температуры ($\Delta T_{\text{ад}}$) магнетика. Таким образом, МКЭ обусловлен изменением энтропии магнитной подсистемы (ΔS_m). МКЭ был открыт более ста лет тому назад, но и в настоящее время к нему по-прежнему проявляется огромный интерес со стороны как ученых, так и технологов [3-5]. В магнитоупорядоченных веществах различают два вида МКЭ, обусловленные: (1) парапроцессом (изменением обменной энергии) и (2) процессом вращения вектора (изменением энергии магнитной анизотропии).

Изначально особое внимания уделялось исследованию МКЭ высокочистых РЗМ, среди которых особое место занимал гадолиний обладающей ферромагнитным упорядочением с температурой Кюри равной 293 К. В тоже время при исследовании Ду был обнаружен МКЭ с отрицательным знаком $\Delta T_{\text{ад}}$ в области фазового перехода типа порядок-порядок.

Максимальные значения МКЭ у магнитоупорядоченных веществ наблюдаются вблизи температур магнитных фазовых переходов, а именно, переходов типа «порядок-беспорядок» или «порядок-порядок». В ферромагнетике максимум МКЭ в точке Кюри (T_C), объясняется тем, что вблизи T_C производная от намагниченности по температуре достигает максимума. В ферромагнетиках, как правило, МКЭ положителен.

В ферримагнетиках поведение МКЭ заметно отличается от того, которое наблюдается в ферромагнетиках [4]. Усложнение связано с влиянием РЗ подрешетки на тепловое состояние феррита. Изменение знака МКЭ вблизи точки компенсации (T_k) связано с подрешеточной магнитной структурой: каждая из двух подрешеток дает свой вклад в результирующий МКЭ феррита [4-5]. В ферримагнетике количество теплоты ΔQ , выделяемое за счет МКЭ можно представить в виде:

$$\Delta T_{\text{ад}} = -\frac{T}{c} \left(\frac{\partial M_1}{\partial T} \right)_{p,H} \Delta \vec{H} - \frac{T}{c} \left(\frac{\partial M_2}{\partial T} \right)_{p,H} \Delta \vec{H}, \quad (1)$$

здесь M_1 и M_2 – намагниченность подрешеток железа и РЗМ. При $T < T_k$ вектор намагниченности РЗ подрешетки направлен вдоль поля $\vec{M}_2 \parallel \vec{H}$, а намагниченность подрешетки железа в противоположенную сторону $\vec{M}_1 \uparrow \vec{H}$, тогда МКЭ парапроцесса будет определяться результатом упорядочения магнитных моментов РЗ подрешетки при возрастании внешнего магнитного поля. При $T > T_k$ ситуация обратная намагниченность подрешетки Fe $\vec{M}_1 \parallel \vec{H}$, а $\vec{M}_2 \uparrow \vec{H}$. В этом случае при возрастании поля происходит сильное разупорядочение магнитных моментов РЗ ионов, и слабо выраженное упорядочение моментов подрешетки железа. В результате получается отрица-

тельный знак ΔT_{ad} . Отсюда вытекает изменение знака МКЭ при $T = T_K$. Следовательно, у ферромагнетиков может возникать знакопеременный МКЭ при изменении температуры.

В данной работе изучены и проанализированы магнитокалорические характеристики нескольких важнейших систем с замещениями в РЗ и 3d-подрешетках: RT , RT_2 (со структурой фаз Лавеса), R_2T_{17} ($T = Fe, Co, Al$), а также их гидриды, которые имеют точку магнитной компенсации и демонстрируют знакопеременную температурную зависимость МКЭ. Такие материалы можно использовать для разработки различных датчиков и сенсоров для робототехники.

Магнитокалорический эффект в псевдобинарном соединении $Gd_{0.9}Dy_{0.1}Ni$ и его гидридах был также определен косвенным методом по изменению магнитной энтропии ΔS_m при изменении внешнего магнитного поля $\mu_0 H = 5$ Тл. Найдено, что внедрение трех атомов водорода в кристаллическую решетку исходных соединений $GdNi$ и $Gd_{0.9}Dy_{0.1}Ni$ оказывает сильное влияние на температуру магнитного упорядочения, смещая ее из области температур 65-70 К в область температур 5-10 К. Сравнение результатов исследования величины МКЭ, который демонстрируют соединения, показывает, что частичная замена Gd на Dy в соединении $GdNi$ значительно увеличила МКЭ.

Кристаллическая структура замещенных соединений $R_2(Fe,T)_{17}$ зависит как от типа редкоземельного металла (РЗМ), так и замещающего элемента и его концентрации. Замещенные составы типа $R_2Fe_{10}Al_7$ с тяжелыми РЗМ, обладают структурой типа Th_2Zn_{17} (в отличие от бинарных соединений R_2Fe_{17}) и ферромагнитным упорядочением. Показано, что при высокой концентрации алюминия происходит не только уменьшение температуры Кюри, но и уменьшение магнитного момента 3d-подрешетки, настолько, что его величина становится сравнима с магнитным моментом редкоземельной подрешетки. Соединения $R_2Fe_{10}Al_7$ ($R = Tb, Dy$ и Ho) представляют собой ферромагнетики, в которых в области низких температур магнитные моменты ионов R^{3+} превышают магнитный момент 3d-подрешетки. С повышением температуры магнитный момент РЗ подрешетки убывает быстрее, чем магнитный момент подрешетки Fe, что в конечном итоге и приводит к их равенству ($M_R = M_{Fe}$) при температуре магнитной компенсации T_K . Отметим, что смена знака МКЭ в соединениях $Dy_2Fe_{10}Al_7$ и $Ho_2Fe_{10}Al_7$ происходит дважды. Основной причиной такого поведения, безусловно, является наличие точки магнитной компенсации, выше которой наблюдается обратный (отрицательный) эффект, а ниже T_K эффект вновь становится положительным.

Температура Кюри бинарных соединений RCo_2 со структурой фазы Лавеса варьируется от 4 К для соединения с Tm до 400 К для соединения с Gd. Для области температур $100 < T < 300$ К наибольший интерес среди

RCo₂ представляют соединения с тербием ($T_C = 230$ К). Используя различные атомы замещения (как для редкоземельной подрешетки, так и для подрешетки кобальта), а также атомы внедрения можно регулировать температуру Кюри, достигая заранее заданных значений. Магнитокалорический эффект в TbCo₂ достаточно высокий и составляет $\Delta T_{ад} \sim 2$ К при изменении магнитного поля $\mu_0 \Delta H = 2$ Тл. Атомы замещения и внедрения оказывать влияние и на величину МКЭ. Анализ зависимости величины МКЭ от их температур Кюри для нескольких систем показывает, что в соединении TbCo₂ замещение атомов тербия атомами диспрозия способствует возрастанию величины МКЭ и одновременному уменьшению температуры Кюри. В то же самое время частичное замещение атомов кобальта атомами железа напротив, приводит к увеличению T_C и снижению величины МКЭ. Заметим, что замещения в 4f- и 3d-подрешетках соединения TbCo₂ магнитоактивными ионами (Dy или Fe) позволяют получить монотонную зависимость $\Delta S_m(T_C)$. Введение атомов водорода в кристаллическую решетку соединения TbCo₂ приводит как к уменьшению T_C , так и к уменьшению величины МКЭ. Следует отметить, что величина МКЭ для гидрида TbCo₂H_{2,4} и замещенного состава TbCo_{1,9}Fe_{0,1} практически совпадают.

Отличительной особенностью ферромагнетиков с точкой магнитной компенсации является тот факт, что магнитокалорический эффект дважды меняет знак при изменении температуры, с положительного на отрицательный вблизи точки компенсации и с отрицательного на положительный при приближении к T_C . Подобные материалы могут иметь важное значение при их использовании в датчиках температуры и устройствах стабилизации температуры.

Детальное изучение и анализ основных магнитокалорических характеристик ферро- и ферромагнитных материалов открывает возможность для поиска и прогнозирования новых материалов с заданным комплексом свойств для практического применения.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 22-29-00773, <https://rscf.ru/project/22-29-00773/>, Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, г Москва).

Литература

1. Warburg E. Ann.d.Phys.,1881,v.13,p.141.
2. Никитин С.А. Магнитные свойства редкоземельных металлов и их сплавов // М.: Изд. МГУ. 1989. 247 с.
3. Андреев А.С., Белов К.П., Никитин С.А., Тишин А.М. Магнитокалорический эффект в редкоземельных магнетиках // УФН. 1989. Т. 158. № 4. С. 553.
4. Белов К.П. Магнитотепловые явления в редкоземельных магнетиках // М.: Наука. 1990. 95 с.
5. Tishin A.M., Spichkin Y.I. The magnetocaloric effect and its applications // Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia. 2003. 480 p.

АВТОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ ИЗ УГЛЕРОДНЫХ НАНОСТРУКТУР В РЕЖИМЕ КУЛОНОВСКОЙ БЛОКАДЫ

Ст. науч. сотр. *Клещ В.И.*, проф. *Образцов А.Н.*

В сообщении представлены результаты экспериментального и теоретического исследования эффектов, обусловленных явлением кулоновской блокады, которые наблюдались при автоэлектронной эмиссии из наноразмерных углеродных структур.

Различные проявления одноэлектронного туннелирования, обусловленного дискретностью заряда, были подробно исследованы начиная с 1980-х годов в твердотельных полупроводниковых структурах и устройствах микрометрового масштаба, содержащих наноразмерные кластеры [1]. Однако в макроскопически больших электронных устройствах, к которым относятся вакуумные электронные системы, с наноразмерными кластерами, выполняющими роль полевого эмиттера электронов (автокатода), до недавнего времени такие эффекты практически не изучались. Пример такой системы схематически представлен на Рис. 1а. Автокатод здесь представляет собой наноразмерный объект (наноэмиттер), сформированный на проводящем острие и отделенный от него тонким изолирующим слоем, сквозь который электроны могут проходить за счет туннельного эффекта. При определенных условиях в такой системе может возникать эффект кулоновской блокады, как схематически показано на соответствующей энергетической диаграмме на Рис. 1б. В этом случае туннелирование электрона из острия на наноэмиттер энергетически невыгодно (показано перечеркнутой стрелкой), так как приводит к смещению уровня Ферми в материале эмиттера на величину энергии зарядки $\delta\epsilon$ (как показано пунктирной линией на схеме) по отношению к положению уровня Ферми в материале острия.

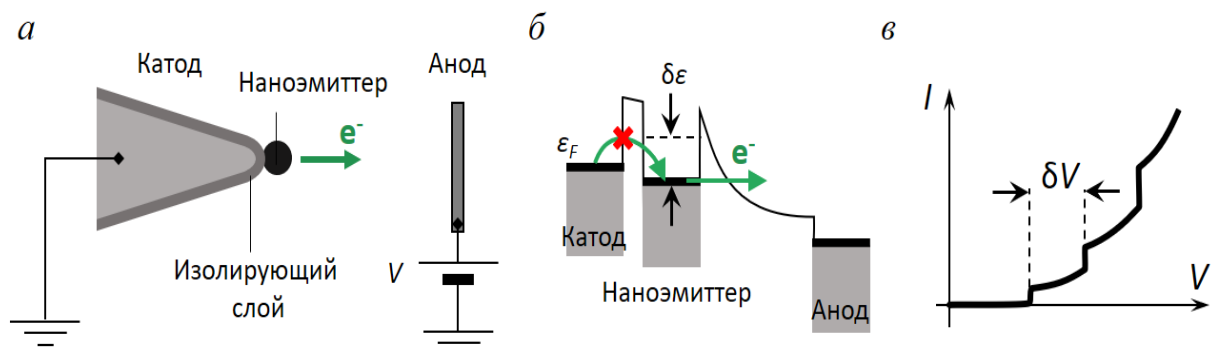


Рис. 1. (а) Схематическое изображение системы с наноразмерным автоэлектронным эмиттером, отделенным от катода изолирующим слоем. (б) Энергетическая диаграмма, иллюстрирующая влияние эффекта кулоновской блокады на электронный транспорт. (в) Схематический вид вольтамперной характеристики эмиттера.

Приложение разности потенциалов между катодом и анодом в этой системе смещает положение энергетических уровней и вероятность туннелирования оказывается зависящей от величины напряжения. Это проявляется в форме вольтамперной характеристики, которая представляет собой наложение (сумму) стандартного для автоэлектронной эмиссии экспоненциального роста и периодически изменяющейся зависимости тока эмитированных электронов от напряжения (Рис. 1в) [2].

Указанные особенности, характерные для автоэлектронной эмиссии в режиме кулоновской блокады, были обнаружены экспериментально для автокатодов на основе алмазных микроигл [3,4] и углеродных нанотрубок [5]. Возникновение данных особенностей объясняется структурной модификацией поверхности автокатодов, происходящей при определенных условиях в процессе эмиссии электронов. Для случая эмиттера на основе алмазной микроиглы установлено, что на его острие формируется слой аморфного углерода, оканчивающийся протяженным наноразмерным выступом – нанопроволокой. Такая нанопроволока играет роль наноэмиттера, отделенного от тела иглы туннельным барьером, аналогичного барьеру Шоттки, возникающему за счет различной степени графитизации нанопроволоки и слоя аморфного углерода. Расчет емкостных характеристик эмиттера с такой нанопроволокой показывает количественное соответствие со значениями, полученными в результате расчетов с помощью основанной на традиционных подходах к описанию одноэлектронных эффектов в твердотельных структурах модели транспорта носителей заряда в системе с автоэмиссионным источником электронов [1,2]. Анализ полученных экспериментальных данных с помощью предложенной модели позволил установить причины подавления одноэлектронных эффектов, наблюдавшегося в области высокого напряжения. В соответствии с моделью такое подавление объясняется резистивным разогревом эмиттера, либо значительным увеличением прозрачности туннельного барьера на границе с вакуумом. Было также показано, что структурная модификация алмазных микроигл в процессе автоэлектронной эмиссии может приводить не только к возникновению кулоновской блокады, но и к эффекту резонансного туннелирования, возникающего в результате квантового размерного эффекта в наноэмиттере. Экспериментальные наблюдения выявили режимы электронного транспорта, в которых эффекты кулоновской блокады и резонансного туннелирования проявляются совместно, что также находится в качественном согласии с предложенной моделью.

Исследованные в работе «одноэлектронные» автокатоды могут представлять практический интерес. Формируемый таким макроскопически большим катодом электронный пучок обладает более высокой пространственной и временной когерентностью, а также более узким энергетическим спектром эмитированных электронов по сравнению с традиционными ав-

токадами в виде проводящего острия. Это может использоваться при разработке и создании когерентных точечных источников электронов для применения в электронно-лучевых устройствах, электронной микроскопии с временным разрешением, для проведения экспериментов по квантовой оптике на свободных электронах и низкоэнергетической электронной голографии [6,7].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 19-72-10067 .

Литература

1. K. K. Likharev, Proc. IEEE **87**, 606 (1999).
2. O. E. Raichev, Phys. Rev. B **73**, 195328 (2006).
3. V. I. Kleshch, A. S. Orekhov, A. E. Pishchulina, I. V. Sapkov, D. N. Khmelenin, A. B. Loginov, R. R. Ismagilov, and A. N. Obraztsov, Carbon, 118936 (2024).
4. V. I. Kleshch, V. Porshyn, A. S. Orekhov, A. S. Orekhov, D. Lützenkirchen-Hecht, and A. N. Obraztsov, Carbon **171**, 154 (2021).
5. V. I. Kleshch, V. Porshyn, P. Serbun, A. S. Orekhov, R. R. Ismagilov, S. A. Malykhin, V. A. Eremina, P. A. Obraztsov, E. D. Obraztsova, and D. Lützenkirchen-Hecht, Appl. Phys. Lett. **118**, 6, 053101 (2021).
6. M. Duchet, S. Perisanu, S. T. Purcell, E. Constant, V. Loriot, H. Yanagisawa, M. F. Kling, F. Lepine, and A. Ayari, ACS photonics **8**, 505 (2021).
7. C. Li, M. Guan, H. Hong, K. Chen, X. Wang, H. Ma, A. Wang, Z. Li, H. Hu, and J. Xiao, Science Advances **9**, eadf4170 (2023).

МАГНИТОТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА ТЯЖЕЛЫХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ МЕТАЛЛОВ, СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ FE-RH, НАНОЧАСТИЦ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ОКСИДОВ В ОБЛАСТИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ

Доцент *Зверев В.И.*

Магнитотепловые свойства материала (магнитокалорический эффект (МКЭ), магнитные вклады в теплоемкость и энтропию, удельная мощность поглощения и собственная мощность потерь (для магнитных наночастиц)) несут информацию о ключевых свойствах магнитного материала. Знание физических зависимостей этих свойств от внешних факторов позволяет прогнозировать реальную возможность его применения.

Работа посвящена фундаментальным исследованиям магнитотепловых свойств нескольких классов магнитных материалов: тяжелых редкоземельных металлов (РЗМ), семейства бинарных и трехкомпонентных сплавов на основе железа и родия и наночастиц ферромагнитных оксидов.

Предложена теоретическая модель, позволяющая определить максимальную величину МКЭ в материалах, испытывающих фазовый переход второго рода: 18 К/Тл. Для всех тяжелых лантаноидов (от гадолиния до ту-

лия) построены их теоретические и экспериментальные магнитные фазовые диаграммы. При этом закономерности магнитного упорядочения во всем ряду этих РЗМ установлены как из первых принципов, так и в рамках модели среднего поля. Также в работе количественно рассматривается влияние примесей на существование магнитных структур в тяжелых РЗМ. Для бинарного сплава FeRh теоретически объяснена причина фазового перехода I рода антиферромагнетизм-ферромагнетизм. В результате проведенных систематических исследований целой серии околоэкваторных стехиометрических составов бинарных сплавов FeRh (с различным содержанием родия) предложена наилучшая технология приготовления данного сплава, которая позволяет всегда получать максимальное и гарантированно воспроизводимое значение МКЭ и других магнитотепловых свойств в сплаве состава Fe₄₉Rh₅₁. Полученные результаты распространяются также на трехкомпонентные сплавы на основе FeRh, легированные, например, Ni, Pd, Ru, Co, Cr. Результаты исследований практически применены для создания фармацевтических композиций, содержащих магнитные наночастицы РЗМ или FeRh, для существенного повышения эффективности методики магнитной гипертермии новообразований (за счет дополнительного, до 30%, магнитокалорического нагрева опухоли). Кроме того, технология создания и нанесения управляемого магнитокалорического покрытия медицинских имплантатов, которое позволяет сохранять лекарство и высвобождать его в нужный момент времени в месте расположения имплантата, а также обеспечить регулируемый режим высвобождения биоактивного вещества за счет изменения температуры магнитной компоненты покрытия и вызванного им изменения фазового состояния полимера, содержащего лекарство.

Подсекция:
БИОФИЗИКА

Сопредседатели
профессор В. А. Твердислов,
профессор Л. В. Яковенко

ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ И МЕХАНОХИМИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РЕГУЛЯЦИИ АДГЕЗИИ И АГРЕГАЦИИ ТРОМБОЦИТОВ ПРИ ТРАВМАХ И ВОСПАЛЕНИИ МИКРОСОСУДОВ.

Ст.науч.сотр. *Беляев А.В.*

Особое место в современной физике занимает исследование принципов возникновения и эволюции «живой» материи, сложность организации которой опирается на структурную иерархию, дискретность, неравновесность, нелинейность, наличие межфазных границ, а также понятие симметрии и ее нарушения [1]. Изучение процессов самопроизвольного структурообразования в живых системах, а также физических принципов их регуляции является одной из центральных научных проблем современной биофизики. Одним из важных примеров саморегулируемого процесса структурообразования в организме может служить образование гемостатических сгустков (тромбов) в ответ на кровотечение, травму или воспаление стенок кровеносных сосудов [2].

Образование гемостатического сгустка (то есть гемостаза) – это многостадийный и многомасштабный биофизический процесс, в который включает в себя два звена: плазменное и тромбоцитарное (клеточное). Плазменное звено, также называемое свертыванием плазмы крови или коагуляцией, основано на сложном каскаде биохимических реакций между особыми белками - факторами свертывания. Исследования профессора Ф.И. Атауллаханова, профессора М.А. Пантелеева и др. показали, что система плазменного гемостаза обладает нелинейными, автоволновыми свойствами [3] и содержит в себе несколько модулей, отвечающих за следующие свойства: пороговая активация, быстрый «взрывной» характер кинетики, контроль скорости кровотока, пространственное распространение и локализацию фибринового геля [4]. Однако в условиях артериального и микрососудистого кровотока плазменное (вторичное) звено гемостаза подавляется течением жидкости, и на первый план выходит клеточное звено [5]. Клеточный (первичный) гемостаз - система остановки кровотечений за счет агрегации специализированных форменных элементов крови (тромбоцитов) в месте повреждения кровеносного сосуда. В норме феномен гемостаза является защитным механизмом, но в определенных ситуациях его работа приводит к нежелательным и опасным последствиям, таким как тромбоз, тромбоэмболия, закупорка кровеносных сосудов, инфаркты, инсульты и другие опасные для жизни состояния. До конца не ясно, какие физические принципы лежат в основе регуляции системы клеточного гемостаза. Разработка новых методов диагностики и лечения представляет собой важнейшую задачу современной медицины. Однако решение этой прикладной задачи невозможно без фундаментального теоретического понимания природы процессов, протекающих в «живых» системах. При этом

механические процессы, гидродинамические течения и явления переноса играют важную роль и оказывают существенное влияние как на динамику образования агрегатов из клеток крови (тромбоцитов), так и на коагуляцию плазмы крови.

В настоящем докладе речь пойдет о влиянии гидродинамических течений на инициацию и динамику тромбоцитарного гемостаза на различных масштабах: от молекулярных до макроскопических. Было теоретически показано, что гидродинамические силы со стороны кровотока могут определять конечный размер тромба, вызывая при вполне определенных условиях остановку его роста [6]. Согласно предложенной автором модели, в зависимости от размера области повреждения на стенке кровеносного сосуда, возможны два различных режима роста тромба в микрососуде. Также рассматривается ряд новых системных подходов к предсказательному компьютерному моделированию агрегации тромбоцитов в микрососудах с учетом особенностей их движения в потоке вязкой жидкости и их взаимодействий с макромолекулами-посредниками клеточной адгезии [7,8]. Особое внимание уделяется механохимическим процессам и конформационным изменениям в структуре белков, участвующих в системе клеточного гемостаза, под действием внешних механических и гидродинамических сил. [9,10].

Характерной особенностью исследуемых систем является пространственно-временная разномасштабность происходящих физико-химических процессов. Математическое описание и исследование клеточного гемостаза и тромбоза должно охватывать различающиеся на шесть порядков масштабы — от нанометров (одиночные молекулы) до миллиметров (участок сосуда с тромбом). Большие надежды в этой области возлагаются на современные подходы к многомасштабному компьютерному моделированию, такие как крупно-зернистая молекулярная динамика, гибридные модели, сочетающие континуальный подход с динамикой частиц, а также многофазные модели сплошной среды. Для корректного теоретического описания системы клеточного гемостаза необходима модель, явно описывающую динамику клеток крови, их механические взаимодействия, а также адгезионные силы. Кроме того, необходимо правильно сопрягать масштабы моделируемых процессов и учитывать физические и механические процессы на всех уровнях организации системы. Модели такого уровня детализации требуют не только высокопроизводительных параллельных вычислений, а также аккуратного подхода к математической формулировке и валидации на всех этапах [11].

В представленной работе рассмотрен процесс роста тромба в кровеносном микрососуде и с помощью математического моделирования исследован вопрос о том, какое влияние оказывают гидродинамические силы со стороны кровотока на динамику роста пристеночного тромба. При этом

впервые было изучено влияние формы и длины области повреждения стенки сосуда на этот процесс. Показано, что гидродинамические эффекты со стороны кровотока могут определять конечный размер тромба, вызывая при вполне определенных условиях остановку его роста. Согласно разработанной автором модели [6], в зависимости от размера области повреждения на стенке кровеносного сосуда, возможны два различных режима роста микрососудистого тромбоза. Так, формирование неокклюзивного тромба происходит, если длина травмы не превышает определенное критическое значение, и, напротив, происходит полная окклюзия сосуда тромбом, если длина травмы больше этой критической величины. Математическое моделирование показало, что переключение между этими режимами происходит через механизм седлоузловой бифуркации. Представленное исследование демонстрирует один из механизмов регулирования тромбообразования в кровеносных микрососудах и объясняет экспериментально наблюдаемые различия между динамикой роста лазер-индуцированного и FeCl₃-индуцированного тромба.

Следующим этапом было изучение закономерностей тромбоза в застойных зонах системы кровообращения на примере микроаневризмы сетчатки глаза [7]. Микроаневризмы – выпуклости стенок кровеносных микрососудов – считаются самым ранним диагностируемым признаком диабетической ретинопатии и являются основной причиной ухудшения зрения и слепоты среди пациентов с сахарным диабетом различных возрастных категорий. Несмотря на практическую важность, существует недостаток вычислительных моделей, которые могли бы объединить агрегацию тромбоцитов, точную биореологию и свертывание плазмы крови в одну эффективную платформу для предсказательного моделирования рисков тромбоза у пациентов с сахарным диабетом или нарушениями системы гемостаза. В настоящем исследовании рассмотрены как физические, так и биохимические эффекты при тромбозе аневризм и зон рециркуляции крови. Использовано континуальное описание системы и модель на основе уравнений в частных производных, которые учитывают динамику жидкости, транспорт тромбоцитов, адгезию и агрегацию, а также биохимические каскады плазменной коагуляции. Исследование сосредоточено на роли транспорта и накопления клеток крови, включая контактные взаимодействия между тромбоцитами и эритроцитами (эритроцитами), каскад коагуляции, запускаемый активированными тромбоцитами, и гематокрит-зависимую реологию крови. Модель была проверена на соответствие известным из литературы экспериментальным данным о микро-тромбозе *in vitro*. Были изучены закономерности и динамика формирования тромба в микроаневризмах различной геометрии и при различных скоростях кровотока в основном сосуде. Численное моделирование указывает на важную роль эритроцитов в пространственном распространении и временной динамике роста аневриз-

матического тромба. Локальный гематокрит определяет вязкость крови: в областях, богатых эритроцитами, течение крови замедляется, что способствует и активации тромбоцитов, и формированию фибринового геля. В результате высокий гематокрит замедляет кровообращение и увеличивает присутствие эритроцитов в аневризме. Интенсивность кровотока в сосуде, связанном с аневризмой, также влияет на распределение тромбоцитов в системе, а также на устойчивую форму тромба.

Важным этапом работы было изучение конформационных изменений в мультимерах белка фактора фон Виллебранда (VWF) под действием гидродинамических сил в сдвиговом потоке вязкой жидкости. Эта макромолекула является «посредником» между адгезионными рецепторами тромбоцитов и поврежденным или воспаленным эндотелием, а также способна адгезировать к субэндотелиальному коллагеновому матриксу [12]. В кровотоке фактор Виллебранда циркулирует в виде линейных мультимеров, состоящих из 10-30 повторяющихся субъединиц, каждая из которых состоит из глобулярных доменов, соединенных неупорядоченными участками. Физиологическая активность VWF определяется размером мультимеров этого белка, силами взаимодействия между структурными частями внутри димера и молекулярными взаимодействиями внутри глобулярных доменов. Поэтому для понимания биофизических механизмов, лежащих в основе регуляции начальных этапов клеточного гемостаза и агрегации тромбоцитов, необходимо уделить внимание изучению структуре этой макромолекулы на всех уровнях и масштабах. Притягивающие и отталкивающие взаимодействия между доменами обуславливают механические свойства этого белка. В силу особенностей строения эта молекула оказывается чувствительной к гидродинамическому сдвигу в крови. VWF выступает одновременно в роли и сенсора, и адгезионного субстрата для тромбоцитов, инициируя их агрегацию при патологически высоких скоростях сдвига. В настоящей работе изучалась конформация фактора фон Виллебранда в различных гидродинамических условиях в рамках крупно-зернистой модели с учетом притягивающих нековалентных взаимодействий между глобулярными доменами D4 и C1-C6 этого белка. Проводились расчеты динамики мультимера для 5 различных скоростей сдвига для двух наборов параметров, характерных для различных рН окружающей жидкости. Строились зависимости длины мультимера от времени, а также графики, показывающие число активированных доменов A1 и раскрытых доменов A2. Произведено сравнение результатов численного расчета с экспериментальными данными [13]. Результаты показывают, что конформация мультимера фактора фон Виллебранда в естественных условиях кровотока наилучшим образом соответствует полимерному клубку со слабыми взаимодействиями между звеньями, то есть почти идеальной гауссовой цепи. Этот результат позволил пересмотреть существовавшие ранее представления о конформации и, как след-

ствии, механических свойствах мультимеров VWF в кровотоке. При этом сильные междоменные взаимодействия, имеющие характер притяжения, существенно влияют на конформацию и динамику этого белка, поэтому локальные изменения pH и ионного состава плазмы в окрестности поврежденной стенки сосуда могут инициировать конформационные переходы в мультимерах VWF, влияющих на эффективный размер (гидродинамический радиус) и упругость этой макромолекулы [14].

На следующем шаге результаты молекулярных моделей были использованы для модификации модели клеточного масштаба для исследования адгезии тромбоцитов к слою мультимеров фактора Виллебранда, выделяемых воспаленным эндотелием стенок кровеносных сосудов. Изучение конформационных изменений VWF и взаимодействий его глобулярных доменов позволило сформулировать более крупно-масштабную, но достаточно точную модель этого белка с учетом механической активации доменов A1 и возможности протеолиза доменов A2 ферментом ADAMTS13. В модели клеточного масштаба мультимер VWF представлен в виде линейной полимерной молекулы, состоящей из шариков и пружинок, погруженной в вязкую жидкость. Для жидкости также применяется термализованная континуальная модель на основе метода решеточных уравнений Больцмана (Lattice Boltzmann, LB). Детали модели фактора Виллебранда для расчетов клеточного масштаба представлены в статье [15]. Огрубленная модель фактора Виллебранда, предназначенная для расчетов систем многоклеточного масштаба, показала удовлетворительное согласие с экспериментальными данными как для закрепленного, так и для свободно движущегося мультимера [13,16]. Таким образом, огрубление и валидация моделей была проведена успешно.

Проводились расчеты скорости качения одиночного тромбоцита по слою иммобилизованного и адсорбированного фактора Виллебранда в течениях Куэтта и Пуазейля при различных значениях напряжения сдвига в пристеночном слое жидкости. Отдельно рассматривались два случая: (а) поврежденная стенка сосуда, когда на поверхности выступали модельные волокна коллагена с сайтами связывания для фактора Виллебранда; (б) воспаление стенки сосуда без повреждения, когда на стенке были иммобилизованы (закреплены за один из концов) мультимеры фактора Виллебранда.

В первом случае закрепление фактора Виллебранда на поврежденной стенке происходило путем его адсорбции из потока жидкости. Были изучены конформационные изменения мультимеров VWF в процессе его адсорбции к коллагену. Из результатов компьютерного моделирования получены данные о скорости качения одиночного тромбоцита в модели от пристеночных сдвиговых напряжений. Второй случай соответствовал секреции фактора Виллебранда в кровотоки воспаленным эндотелием из особых

гранул (тельца Вайбеля-Паладе), а результаты применения этой клеточной модели для исследования адгезии тромбоцитов в этом случае опубликованы в нашей статье [8]. В этой работе не только учтена способность мультимеров фактора Виллебранда разворачиваться под действием гидродинамических сил, увеличивая число активных сайтов связывания (доменов A1) для тромбоцитов, но и особенности механики белковых комплексов GPIb на мембранах тромбоцитов, в частности, изучена возможность механической активации тромбоцитов через этот рецептор. На основании результатов компьютерного моделирования были исследованы особенности механики белков VWF и GPIb под действием гидродинамических сил и их роль в процессе первичной адгезии тромбоцитов к воспаленному эндотелию микрососудов. Анализ сил, действующих на рецепторы GPIb при адгезии к фактору фон Виллебранда, позволил сделать вывод о возможности механической активации тромбоцитов вследствие деформации трансмембранных доменов этих белков при высоких напряжениях сдвига в пристеночных слоях кровотока. Полученные результаты позволили уточнить биомеханическую картину начальных этапов клеточного гемостаза и сформулировать молекулярные «мишени» для новых анти-агрегатных и анти-тромбозных препаратов.

Дальнейшим шагом работы над проектом было изучение механического влияния эритроцитов на формирование тромбоцитарного агрегата в микрососуде различного диаметра с помощью разработанной автором компьютерной модели. По сравнению с представленными в литературе аналогами в данной работе была произведена модификация упругой модели спектриновой сети в мембране эритроцита. Вместо модели червеобразной цепочки (worm-like chain, WLC) для белка спектрина была применена конечно-растяжимая нелинейная модель (finitely extensible nonlinear elastic, FENE), что позволило повысить численную устойчивость модели при высоких напряжениях сдвига и лучше описать деформации одиночного эритроцита при растяжении парой сил. Кроме того, в новой версии модели автором разработана и применена методика перемасштабирования коэффициента трения для того, чтобы учесть контраст между вязкостью снаружи и внутри клетки и точнее описать изменения формы эритроцита при его движении в микрососудах. Формула для перемасштабирования коэффициента трения получена методом, аналогичным теории Адамара-Рыбчинского для движения капли сферической формы в вязкой жидкости, однако в нашем случае рассматривалась не капля, а плоская граница раздела между жидкостями с различными коэффициентами вязкости. Модель показала адекватное соответствие с опубликованными в литературе экспериментальными и модельными данными других научных групп [17]. Проведены расчеты модели участка цилиндрического микрососуда с участком воспаленного эндотелия, который секретировал в просвет сосуда мультимеры белка фактор Виллеб-

ранда. Исследованы случаи мультимеров различной длины, а также различной поверхностной плотности секретированных белков и различного размера области воспаленного эндотелия. В модели варьировался перепад давления на концах сосуда, таким образом были исследованы механические особенности системы в различных гемодинамических условиях. Было показано, что при числах Рейнольдса порядка 0.01-0.1 в сосуде диаметром 16 микрон большая часть тромбоцитов вытесняется к стенке в течение первых 200-300 мс модельного времени. Тромбоциты в модели могут налипать на мультимеры фактора фон Виллебранда, который при таких условиях переходит в развернутую конформацию и частично активируется, если длина мультимера больше 20 субъединиц. Столкновения с эритроцитами приводят к тому, что тромбоциты вдавливаются в слой белка и образуют большее число адгезионных связей с ним. При этом эритроциты также толкают уже закрепленные на факторе Виллебранда тромбоциты, что приводит к увеличению количества растянутых субъединиц фактора Виллебранда, а также усиливает растяжение механочувствительных рецепторов (GPIb). Эти механические взаимодействия, как следует из модели, могут способствовать механической активации тромбоцитов в микрососудах малого диаметра.

Три соседних глобулярных домена A1, A2 и A3 фактора фон Виллебранда привлекают наибольшее внимание, поскольку они обеспечивают основные функции этого белка, связанные с адгезией и агрегацией тромбоцитов. Домен A2, в отличие от A1 и A3, не содержит дисульфидных связей между N- и C-концевыми участками. Этот домен также содержит участок, скрытый внутри глобулярной структуры и восприимчивый к протеолизу ферментом ADAMTS13 [18]. Механическая устойчивость домена A2 важна для контроля размера мультимеров VWF, циркулирующих в кровотоке. В настоящей работе использовано как полноатомное, так и крупнозернистое компьютерное моделирование для исследования механического анфолдинга домена A2 фактора фон Виллебранда в двух режимах, типичных для экспериментальных установок: одноосное растяжение с постоянной силой, подобное методу силовой спектроскопии с помощью зондового (атомно-силового) микроскопа, и режим сдвигового течения Куэтта, характерное для пристеночных областей микрофлюидных проточных камер и ротационных вискозиметров. Рассмотрены как изолированный домен A2, так и трехдоменный фрагмент A1A2A3 мономера фактора фон Виллебранда. Результаты показывают, что путь разворачивания домена A2 контролируется последовательным разрывом водородных связей между бета-тяжами в ядре глобулы, в то время как альфа-спирали практически не оказывают механического сопротивления. Численное моделирование, основанное на крупно-зернистой модели белка, показало, что для наблюдения за анфолдингом одиночного домена A2 (размером порядка 5 нм) в наносе-

кундном масштабе времени скорость сдвига должна достигать 10^9 с^{-1} . При этих гидродинамических условиях жидкость воздействует на белок, заставляя его вращаться с частотой порядка скорости сдвига и создавая растягивающее механическое усилие порядка 100 пН. Это согласуется с типичными значениями сил, необходимых для одноосного механического растяжения домена А2 в компьютерной модели. Для трехдоменного фрагмента А1А2А3 анфолдинг домена А2 в реалистичных условиях происходит преимущественно вследствие растягивающего одноосного растяжения за его концы со стороны N- и C-концевых линкеров. Линейная структура мономера белка фактора фон Виллебранда, в которой компактные глобулярные домены последовательно соединены неупорядоченными участками, по всей видимости, создает условия для разномасштабных иерархических молекулярно-механических процессов удлинения и анфолдинга отдельных участков этого белка (как глобулярных, так и неупорядоченных). Результаты указывают на существенную роль междоменных взаимодействий и для автоингибирования агрегационной активности домена А1, и для подавления протеолиза домена А2. Кроме того, вращательное движение белка, свободно движущегося в сдвиговом течении, приводит к тому, что его конформация периодически изменяется. В представленной работе впервые внимание уделяется динамике движения трехдоменного фрагмента А1А2А3 и междоменных взаимодействий в условиях сдвигового потока вязкой жидкости. С помощью компьютерного моделирования удалось пронаблюдать конформационные переходы, отвечающие за важные регуляторные процессы. Результаты представленного исследования [9] раскрывают биофизические механизмы процессов, управляющих механорецепцией фактора фон Виллебранда на молекулярном уровне, и способствует лучшему пониманию явлений активации и авто-ингибирования, а также механозависимого протеолиза этого белка.

Основные параллельные расчеты проводились на суперкомпьютере НИВЦ МГУ «Ломоносов-2». Исследования выполнены за счет гранта Российского научного фонда № 24-21-00182 (<https://rscf.ru/project/24-21-00182/>). В докладе будут представлены результаты автора, которые в скором времени составят основу для диссертации на соискание ученой степени доктора физико-математических наук.

Литература:

1. Марков В.Н., Пухов Н.М., Твердислов В.А. Основы современной физики и космологии. От неживого к живому.- СПб: Изд-во РГПУ им. А.И. Герцена, 2021.
2. Furie B., Furie V.C. In vivo thrombus formation. // Journal of Thrombosis and Haemostasis, 5 (Suppl. 1), 12-17 (2007).
3. Атауллаханов Ф.И., Зарницына В.И., Кондратович А.Ю., Лобанова Е.С., Сарбаш В.И. Особый класс автоволн - автоволны с остановкой - опреде-

ляет пространственную динамику свертывания крови. // УФН, 172, 671-690 (2002)

4. Pantelev M.A., Balandina A.N., Lipets E.N., Ovanesov M.V., Ataulakhanov F.I. Task-Oriented Modular Decomposition of Biological Networks: Trigger Mechanism in Blood Coagulation // *Biophysical Journal*, 98, 1751-1761 (2010).

5. Maxwell M.J., Westein E., Nesbitt W.S., Giuliano S., Dopheide S.M., Jackson S.P. Identification of a 2-stage platelet aggregation process mediating shear-dependent thrombus formation. *Blood*. 15;109(2):566-76 (2007).

6. Belyaev A.V., Pantelev M.A., Ataulakhanov F.I. Threshold of Microvascular Occlusion: Injury Size Defines the Thrombosis Scenario. // *Biophysical Journal*, 109, 450-456 (2015).

7. Bouchnita A., Belyaev A.V., Volpert A.V. Multiphase continuum modeling of thrombosis in aneurysms and recirculation zones // *Phys. Fluids* 33, 093314 (2021).

8. Belyaev A.V., Kushchenko Y.K. Biomechanical activation of blood platelets via adhesion to von Willebrand factor studied with mesoscopic simulations. // *Biomech. Model. Mechanobiol.* (2023).

9. Languin-Cattoën O., Laborie E., Yurkova D.O., Melchionna S., Derreumaux P., Belyaev A.V., Sterpone F. Exposure of Von Willebrand Factor Cleavage Site in A1A2A3-Fragment under Extreme Hydrodynamic Shear. // *Polymers*, 13(22):3912 (2021).

10. Belyaev, A.V., Fedotova, I.V. Molecular mechanisms of catch bonds and their implications for platelet hemostasis. *Biophys Rev* 15, 1233-1256 (2023).

11. Belyaev A.V., Dunster J.L., Gibbins J.M., Pantelev M.A., Volpert V. Modeling thrombosis in silico: Frontiers, challenges, unresolved problems and milestones. // *Physics of Life Reviews* v. 26-27, pp. 57–95 (2018).

12. Springer T.A. Von Willebrand factor, Jedi knight of the bloodstream.// *Blood*, 124 (9): 1412-1425 (2014).

13. Fu, H. et al. Flow-induced elongation of von Willebrand factor precedes tension-dependent activation. // *Nat. Commun.* 8, 324 (2017).

14. Belyaev A.V. Intradimer forces and their implication for conformations of von Willebrand factor multimers. // *Biophysical Journal*. 120, 899-911 (2021).

15. Tsyu N.G., Belyaev A.V. Coarse-grained simulations of von Willebrand factor adsorption to collagen with consequent platelet recruitment // *International Journal for Numerical Methods in Biomedical Engineering* (2023).

16. Bergal et al. Conformation of von Willebrand factor in shear flow revealed with stroboscopic single-molecule imaging . // *Blood*. 140 (23): 2490-2499 (2022).

17. Lanotte et al. Red cells' dynamic morphologies govern blood shear thinning under microcirculatory flow conditions. // *PNAS* 113(47), 13289-13294 (2016).

18. Zhang X. et al. Mechanoenzymatic Cleavage of the Ultralarge Vascular Protein von Willebrand Factor // *Science*. 324 (5932): 1330-1334 (2009).

ВЛИЯНИЕ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПРОДУКТИВНОСТЬ И ФИТОСАНИТАРНОЕ СОСТОЯНИЕ КАРТОФЕЛЯ

Программист 1 кат. *Зубрицкая Я.В.*, зав.лаб. *Близнюк У.А.*, проф. *Черняев А.П.*, доц. *Борщеговская П.Ю.*, ст.науч.сотр. *Юров Д.С.*, зам. руководителя по научной работе *Малюга А.А.*, вед.науч.сотр. *Чуликова Н.С.* (СибНИИ-ЗиХ СФНЦА РАН),

Адаптация методов защиты и стимуляции роста сельскохозяйственных культур в условиях изменения климата является важной задачей агрономического сектора промышленности [1, 2]. Радиационная обработка является универсальным методом, позволяющим как стимулировать, так и ингибировать рост растений и фитопатогенов. В данной работе рассматривается влияние ионизирующего излучения на продуктивность и фитосанитарное состояние культуры картофеля.

В исследовании клубни картофеля сорта Фиолетовый с естественным заражением грибом *Rhizoctonia Solani* были облучены ускоренными низкоэнергетичными электронами и рентгеновским излучением в дозах от 5 до 30 Гр. Облучение проводилось на линейном ускорителе электронов непрерывного действия УЭЛР-1-25-Т001 с энергией 1 МэВ и рентгеновском аппарате 1BPV23-100 с рентгеновской трубкой RAD-100 и анодом из молибдена. После облучения клубни высаживались на опытном поле СФНЦА РАН для наблюдения за их ростом и получения урожая. Полученный урожай проходил фитосанитарный анализ на степень поражения грибными заболеваниями. На основе данных о количестве и качестве урожая можно было выявить эффективные дозы обработки клубней.

Оценка продуктивности и фитосанитарного состояния культуры показала нелинейную зависимость урожайности и заболеваемости культуры от дозы рентгеновского и электронного излучения. Обработка во всех представленных дозах снижала распространённость сетчатого некроза на клубнях нового урожая. Облучение ускоренными электронами в дозах 15, 20 и 30 Гр увеличили количество урожая на 35, 18 и 58 %, а облучение в дозах 10, 25 и 30 Гр было наиболее действенно против сетчатого некроза, снижая его распространённость на 36, 16 и 8 %, соответственно. Облучение рентгеновским излучением во всех дозах снижало распространение сетчатого некроза, более чем на 16 %, но при этом снижало урожайность культуры. Наименьшее снижение урожайности наблюдалось при облучении в дозе 10 Гр и составляло 10 %.

Таким образом, было получено, что обработка ионизирующим излучением клубней картофеля снижала степень поражения урожая фитопатогенными грибами. Облучение рентгеновским излучением эффективнее боролось с заболеванием на клубнях, однако также негативно влияло на урожайность культуры. Его эффективная доза облучения составила 10 Гр. Об-

лучение ускоренными электронами в дозах 15, 25 и 30 Гр повысило продуктивность культуры на 35, 18 и 58 %. Эффективная доза обработки семенного картофеля для ускоренных электронов составила 30 Гр.

Исследование было выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта №22-63-00075.

Литература

1. Abeydeera L., Mesthrige J. W., Samarasinghalage T. I. Global research on carbon emissions: a scientometric review. *Sustainability*, 11, 3972. – 2019.
2. Nnadi N. E., Carter D. A. Climate change and the emergence of fungal pathogens // *PLoS Pathogens*. – 2021. – Т. 17. – №. 4. – С. e1009503.

Подсекция:
ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ
ФИЗИКА

Сопредседатели
профессор В. Ч. Жуковский, профессор Б. И. Садовников
профессор А. В. Борисов

УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ СИСТЕМЫ ЧАСТИЦ С НЕОТРИЦАТЕЛЬНО ОПРЕДЕЛЕННЫМ ПОТЕНЦИАЛОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Проф. Николаев П.Н.

Системы частиц с неотрицательно определенным потенциалом взаимодействия находят широкое применение в качестве базовой системы в широкой области изменения термодинамических параметров [1-5]. Это относится к исследованию как равновесных свойств систем [2-4], так и неравновесных [1,5].

Среди потенциалов данного типа выделяется система твердых сфер как наиболее простая. Именно для данной системы было построено изначально кинетическое уравнение Больцмана [5], которое в дальнейшем было обобщено на случай систем с большей плотностью Чепменом и Энскогом [1]. Что касается равновесных свойств, то модель твердых сфер лежит в основе не только в основе ван-дер-ваальсовской теории жидкости, но и современной теории жидкого состояния [3].

Непосредственное использование в современных статистических теориях системы твердых сфер как основного приближения, как правило, является слишком грубым приближением. Поэтому используются более реалистические модели на классе неотрицательно определенных функций. Эти модели трудно подобрать таким образом, чтобы они одинаково хорошо подходили для произвольных процессов и веществ в различных состояниях. Поэтому разработаны общие схемы решения данной проблемы для достаточно широкого класса потенциалов [2]. Целью настоящей работы является получение уравнений состояния системы частиц для широкого класса неотрицательно определенных потенциалов взаимодействия на основе использования различных методов, а также сравнение эффективности различных подходов.

При этом нет необходимости полностью отказываться от весьма точных результатов, полученных для системы твердых сфер. Их используют как основное приближение для неотрицательно определенных потенциалов. В результате возникает возможность получения уравнения состояния с весьма высокой степенью точности, что является залогом успеха при построении не только статистической термодинамики равновесных процессов, но и неравновесных.

В теории Вика-Чандлера-Андерсона неотрицательно определенный потенциал взаимодействия, используемый как потенциал взаимодействия между частицами базовой системы, строится на основе потенциала Ленард-Джонса [3]. Аналогичным образом строятся и подобные потенциалы в приближении Баркера-Хендерсона, а также приведенные в работе [2]. Это обусловлено особенностями построения теории жидкого состояния.

Все эти потенциалы при низких температурах дают результаты, соответствующие результатам для системы твердых сфер. Для систем с такими потенциалами приближение твердых сфер является естественным. В работе [4] получено достаточно точное уравнение состояния для однородной системы твердых сфер на основе использования метода Эйлера ускоренной сходимости для ряда по степеням плотности.

Потенциал твердых сфер является частным случаем неотрицательно определенного потенциала взаимодействия между частицами. Это во многом упрощает построение статистической термодинамики для потенциалов такого типа, когда система твердых сфер используется как основное приближение [2,4]. В работе [2] предложен метод исследования фазового перехода упорядоченная - однородная фазы для систем частиц с неотрицательно определенным потенциалом взаимодействия. Для этого используется выражение для свободной энергии системы, которое вычисляется на основе информации о базовой системе и двухчастичной параметризованной функции Боголюбова.

Здесь для вычисления двухчастичной функции распределения осуществлен переход от параметризованного конфигурационного распределения Гиббса к цепочке уравнений. Это позволяет найти функции распределения как решение данной цепочки в рамках теории возмущений. Во многих случаях это более простая задача, чем непосредственное вычисление конфигурационного интеграла.

При расчете фазовой диаграммы системы твердых сфер в качестве основного приближения используется решение уравнения самосогласованного поля. Для однородной фазы решение в этом случае сводится к вычислениям рядов по степеням плотности. В упорядоченной фазе используется периодическое решение уравнения самосогласованного поля. Для определения двухчастичной параметризованной функции распределения используется решение цепочки уравнений как разложение по корреляционным интегралам.

Системы с более сложными неотрицательно определенными потенциалами взаимодействия исследуются уже на основе использования системы твердых сфер как базовой. Это значительно улучшает сводимость рядов теории возмущений при определении двухчастичной функции распределения, а, значит, и свободной энергии системы.

В работе [2] в качестве примера применения разработанного метода используется неотрицательно определенный потенциал общего вида, который включает в себя как частные случаи потенциал Баркера-Хендерсона и потенциал Вика-Чандлера-Андерсона. Кроме того, он эффективно учитывает в общем случае коллективные эффекты в системах многих частиц.

Следует отметить, что развитый здесь подход применим и для неотрицательно определенных потенциалов общего вида при учете квантовых

эффектов. Для систем, находящихся во внешних полях и для смесей различных частиц предложенный метод допускает очевидное обобщение. Этот метод применим и к неотрицательно определенным потенциалам, построенным по методу Вика-Чандлера-Андерсона на основе потенциала Ми [1], который содержит потенциал Леннард-Джонса как частный случай. Потенциалы данного типа в ряде случаев лучше подходят для аппроксимации уравнений состояния системы частиц, используемых при описании кинетических процессов.

На основе потенциала Ми можно построить неотрицательно определенный потенциал Вика-Чандлера-Андерсона, а затем на основе имеющихся параметров максимально приблизить его к потенциалу твердых сфер. Полученный таким образом потенциал называют потенциалом псевдо твердых сфер [1]. В ряде случаев его удобнее использовать для описания неравновесных процессов [1,5]. Проведенные расчеты показали, что для получения уравнения однородной фазы систем с потенциалом данного типа можно использовать метод, предложенный в работе [4].

Литература

1. Marchioni L. Di Muro M.A., Hoyuelos M. // Phys. Rev. E 2023. **107**. 014134.
2. Nikolaev P.N. // Moscow University Physics Bulletin 2018. **73**. P. 263.
3. Weeks J.D., Chandler D., Andersen H.C. // J. Chem. Phys. 1971. **54**. P. 5237.
4. Nikolaev P.N. // Moscow University Physics Bulletin 2017. **72**. P. 23.
5. Боголюбов Н.Н. Избранные университетские лекции. М.: изд-во Моск. ун-та, 2009.

ПРИМЕНЕНИЕ СПЕЦИАЛЬНОГО МЕТОДА ВЫЧИСЛЕНИЙ БЕТА-ФУНКЦИИ В СУПЕРСИММЕТРИЧНЫХ ТЕОРИЯХ ДЛЯ ПРОВЕРКИ NSVZ-СОТНОШЕНИЯ В SQED НА ЧЕТЫРЕХПЕТЛЕВОМ УРОВНЕ

Асп. Широкова В.Ю., науч.сотр. Широков И.Е.

Суперсимметричные теории интересны для теоретической и экспериментальной физики благодаря своему хорошему поведению в ультрафиолетовой области. Это возможно благодаря наличию так называемых теорем о неперенормировке [1]. Одной из таких теорем является NSVZ соотношение [2], которое связывает бета-функцию и аномальную размерность в предыдущих петлях.

Для суперсимметричных вычислений наиболее подходящей является регуляризация высшими ковариантными производными [3-5]. В отличие от

регуляризации размерной редукцией [6] она не нарушает суперсимметрию в высших петлях.

Многочетлевые суперсимметричные вычисления могут помочь в изучении различных специфических свойств теорий. Но подобные вычисления являются довольно сложными и требуют больших временных затрат и, как следствие, в них велика вероятность ошибки. Для решения этой проблемы науч.сотр. Широков И.Е. создал программу на языке С++ для компьютерных вычислений в суперсимметричных теориях [7]. На данном этапе программа генерирует суперграфы в заданном порядке теории возмущений и сводит результат к стандартным евклидовым интегралам. Позднее она была модифицирована асп. Широковой В.Ю. на случай вычислений вакуумных графов с целью применения специального метода вычислений [8]. Согласно этому методу, мы можем вычислить специальным образом модифицированный вакуумный граф вместо того, чтобы вычислять граф с внешними линиями, что является менее трудоёмкой задачей.

В своём исследовании с помощью, упомянутой выше С++ программы мы проводили вычисления четырехпетлевой бета-функции в N=1 суперсимметричной электродинамике с Nf ароматами, регуляризованной высшими ковариантными производными. Действие теории имеет следующий вид:

$$S = \frac{1}{4e_0^2} \text{Re} \int d^4x d^2\theta W^a W_a + \frac{1}{4} \int d^4x d^4\theta \sum_{\alpha=1}^{N_f} \left(\phi_\alpha^* e^{2V} \phi_\alpha + \tilde{\phi}_\alpha^* e^{-2V} \tilde{\phi}_\alpha \right), \quad (1)$$

где Nf – число ароматов полей материи fa и fa.

Также необходимо добавить к действию теории член с высшими ковариантными производными:

$$S_{\text{reg}} = \frac{1}{4e_0^2} \text{Re} \int d^4x d^2\theta W^a R(\partial^2/\Lambda^2) W_a + \frac{1}{4} \int d^4x d^4\theta \sum_{\alpha=1}^{N_f} \left(\phi_\alpha^* e^{2V} \phi_\alpha + \tilde{\phi}_\alpha^* e^{-2V} \tilde{\phi}_\alpha \right), \quad (2)$$

где R(x) – функция регулятор, которая равна 1 при x=0 и возрастает на бесконечности.

Также необходимо дополнить действие членом, фиксирующим калибровку:

$$S_{\text{gf}} = -\frac{1}{32\xi_0 e_0^2} \int d^4x d^4\theta D^2 V K(\partial^2/\Lambda^2) \bar{D}^2 V, \quad (3)$$

Регуляризация высшими ковариантными производными может устранить все расходимости, кроме однопетлевых. Для устранения расходимостей в однопетлевом приближении необходимо добавить к действию детерминант Паули-Вилларса:

$$\text{Det}(PV, M)^{-1} = \int D\Phi D\tilde{\Phi} \exp(iS_\Phi). \quad (4)$$

Действие суперполей Паули-Вилларса имеет следующий вид:

$$S_{\Phi} = \frac{1}{4} \int d^4x d^4\theta \left(\Phi^* e^{2V} \Phi + \tilde{\Phi}^* e^{-2V} \tilde{\Phi} \right) + \left(\frac{M}{2} \int d^4x d^2\theta \tilde{\Phi} \Phi + \text{c. c.} \right). \quad (5)$$

С учётом вышесказанного, производящий функционал будет выглядеть следующим образом:

$$Z[\text{sources}] = \int DV \left(\prod_{\alpha=1}^{N_f} D\phi_{\alpha} D\tilde{\phi}_{\alpha} \right) \text{Det}(PV, M)^{N_f} \exp \left(iS_{\text{reg}} + iS_{\text{gf}} + iS_{\text{sources}} \right) \quad (6)$$

Необходимо определить ренормгрупповые функции, определённые в терминах голых констант связи:

$$\beta(\alpha_0) = \left. \frac{d\alpha_0}{d \ln \Lambda} \right|_{\alpha=\text{const}} ; \quad \gamma(\alpha_0) = - \left. \frac{d \ln Z}{d \ln \Lambda} \right|_{\alpha=\text{const}}, \quad (7)$$

а также в терминах перенормированных констант связи:

$$\tilde{\beta}(\alpha) = \left. \frac{d\alpha}{d \ln \mu} \right|_{\alpha_0=\text{const}} ; \quad \tilde{\gamma}(\alpha) = \left. \frac{d \ln Z}{d \ln \mu} \right|_{\alpha_0=\text{const}}, \quad (8)$$

При таком определении РГФ и в случае регуляризации высшими ковариантными производными случае NSVZ соотношение примет следующий вид [9-10]:

$$\frac{\beta(\alpha_0)}{\alpha_0^2} = \frac{N_f}{\pi} (1 - \gamma(\alpha_0)) \quad (9)$$

В соответствии с работой [8] для вычисления β -функции необходимо вычислить соответствующие вакуумные суперграфы. Далее необходимо подействовать на них специально построенным дифференциальным оператором. Таким образом, мы получим вклад в β -функцию в терминах двойных полных производных. В статье [11] это было сделано в четырёхпетлевом приближении. После взятия интегралов получаем выражение для β -функции, определенной в терминах голой константы связи:

$$\beta(\alpha_0) = \frac{\alpha_0^2 N_f}{\pi} + \frac{\alpha_0^3 N_f}{\pi^2} - \frac{\alpha_0^4 N_f}{2\pi^3} - \frac{\alpha_0^4 (N_f)^2}{\pi^3} \left(\ln a + 1 + \frac{A_1}{2} \right) + \frac{\alpha_0^5 N_f}{2\pi^4} + \frac{\alpha_0^5 (N_f)^2}{\pi^4} \\ \times \left(\ln a + \frac{3}{4} + C \right) + \frac{\alpha_0^5 (N_f)^3}{\pi^4} \left((\ln a + 1)^2 - \frac{A_2}{4} + D_1 \ln a + D_2 \right) + O(\alpha_0^6).$$

где $a=M/\Lambda$ и константы A_1, A_2, D_1, D_2 – зависят от функции-регулятора R и были вычислены в статье [12], а трехпетлевые слагаемые были получены в [13], но также независимо были перепроверены в рамках данного исследования. В работе [12] также было получено выражение для

β -функции, которое было найдено с помощью NSVZ-соотношения с использованием трехпетлевой аномальной размерности.

$$\gamma(\alpha_0) = -\frac{\alpha_0}{\pi} + \frac{\alpha_0^2}{2\pi^2} + \frac{\alpha_0^2 N_f}{\pi^2} \left(\ln a + 1 + \frac{A_1}{2} \right) - \frac{\alpha_0^3}{2\pi^3} - \frac{\alpha_0^3 N_f}{\pi^3} \left(\ln a + \frac{3}{4} + C \right) - \frac{\alpha_0^3 (N_f)^2}{\pi^3} \left((\ln a + 1)^2 - \frac{A_2}{4} + D_1 \ln a + D_2 \right) + O(\alpha_0^4),$$

В рамках данного исследования мы смогли получить этот результат независимо и тем самым явно проверили справедливость NSVZ-соотношения в данном порядке.

Литература

- [1] P. C. West, "Introduction to supersymmetry and supergravity," Singapore, Singapore: World Scientific(1990) 425 p.
- [2] V. A. Novikov, M. A. Shifman, A. I. Vainshtein and V. I. Zakharov, Nucl. Phys. B 229 (1983) 381.
- [3] A. A. Slavnov, Nucl. Phys. B 31 (1971) 301.
- [4] A. A. Slavnov, Theor.Math.Phys. 13 (1972) 1064 [Teor. Mat. Fiz. 13 (1972) 174].
- [5] V. K. Krivoshchekov, Theor. Math. Phys. 36 (1978) 745 [Teor. Mat. Fiz. 36 (1978) 291].
- [6] W. Siegel, Phys. Lett. 84B (1979) 193.
- [7] I. Shirokov, Program. Comput. Software 49 (2023), 122-130
- [8] K. V. Stepanyantz, JHEP 1910 (2019) 011.
- [9] A. I. Vainshtein, V. I. Zakharov and M. A. Shifman, JETP Lett. 42 (1985) 224 [Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 42 (1985) 182].
- [10] M. A. Shifman, A. I. Vainshtein and V. I. Zakharov, Phys. Lett. 166B (1986) 334.
- [11] I. Shirokov and V. Shirokova, Eur. Phys. J. C 84 (2024) no.3, 249
- [12] I. Shirokov and K. Stepanyantz, JHEP 04 (2022), 108
- [13] S. S. Aleshin et al., Nucl. Phys. B 956 (2020) 115020.

СТРУКТУРЫ ОТО И КИНКО-ПОДОБНЫЕ СОЛИТОНЫ В СТРУННО-МОТИВИРОВАННЫХ ТЕОРИЯХ С ПОТЕНЦИАЛОМ

Профессор *Кечкин О.В.*

Кинетическая часть

$$L_0 = \frac{1}{2} [(\partial\phi)^2 + e^{2\alpha\phi}(\partial\kappa)^2] \quad (1)$$

лагранжиана

$$L = L_0 - V \quad (2)$$

дилатон-аксионной системы (где ϕ – дилатон, κ – аксион) с постоянной взаимодействия $\alpha \neq 0$ и потенциалом $V = V(\phi, \kappa)$ «изоморфна» эффективному лагранжиану четырёхмерной стационарной ОТО в вакууме и обладает соответствующей трёхпараметрической группой изотопических симметрий. В терминах комплексного потенциала Эрнста

$$E = e^{-\alpha\phi} + i\alpha\kappa \quad (3)$$

эту группу можно описать при помощи трёх однопараметрических подгрупп преобразований: изменения масштаба

$$E \rightarrow e^{\epsilon_1} E, \quad (4)$$

сдвига

$$E \rightarrow E + i\epsilon_2 \quad (5)$$

и Элерса

$$E^{-1} \rightarrow E^{-1} + i\epsilon_3 \quad (6)$$

с постоянными вещественными параметрами ϵ_1, ϵ_2 и ϵ_3 . Соответствующие простейшие инварианты

$$I_1 = \frac{i}{\alpha} \frac{E^* - E}{E^* + E}, \quad I_2 = \frac{E^* + E}{2} \quad \text{и} \quad I_3 = \frac{E^{*-1} + E^{-1}}{2} \quad (7)$$

этих преобразований последовательно используются в качестве аргумента для потенциала. Теория рассматривается в двух измерениях на пространстве Минковского когда, в соответствии с теоремой Деррика, отсутствует запрет на наличие стационарных солитонов в спектре решений её [1]. Для построения кинко-подобных солитонов используются потенциальные функции, являющиеся «минимальными» обобщениями потенциала Хиггса.

В стационарном случае теория обладает двумя интегралами движения и оказывается интегрируемой по Лиувиллю. Выбор потенциала в виде

$$V = \frac{\lambda}{4} (I_1^2 - v^2)^2 = \frac{\lambda}{4} (e^{2\alpha\phi} \kappa^2 - v^2)^2 \quad (8)$$

приводит к решению с полями

$$\kappa = \kappa_0 \tanh\left(\frac{x}{r}\right), \quad \phi = \phi_0 - \frac{1}{2\alpha} \log\left[1 + \frac{\gamma^2}{\cosh\left(\frac{x}{r}\right)}\right], \quad (9)$$

где асимптотики при $x \rightarrow +\infty$ связаны соотношением

$$e^{2\alpha\phi_0} \kappa_0^2 = v^2. \quad (10)$$

В случае $\kappa_0 > 0$ ($\kappa_0 < 0$) это кинк (антикинк) аксионного типа (центр которого, для определённости, был выбран при $x = 0$). Решение является солитоном с «радиусом»

$$r = r(\gamma) = \frac{r_0}{\sqrt{1+\gamma^2}}, \quad (11)$$

где $r_0 = r(0) = \sqrt{\frac{2}{\lambda v^2}}$ и $\gamma = \alpha v$, масса которого равна

$$M = M(\gamma) = \Pi(\gamma) M_0, \quad (12)$$

где

$$M_0 = M(0) = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{\lambda}{2}} v^3, \quad (13)$$

и

$$P(\gamma) = \frac{3}{4\gamma^3} \left[(1 + 2\gamma^2) \log(\sqrt{1 + \gamma^2} + \gamma) - \gamma\sqrt{1 + \gamma^2} \right]. \quad (14)$$

При $\alpha = 0$ решение является стандартным аксионным кинком/антикинком с $\kappa_0 = \pm v$ на произвольном постоянном дилатонном фоне $\phi = \phi_0$ [2].

Выбор потенциала в виде

$$V = \frac{\lambda}{4\alpha^4} (\log^2 I - \alpha^2 v^2)^2 \quad (15)$$

приводит, в случае $I = I_2$, к стандартному потенциалу Хиггса дилатонного типа

$$V = \frac{\lambda}{4} (\phi^2 - v^2)^2 \quad (16)$$

и, соответственно, к дилатонному кинку/антикинку на произвольном постоянном аксионном фоне

$$\phi = \pm v \tanh \frac{x}{r_0}, \quad \kappa = \kappa_0 \quad (17)$$

с массой (13).

Преобразование

$$E \rightarrow E^{-1} \quad (18)$$

является дискретной симметрией (1), переводящей I_2 в I_3 , отображает дилатонный потенциал Хиггса (16) в инвариантный относительно преобразования Элерса «потенциал Элерса-Хиггса»

$$V = \frac{\lambda}{4\alpha^4} \left[\log^2 (e^{-\alpha\phi} + \alpha^2 \kappa^2 e^{\alpha\phi}) - \alpha^2 v^2 \right]^2. \quad (19)$$

При этом дилатонный кинк/антикинк (17) переводится в солитон с распределением полей

$$\phi = \pm v \tanh \frac{x}{r_0} + \frac{1}{\alpha} \log H, \quad \kappa = -\frac{\kappa_0}{H}, \quad \text{где } H = e^{\mp \alpha v \tanh \frac{x}{r_0}} + \alpha^2 \kappa_0^2 \quad (20)$$

с тем же самым значением массы (13) [3].

Итак, в работе представлены стационарные солитоны – решения уравнений движения с конечным значением массы (нётеровского интеграла энергии) в двумерных дилатон-аксионных моделях на плоском фоне (1), (2) с потенциалом. В качестве потенциала были последовательно взяты функции (8), (16) и (19) инвариантов (7) преобразований симметрии (4) – (6) кинетической части (1) теории. При этом теории с потенциалами (16) и (19) «дуальны» в том смысле, что их пространства решений переводятся друг в друга дискретным преобразованием (18), образуя по отношению к нему дублет (теория с потенциалом (8) – синглет этого преобразования). Построенные решения – это аксионный кинк/антикинк (9) – (11) с массой (12), (13), а также «дуальный» стандартному дилатонному кинку/антикинку (17) солитон (20) с массой (13).

Формальная взаимосвязь между дилатон-аксионной системой и стационарной четырёхмерной вакуумной ОТО оказывается явной в представ-

лении Эрнста. А именно, замена дилатонного фактора $e^{-\alpha\phi}$ на метрический коэффициент g_{00} четырёхмерной метрики $g_{\mu\nu}$, а аксионного члена αk на вращательный потенциал этой метрики (см. [4]) переводит (3) в потенциал Эрнста ОТО. Преобразования (4) – (6) – это хорошо известные симметрии вакуумной ОТО в стационарном случае; данное обстоятельство оправдывает использование соответствующей терминологии в настоящей работе.

Литература

1. В.А. Рубаков, Классические калибровочные поля. Бозонные теории, URSS, Москва, 2010.
2. Kechkin O.V., Chaos, Solitons and Fractals 177, p. 114239, Pergamon Press Ltd, United Kingdom, 2023.
3. Kechkin O.V., Chaos, Solitons and Fractals 177, p. 114231, Pergamon Press Ltd, United Kingdom, 2023.
4. Д. Крамер, Х. Штефани, Э. Херльт, М. Мак-Каллум, Точные решения уравнений Эйнштейна, Энергоиздат, Москва, 1982.

Подсекция:
МАТЕМАТИЧЕСКАЯ
ФИЗИКА

Сопредседатели
профессор Н.Н. Нефедов, профессор А.Г. Ягола

СТАЦИОНАРНЫЙ ТЕПЛОВЫЙ ФРОНТ В ЗАДАЧЕ ВОССТАНОВЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКА ПО ДАННЫМ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Доц. *М. А. Давыдова*, мл. научн. сотр. *Г.Д. Рублев* ИФА РАН

1. Стационарный тепловой фронт: асимптотическое приближение, существование и устойчивость решения с внутренним слоем. Рассмотрим сингулярно возмущенную модель нелинейной теплопроводности с тепловым потоком вида $W = -u^{-\sigma}u_x$, $\sigma > 0$, где $u(x)$ – безразмерная температура в точке с координатой x , $k(u) = u^{-\sigma}$ – коэффициент теплопроводности ($0 < k_1 < k(u) < k_2$), с учетом бокового теплообмена с окружающей средой по закону Ньютона:

$$\begin{aligned} \varepsilon^2 (u^{-\sigma}u_x)_x - \gamma(u-1) + f(u, x) &= 0, \quad x \in (0, 1), \\ u_x(0) + q_1u^\sigma(0) = 0, \quad -u_x(1) + q_2u^\sigma(1) &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь γ – коэффициент бокового теплообмена, $f(u, x)$ – мощность распределённых тепловых источников, q_i – величины, выражающиеся через плотности тепловых потоков на границе расчетной области. Наличие малого параметра $\varepsilon \in I_\varepsilon$, $I_\varepsilon := (0, \varepsilon_0]$, $0 < \varepsilon_0 \ll 1$ определяет соотношение между членами уравнения из задачи (1). Заметим, что такой вид выражения потоковых членов типичен для полупроводников, полимеров, в пористых средах, в кристаллическом водороде, в некоторых задачах химии и физики моря (см., напр., [1]), в задачах горения (см., напр., [2]), а также в задачах популяционной динамики [3]. В отношении задачи (1) предположим выполнение следующих условий:

(У1) Функция $f(u, x)$ достаточно гладкая при $x \in [0, 1]$, $0 < u \in I$, I – некоторый интервал.

(У2) Вырожденное уравнение $\gamma(u-1) - f(u, x) = 0$ имеет три корня $u = \varphi_i(x) \in I$, $i = \overline{1, 3}$, причём $\varphi_1(x) < \varphi_2(x) < \varphi_3(x)$, $f_u(\varphi_i(x), x) < \gamma$, где $i = 1, 3$ и $f_u(\varphi_2(x), x) > \gamma$.

Асимптотическое приближение решения с внутренним переходом с корня $u = \varphi_3(x)$ на корень $u = \varphi_1(x)$ получено путём C^1 – согласования асимптотик погранслоного типа:

$$U^{(\mp)}(x, \varepsilon) = \bar{u}^{(\mp)}(x, \varepsilon) + \Pi^{(\mp)}(\tau_{(\mp)}, \varepsilon) + Q^{(\mp)}(\xi, \hat{x}, \varepsilon), \quad (2)$$

$$\bar{u}^{(\mp)}(x, \varepsilon) = \bar{u}_0^{(\mp)}(x) + \varepsilon \bar{u}_1^{(\mp)}(x) + \varepsilon^2 \bar{u}_2^{(\mp)}(x) + \dots, \quad \bar{u}_0^{(-)}(x) = \varphi_3(x), \quad \bar{u}_0^{(+)}(x) = \varphi_1(x),$$

$$\Pi^{(\mp)}(\tau_{(\mp)}, \varepsilon) = \varepsilon \Pi_1^{(\mp)}(\tau_{(\mp)}) + \varepsilon^2 \Pi_2^{(\mp)}(\tau_{(\mp)}) + \dots, \quad \tau_{(-)} = x/\varepsilon, \quad \tau_{(+)} = (x-1)/\varepsilon,$$

$$Q^{(\mp)}(\xi, \hat{x}, \varepsilon) = Q_0^{(\mp)}(\xi, \hat{x}) + \varepsilon Q_1^{(\mp)}(\xi, \hat{x}) + \dots, \quad \xi = (x - \hat{x})/\varepsilon \quad (3)$$

в некоторой точке $\hat{x}(\varepsilon)$, положение которой определяется условием $u(\hat{x}, \varepsilon) = \varphi_2(\hat{x})$.

С целью построения асимптотических приближений (2) рассмотрены две вспомогательные краевые задачи для уравнения из задачи (1) с граничными условиями вида: $u_x^{(-)}(0) + q_1(u^{(-)}(0))^\sigma = 0$, $u^{(-)}(\hat{x}, \varepsilon) = \varphi_2(\hat{x})$ и $u^{(+)}(\hat{x}, \varepsilon) = \varphi_2(\hat{x})$, $-u_x^{(+)}(1) + q_2(u^{(+)}(1))^\sigma = 0$, где разложение \hat{x} в ряд по степеням ε не предполагается. При условиях (У1) и (У2) существуют классические решения $u^{(-)}(x, \varepsilon)$ и $u^{(+)}(x, \varepsilon)$ с пограничными слоями (доказано с использованием методов [4–6]), асимптотические приближения которых получены на основе алгоритма А.Б. Васильевой [7] и имеют вид разложений (2) с коэффициентами в явном виде.

При построении формального асимптотического приближения решения с внутренним слоем в задаче (1) положение точки сшивания ищется в виде разложения по степеням малого параметра $\hat{x} = \hat{x}(\varepsilon)$, при этом коэффициенты разложения (3) зависят от ε через аргумент $\hat{x}(\varepsilon)$. Достаточные условия существования такого решения формулируются в терминах функции

$$I(x) := \int_{\varphi_1(x)}^{\varphi_3(x)} (\gamma(\mu - 1) - f(\mu, x)) \left(\frac{\varphi_2^2(x)}{\mu} \right)^\sigma d\mu:$$

(У3) Существует значение $x = x_0$ такое, что $I(x_0) = 0$, $I'(x_0) < 0$, $x_0 \in (0, 1)$.

Полагая

$$\hat{x}(\varepsilon) = x_0 + \varepsilon x_1 + \varepsilon^2 x_2 + \dots, \quad (5)$$

определяем коэффициенты разложения (5) из условия C^1 -согласования асимптотик (2) в точке $\hat{x} = \hat{x}(\varepsilon)$:

$$\varepsilon \left(\frac{dU^{(+)}(x, \varepsilon)}{dx} - \frac{dU^{(-)}(x, \varepsilon)}{dx} \right) \Big|_{x=\hat{x}} = -\frac{I(x_0)}{\tilde{u}'_\xi(0, x_0)} + \varepsilon \left(-\frac{I'(x_0)}{\tilde{u}'_\xi(0, x_0)} x_1 + G(x_0) \right) + \dots = 0, \quad (6)$$

где $\tilde{u}'_\xi(0, x_0) = \frac{dQ_0^{(-)}(0, x_0)}{d\xi} = \frac{dQ_0^{(+)}(0, x_0)}{d\xi}$, $G(x_0)$ – известное значение. Уравнение (6) выполняется в нулевом приближении в силу условия (У3). Приравнявая к нулю коэффициенты при ε^n в уравнении (6), в силу условия (У3) получаем однозначно разрешимые уравнения относительно коэффициентов разложения (5).

С использованием методов [4–6] обоснован формальный алгоритм построения асимптотики (2) решения с внутренним слоем в задаче (1) и ис-

следована асимптотическая устойчивость по Ляпунову этого решения как стационарного решения соответствующей параболической задачи.

2. Восстановление коэффициента теплопроводности с отрицательным степенным показателем по данным моделирования. Обратные задачи теплообмена обычно некорректны. Их некорректность, в основном, обусловлена неустойчивостью решения по отношению к малым возмущениям входных (измеряемых) данных. Это приводит к необходимости выделения решения путем разработки специальных регуляризирующих алгоритмов приближенного решения [8]. Применение методов асимптотического анализа в прямой сингулярно возмущенной задаче позволяет получить асимптотическое приближение решения в зависимости от параметров соответствующей обратной задачи или выявить связи между коэффициентами прямой задачи и параметрами соответствующей обратной, заменив, тем самым, исходное операторное уравнение на близкое (в некотором смысле) ему уравнение в соответствующей корректно поставленной задаче [9].

2.1. Алгоритму нахождения распределения температуры вдоль прямолинейного нагревателя можно сопоставить оператор $G: \Pi^2 \subset R^{+2} \rightarrow C_{[0,1]} \cap C^1_{[0,1]} \cap C^2_{(0,1)}$, который набору параметров $X = (\sigma \ \gamma)^T$ ставит в соответствие распределение температуры $u(x, \varepsilon): G[X] = u$. Обратная задача состоит в определении неотрицательного набора параметров X по известной информации о распределении тепла вдоль нагревателя $u_s(x, \varepsilon)$, наблюдаемого экспериментально с ошибкой s ($\|u - u_s\|_{L_2} \leq s$, u – точные данные):

$$G_\varepsilon[X_{\varepsilon,s}] = u_s, \quad X_{\varepsilon,s} \in \Pi^2 \subset R^{+2}. \quad (7)$$

Решение обратной задачи (7) может быть найдено как элемент компактного множества

$$\Pi^2 = [\sigma_1, \sigma_2] \times [\gamma_1, \gamma_2] \text{ из } R^{+2}, \text{ реализующий минимум функционала: } F[X] = \|G_\varepsilon[X] - u_s\|_{L_2}^2.$$

Использование асимптотического приближения нулевого порядка решения погранслоного типа уравнения из задачи (1) с источником $f(u, x) = 1$, который соответствует наличию постоянного электрического тока в нагревателе, с граничными условиями вида: $u'(0, \varepsilon) = 0$, $u(1, \varepsilon) = g$, где g – задано, эквивалентно тому, что вместо точного оператора G задается оператор G_ε с некоторой ошибкой, зависящей от ε . Следовательно, задача (7) корректно поставлена [9].

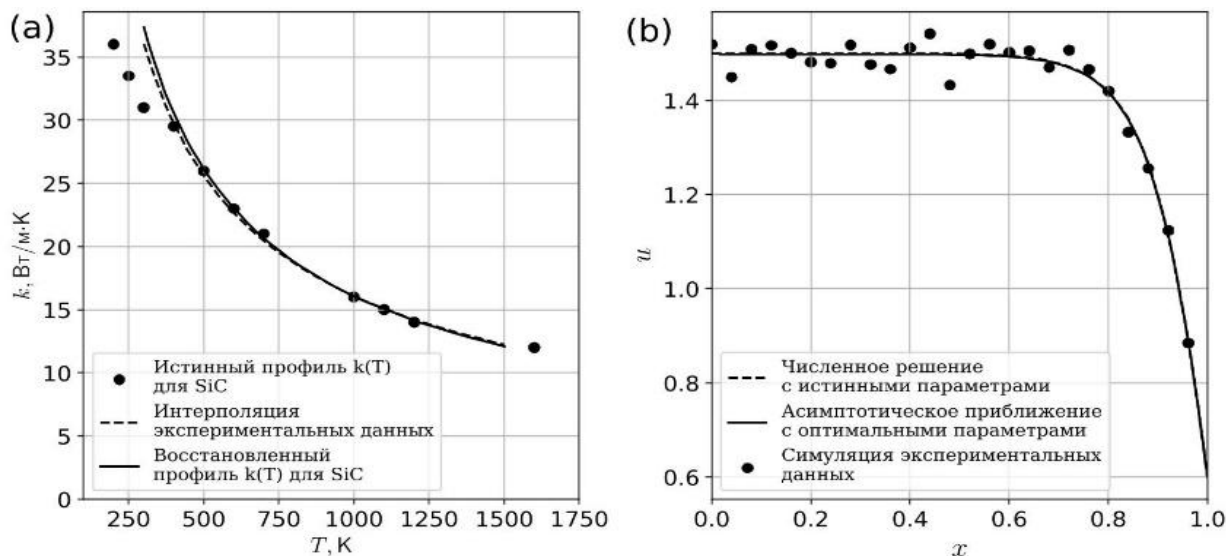


Рис. 1

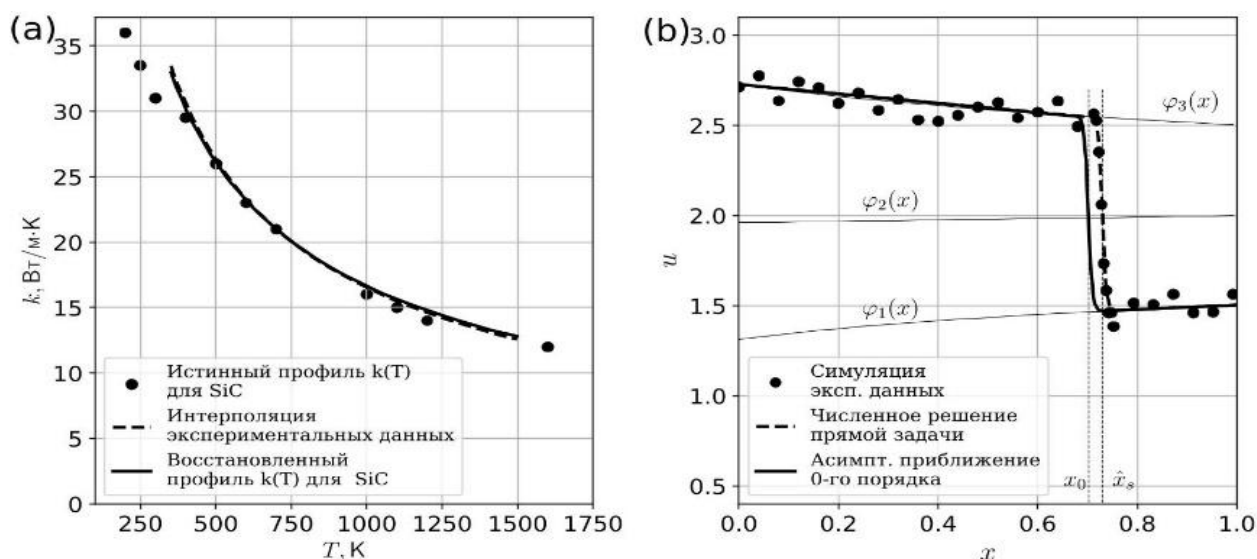


Рис. 2

Применение данного метода в задаче восстановления профиля $k(T)$ в случае SiC иллюстрирует рис. 1, где на рис. 1(а) представлено сравнение истинного и восстановленного профилей $k(T)$, на рис. 1(б) – симуляция данных наблюдений.

2.2. Алгоритм восстановления $k(u) = u^{-\sigma}$ представляется еще более простым, если в задаче (1) в качестве источника $f(u, x)$ взять нелинейность типа Олли [3] с насыщением источника и стока:

$$f = \alpha(u - \delta_1(x)) - \beta(x)(u - \delta_2)^3,$$

где δ_i – параметры насыщения, $\alpha > \gamma$, $\beta(x) > 0$. Пусть для данной задачи выполнены условия существования решения с внутренним слоем и ста-

ционарный тепловой фронт с локализацией внутри отрезка $[0,1]$ можно наблюдать.

Алгоритму определения положения внутреннего слоя можно сопоставить оператор $\bar{G}: \Pi^1 \subset R^{+1} \rightarrow R_{(0,1)} \subset R^{+1}$, который параметру модели σ ставит в соответствие значение $\hat{x} \in (0,1)$: $\bar{G}[\sigma] = \hat{x}$. Обратная задача состоит в определении неотрицательного параметра σ по наблюдаемому с ошибкой s положению \hat{x}_s внутреннего слоя ($\|x - \hat{x}_s\|_{L_2} \leq s$):

$$\bar{G}_\varepsilon[\sigma_{\varepsilon,s}] = \hat{x}_s, \quad \sigma_{\varepsilon,s} \in \Pi^1 \subset R^{+1}, \quad (8)$$

где \bar{G}_ε – оператор, заданный вместо G . Задача (8) может быть решена с использованием уравнения $I(x_0) = 0$, определяющего положение внутреннего слоя в нулевом приближении. Действительно, т.к. в силу (5) $|\hat{x} - x_0| = O(\varepsilon)$, то $I(\hat{x}_s, \sigma) = O(\varepsilon) + O(s)$. Поэтому задача (8) сводится к численному решению уравнения $I(\hat{x}_s, \sigma_{\varepsilon,s}) = 0$, которое определяет параметр σ с некоторой погрешностью: $|\sigma - \sigma_{\varepsilon,s}| = O(\varepsilon) + O(s)$. Применение данного метода в задаче восстановления профиля $k(T)$ в случае SiC иллюстрирует рис. 2.

Литература

1. Карташов Э.М., Кудинов В.А. М.: ЛЕНАНД, 2018.
2. Самарский А.А., Галактионов В.А., Курдюмов С.П., Михайлов А.П. М.: Наука, 1987.
3. Белотелов Н.В., Лобанов А.И. // Матем. моделирование. 1997. Т. 9. № 12. С. 43-56.
4. Нефедов Н.Н. // Дифферен. уравнен. 1995. Т. 31. № 4. С. 718-722.
5. Wang J. // Nonlinear analysis. 1998. V. 34. P. 113-142.
6. Brill H. // Math. Annaler. 1976. V. 222, Issue 1. P. 37-48.
7. Васильева А.Б., Бутузов В.Ф. М., 1990.
8. Самарский А.А., Вабищевич П.Н. М.: Едиториал УРСС, 2003.
9. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. М.: Наука, 1979.

ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА РЕКОНСТРУКЦИИ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ГАЛАКТИЧЕСКИХ ДЖЕТОВ

Юшков Е.В. (докладчик), Чумарин Г.А., Соколов Д.Д.

В докладе пойдет речь о реконструкции магнитных полей галактических джетов по анализу деполяризации синхротронного излучения. Анализ деполяризации, в отличие от анализа классического эффекта Зеемана, лучше подходит для исследования далеких астрофизических объектов со

слабым магнитным полем и большим вкладом эффекта Доплера, так как малость разницы между право и лево-поляризованными волнами синхротронного излучения в средах с магнитным полем компенсируется большими пространственными расстояниями. Однако есть и недостаток такого анализа: релятивистские электроны, являющиеся источником излучения, пространственно распределены, вдоль всего луча наблюдения, поэтому итоговый эффект является интегральной величиной включающей в себя и излучательную способность каждой точки объекта, и способность к деполяризации за счет магнитного поля. Таким образом, проблема реконструкции формулируется в виде интегрального уравнения Вольтерра второго рода и является обратной некорректно поставленной задачей. В докладе будет показан вывод модельной проблемы, ее сведение к интегральной задаче, а также явное решение получаемого интегрального уравнения. Особое внимание будет уделено влиянию экспериментальных ошибок в измерениях деполяризации на корректность восстановления азимутальных и аксиальных полей галактических джетов.

ДВУМЕРНЫЕ НЕСТАЦИОНАРНЫЕ КОНТРАСТНЫЕ СТРУКТУРЫ В СРЕДЕ С НЕСБАЛАНСИРОВАННОЙ ПЛОТНОСТЬЮ ИСТОЧНИКОВ

Проф. *Быков А. А.*

1. Введение. Представлены результаты исследования контрастных структур (КС), возникающих при моделировании двумерных задач реакции–адвекции–диффузии. Найдена скорость дрейфа дисбаланса, градиентного дрейфа, дрейфа кривизны. Дано обоснование с использованием метода дифференциальных неравенств.

Мы изучаем КС, возникающие при моделировании процессов реакции–адвекции–диффузии (РАД) в двумерной неоднородной среде. В соответствии с методикой А.Н.Тихонова [2], рассматриваем сингулярно возмущенную задачу с малым параметром для уравнения РАД: $\varepsilon u'_t + \varepsilon V_x u'_x + \varepsilon V_y u'_y = \varepsilon^2 (ku'_x)'_x + \varepsilon^2 (ku'_y)'_y - f(u, x, y)$, $(x, y) \in D$, $t > t_0 = 0$, с граничными условия второго рода на ∂D (граница D) и с начальным условием $u(x, y, t_0) = \psi_0(x, y)$. Определим поверхность равновесия $S_j(x, y)$ как множество точек (u, x, y) , для которых $f(\varphi_j(x, y), x, y) = 0$. Предположим, что выполнены

У1. В области $(u, x, y) \in (-\infty, +\infty) \times D$ имеется ровно три поверхности равновесия: $u(x, y) = \varphi_{1,2,3}(x, y)$. **У2.** В окрестности корня ФПИ представляется в виде $f(u, x, y) = F_j(u - \varphi_j(x, y), x, y)$ при $(u, x, y) \in \Omega(S_j)$,

$j \in \{1; 2; 3\}$, $F_{1;2;3}(\omega, x, y)|_{\omega=0} = 0$ и $\left. \frac{dF_{1;3}(\omega, x, y)}{d\omega} \right|_{\omega=0} > 0$, $\left. \frac{dF_2(\omega, x, y)}{d\omega} \right|_{\omega=0} < 0$. Здесь $\Omega(\dots)$ — есть окрестность указанного объекта. **У3.** Пусть $J(x, y) = \int_{\varphi_1(x, y)}^{\varphi_3(x, y)} f(u, x, y) du$. Мы рассмотрим ФПИ такую, что внутри D есть замкнута гладкая кривая $\tilde{\Upsilon}_0$, ограничивающая область G_0 с границей $\tilde{\Upsilon}_0 = \partial G_0$ такая, что $J(x, y)|_{\tilde{\Upsilon}_0} = 0$, $J(x, y) > 0$ внутри G_0 и $J(x, y) < 0$ вне G_0 , $\left. \frac{\partial J(x, y)}{\partial \vec{n}} \right|_{\tilde{\Upsilon}_0} > 0$, \vec{n} — есть внешняя нормаль к $\tilde{\Upsilon}_0$. Начальные условия

зададим в виде G_{start} — связная область с гладкой границей Υ_{start} , $G_{start} \subset D$, расстояние от Υ_{start} до ∂D больше нуля.

2. Эволюция ВПС. Частичную сумму асимптотического ряда для решения задачи РАД будем искать в соответствии с [2], форму ВПС зададим в виде $\Upsilon(t) = \Upsilon_0(t) + \sum_{k=1}^N \varepsilon^k \Upsilon_k(t)$, функции $x(\theta, t) = \phi(\theta, t)$, $y(\theta, t) = \psi(\theta, t)$, есть ряды по степеням параметра ε .

3. Локальные координаты. Пусть замкнутая гладкая кривая $\Upsilon(t)$ есть граница области $D(t)$ (пятно контрастной структуры). Зададим $\Upsilon(t)$ в параметрической форме: $x = x(\theta, t)$, $y = y(\theta, t)$, θ -параметр, $\theta \in (\theta_a, \theta_b)$. Рассмотрим уравнение РАД в окрестности $\hat{\Upsilon}$, которую обозначим $\Omega(\hat{\Upsilon})$. На $\hat{\Upsilon}$ введем координату θ равную длине дуги, отсчитываемую от некоторой точки $\hat{M}_0 \in \hat{\Upsilon}$. В каждой точке $\hat{\Upsilon}$ построим внутреннюю нормаль \vec{n} . На нормали введем координату s так, что $ds^2 = dx^2 + dy^2$, и на $\hat{\Upsilon}$ было верно $s = \hat{s}$. Ось s направлена вдоль градиента (u'_x, u'_y) функции $u(x, y, \hat{t})$ наружу по отношению к $D(\hat{t})$, ось θ направлена вдоль $\hat{\Upsilon}$ в положительном направлении. Пусть верно **У4.** Функция баланса $J(s, \theta)$ для любого θ есть монотонная вдоль переменной s в некоторой окрестности (s_0, θ) для всех θ , имеющая противоположные знаки.

Уравнение РАД запишем в в системе координат (s, θ) в виде $\varepsilon u'_t + \varepsilon (A_1 V_s u'_s + A_2 V_\theta u'_\theta) = \kappa \varepsilon^2 (A_{11} u''_{ss} + 2A_{12} u''_{s\theta} + A_{22} u''_{\theta\theta} + B_1 u'_s + B_2 u'_\theta) - f(u, s, \theta)$, $(s, \theta) \in \Omega(\Upsilon)$. Здесь $A_{11} = (s'_x)^2 + (s'_y)^2$, $A_{12} = s'_x \theta'_x + s'_y \theta'_y$, $A_{22} = (\theta'_x)^2 + (\theta'_y)^2$, $B_1 = s''_{xx} + s''_{yy}$, $B_2 = \theta''_{xx} + \theta''_{yy}$, $V_\theta(s, \theta) = V \sin \alpha$, $V_s(s, \theta) = V \cos \alpha$, где $v = V(x(s, \theta), y(s, \theta))$, α -угол между Ox и Os в точке (s, θ) .

4. Разделение медленной и быстрой координат. Пусть $(\tilde{s}, \tilde{\theta})$ есть некоторая точка на \hat{Y} . Выполним замену $s = \tilde{s} + \varepsilon\xi$, $\theta = \tilde{\theta} + \eta$, $t = \varepsilon\tau$, $\varepsilon u'_t = u'_\tau$, $\varepsilon u'_s = u'_\xi$, получим уравнение

$$u'_\tau + V_s u'_\xi + \varepsilon V_\theta u'_\eta = \kappa(A_{11} u''_{\xi\xi} + 2\varepsilon A_{12} u''_{\xi\eta} + \varepsilon^2 A_{22} u''_{\eta\eta}) + \varepsilon \kappa B_1 u'_\xi + \varepsilon^2 \kappa B_2 u'_\eta - f(u, \tilde{s} + \varepsilon\xi, \tilde{\theta} + \eta).$$

Задача нулевого приближения:

$$u'_\tau + V_s(\tilde{s}, \tilde{\theta} + \eta) A_1 u'_\xi = \kappa A_{11} u''_{\xi\xi} - f(u, \tilde{s}, \tilde{\theta} + \eta), \quad u(-\infty, \eta) = \varphi_1(\tilde{s}, \tilde{\theta}),$$

$$u(+\infty, \eta) = \varphi_3(\tilde{s}, \tilde{\theta}). \quad \text{Рассмотрим "сопутствующую" задачу в точке}$$

$$M_0 = (\tilde{s}, \tilde{\theta}) \in \tilde{Y}_0: \quad v'_\tau + V_s(\tilde{s}, \tilde{\theta} + \eta) A_1 v'_\xi = \kappa A_{11} v''_{\xi\xi} - f(v, \tilde{s}, \tilde{\theta} + \eta),$$

$$v(-\infty) = \varphi_1(\tilde{s}, \tilde{\theta} + \eta), \quad v(+\infty) = \varphi_3(\tilde{s}, \tilde{\theta} + \eta).$$

5. Решение в виде бегущей квазиволны. Решение будем искать в виде бегущей квазиволны: $v(\xi, \tau) = w(\chi)$, где $\chi = \xi - W\tau$:

$$-\hat{U} w'_\chi = \kappa A_{11} w''_{\chi\chi} - f(w), \quad w(-\infty) = \varphi_1 + 0, \quad w(+\infty) = \varphi_3 - 0, \quad \text{где } \hat{U} = W - A_1 V_s,$$

Найдем $(\dagger) \quad \hat{U} = \left[\int_{-\infty}^{+\infty} (w'_\chi)^2 d\chi \right]^{-1} \int_{\varphi_1}^{\varphi_3} f(w) dw$. Значение \hat{U} однозначно находится, для этого \hat{U} задача разрешима, значение \hat{U} находится из (\dagger) .

6. Стационарная линия ВПС нулевого порядка. Пусть $\vec{r}(\theta, t) = (x(\theta, t), y(\theta, t))$ есть решение задачи Коши

$$\frac{\partial \vec{r}}{\partial t} = -\vec{n}(x, y)(\hat{U}(x, y) + (\vec{V}, \vec{n}(x, y))), \quad \vec{n}(x, y) = \left(-\frac{\partial y}{\partial \theta}, \frac{\partial x}{\partial \theta} \right) \left[\left(\frac{\partial x}{\partial \theta} \right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial \theta} \right)^2 \right]^{-1/2},$$

$$\frac{\partial x}{\partial t} = \frac{\partial y}{\partial \theta} \cdot \Omega, \quad \frac{\partial y}{\partial t} = -\frac{\partial x}{\partial \theta} \cdot \Omega, \quad \text{где } \Omega = \left[\left(\frac{\partial x}{\partial \theta} \right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial \theta} \right)^2 \right]^{-1/2}$$

$$\left(\hat{U}(x, y) + \left(-V_x \frac{\partial y}{\partial \theta} + V_y \frac{\partial x}{\partial \theta} \right) \left[\left(\frac{\partial x}{\partial \theta} \right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial \theta} \right)^2 \right]^{-1/2} \right). \quad \text{Стационарное решение}$$

определяет линию равновесия нулевого порядка. Приведем найденные численно линии равновесия для случая неоднородной среды со знакоопределенной функцией баланса (рис. 1, 2):

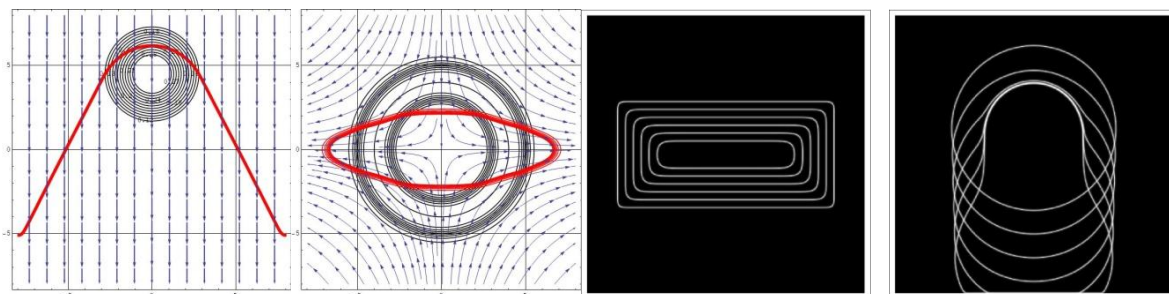


Рис. 1.

Рис. 2.

7. Уравнение эйконала. Пусть θ есть геометрическая длина пути вдоль траектории квазилуча, $(\star) (\nabla S)^2 = W^{-2}(x, y)$, $\frac{d\vec{r}}{d\theta} = W(x, y)\nabla S$,
 $\frac{d\vec{r}}{dt} = W^2(x, y)\nabla S$, $\frac{dx}{dt} = 2p_1$, $\frac{dy}{dt} = 2p_2$ $\frac{dp_1}{dt} = \frac{\partial W^{-2}}{\partial x}$, $\frac{dp_2}{dt} = \frac{\partial W^{-2}}{\partial y}$,
 $S(x, y) = S_0 + \int_{L[t_0, t_1]} \langle p, dx \rangle = S_0 + \int_{L[t_0, t_1]} W^{-1} dl$ $S|_{\vec{r}_0} = 0$. Приведем два примера эволюции линии ВПС для нестационарного решения (рис. 3, 4).

8. Гладкий фронт в среде без адвекции. Для задачи РАД в этом случае можно записать точное явное решение уравнений нулевого порядка. **Теорема.** При сформулированных условиях **У 1-4** найдется промежуток $t \in [0, T_0]$, $T_0 > 0$, такой, что семейство (\star) разрешимо на $[0, T_0]$, каждая функция семейства $\vec{r}_\theta(t) = (x(s, t), y(s, t))$ гладкая от t , при каждом $t \in [0, T_0]$ функция семейства $\vec{r}(s)|_t = (x(s, t), y(s, t))$ гладкая периодическая. Точная оценка для значения T_0 : $T_0 = W/R_0$, R_0 есть наименьшее значение радиуса кривизны фронта ВПС в начальный момент времени. Доказательство основано на уравнениях эйконала.

Литература

1. Тихонов А. Н. // Матем. сборник. 1948. **22(64)**, №.2. С. 193–204.
2. Нефедов Н. Н. // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 2021. **61**, №.12. С. 2074–2094 .
3. Бутузов В. Ф. // Дифференциальные уравнения . 2015 . **51**, №. 12 . С. 1593–1605 .
4. Божевольнов Ю. В., Нефедов Н. Н. // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 2010. **50**, №.2. С. 276–285 .

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ АЛГОРИТМОВ ПОСТРОЕНИЯ АДАПТИВНЫХ СЕТОК В ОДНОМЕРНЫХ ПАРАБОЛИЧЕСКИХ ЗАДАЧАХ С КОНТРАСТНЫМИ СТРУКТУРАМИ

Асп. Булатов П. Е.

Постановка задачи. Рассмотрим одномерную, вообще говоря, нелинейную и нестационарную задачу «реакция-диффузия-адвекция». Без ограничения общности будем полагать, что заданы граничные условия Неймана, $V(u, x, t)$ не обращается в ноль:

$$\begin{aligned}
L(u) &:= B(u, x, t) \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - A(u, x, t) \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial t} = f(u, x, t); \\
x \in X &:= (x_l, x_r), \quad t \in (t_0, +\infty); \\
\frac{\partial u}{\partial x} \Big|_{x=x_l} &= h_l(t); \quad \frac{\partial u}{\partial x} \Big|_{x=x_r} = h_r(t); \\
u(x, t_0) &= u_{init}(x), \quad x \in \bar{X} := [x_l, x_r].
\end{aligned} \tag{1}$$

В некоторых частных случаях решение задачи (1) содержит контрастные структуры – узкие области координаты или времени с очень большим по модулю градиентом. Для того чтобы получить непрерывное численное решение такой задачи следует использовать адаптивные сетки, т.е. неравномерные сетки, шаг на которых уменьшен в контрастных структурах и увеличен там, где решение меняется слабо. Очевидно, что для каждого слоя нужна своя сетка по координате, т.к. пространственные контрастные структуры могут перемещаться. Такие сетки по пространству называются подвижными.

Для интегрирования задачи (1) на адаптивных сетках используем схему [1]:

$$\begin{aligned}
\frac{du_n}{dt} &= \mathbf{F}(\mathbf{U}, \mathbf{X}, t, \hat{x}_n, \hat{t}, \check{x}_n, \check{t}) \\
&= 4B(u_n, x_n, t) \frac{u_{n+1} - 2u_n + u_{n-1}}{(x_{n+1} - x_{n-1})^2} - \frac{u_{n+1} - u_{n-1}}{x_{n+1} - x_{n-1}} \times \\
&\times \left\{ B(u_n, x_n, t) \frac{x_{n+1} - 2x_n + x_{n-1}}{(x_{n+1} - x_n)(x_n - x_{n-1})} - \frac{\hat{x}_n - \check{x}_n}{\hat{t} - \check{t}} + A(u_n, x_n, t) \right\} - f(u_n, x_n, t), \quad n = \overline{1, N-1}; \\
u_0 &= \frac{(x_2 - x_0)^2 u_1 - (x_1 - x_0)^2 u_2}{(x_2 + x_1 - 2x_0)(x_2 - x_1)} - \frac{(x_1 - x_0)(x_2 - x_0)}{x_2 + x_1 - 2x_0} h_l; \\
u_N &= \frac{(x_N - x_{N-2})^2 u_{N-1} - (x_N - x_{N-1})^2 u_{N-2}}{(2x_N - x_{N-1} - x_{N-2})(x_{N-1} - x_{N-2})} - \\
&\quad - \frac{(x_N - x_{N-1})(x_N - x_{N-2})}{2x_N - x_{N-1} - x_{N-2}} h_r; \\
u|_{t=t_0} &= u_{init}(x_n), \quad n = \overline{0, N},
\end{aligned} \tag{2}$$

где задача (2) решается комплексной схемой Розенброка. Матрица Якоби задаётся аналитически и является трёхдиагональной, что позволяет решать систему линейных алгебраических уравнений методом немонотонной прогонки [2] за $O(N)$ действий.

Адаптивные сетки. Для того, чтобы найти решение на новом слое, нужно сначала построить на нём сетку $\hat{x}_n, n = \overline{0, N}$. Но чтобы подстроить сетку под решение, требуется сначала его найти. Это означает, что процесс построения сетки является итерационным и каждая итерация состоит из

нахождения решения на известной сетке \hat{x}^S с помощью (2) и построения по полученной сеточной функции сетки нового приближения \hat{x}^{S+1} . В данной работе рассматриваются три метода построения сетки, адаптированной к заданной сеточной функции: прямой метод, электростатический метод и метод гауссианов.

Прямой метод изложен в [3]. Он основан на методе равномерного распределения весовой функции [4], суть которого в том, что нужно решить систему нелинейных уравнений

$$\omega_{n+0.5} \cdot (\hat{x}_{n+1} - \hat{x}_n) = \omega_{n-0.5} \cdot (\hat{x}_n - \hat{x}_{n-1}), \quad n = \overline{1, N-1}, \quad (3)$$

где $\omega_{n+0.5} > 0$ – вес – ставится в соответствие шагу $\hat{x}_{n+1} - \hat{x}_n$. Чем больше вес, тем меньше должен быть шаг. В [3] предлагаются явные формулы для каждой итерации. Для обеспечения сходимости итерационного процесса применяется релаксация — \hat{x}^{S+1} является линейной комбинацией \hat{x}^S и сетки, построенной по явной формуле. В качестве веса шага берётся модуль разности решения: $\omega_{n+0.5} = |\hat{u}_{n+1} - \hat{u}_n|$.

Электростатический метод. Каждому узлу сетки сообщается заряд, обратно пропорциональный производной решения в этом узле. Необходимо расположить узлы так, чтобы силы Кулона были уравновешены. Этот метод предполагает решение системы нелинейных алгебраических уравнений итерационными методами (например, Ньютона), при этом в выражениях будут фигурировать разностные производные \hat{u} . При построении матрицы Якоби приходилось замораживать заряды, поскольку учёт второй производной \hat{u} , возникающей при дифференцировании зарядовой функции, приводил к срыву счёта.

Метод гауссианов. Решается система (3), где весовая функция равна сумме функций Гаусса, каждая из которых «покрывает» одну из контрастных структур. Преимуществом этого метода является то, что \hat{u} не принимает непосредственного участия в итерационном процессе, а значит, её погрешность или плохое поведение не влияет на сходимость. Кроме того, если точное решение (3) сильно отличается от сетки начального приближения и из-за этого не сходится метод Ньютона, то можно применить метод последовательных приближений: в ходе итерационного процесса постепенно уменьшать ширину и увеличивать высоту гауссианов. Недостатком метода является потребность в алгоритмах, которые проверяют сеточную функцию на количество, местоположение и ширину контрастных структур. Кроме того, неочевидна возможность обобщения метода на многомерные случаи, где контрастные структуры могут иметь сложную форму.

Сетка по времени подбирается исходя из скорости формирования или уничтожения контрастных структур, которую можно задать как скорость изменения полной длины дуги решения на слое. Для этого применялась

формула для \hat{t} , содержащая симметричный разностный оператор, задающий первую производную длины дуги в момент времени t :

$$\begin{aligned} \hat{t}^{s+1} &= t + \frac{\tau_0}{1 + \Delta \frac{|\hat{L} - \check{L}|}{\hat{t}^s - \check{t}}}, \Delta > 0; L \\ &= \sum_{n=0}^{N-1} \sqrt{(x_{n+1} - x_n)^2 + (u_{n+1} - u_n)^2}. \end{aligned} \quad (4)$$

Для того, чтобы вычислить \hat{L} , необходимо найти \hat{u} , причём на достаточно хорошей сетке \hat{x} . Проблема в том, что движение контрастной структуры по не адаптированной под неё сетке будет сопровождаться сильными осцилляциями длины дуги, т.к. в разные моменты времени в неё будет попадать разное количество узлов. Предпринимались попытки применить более точные методы вычисления L , например построение сплайна и вычисление его длины дуги на каждом шаге сетки \hat{x} путём численного интегрирования по формуле Симпсона на сетке, создаваемой внутри этого шага, но проблему сеточных осцилляций решить таким образом не удалось. Поэтому, вообще говоря, можно искать \hat{t} методом простых итераций, но его сходимость маловероятна и поэтому, как правило, следует ограничиться однократным вычислением \hat{t} по формуле (4). Для начала счёта следует положить $t_{-1} = t_0 - (t_1 - t_0)$, что даёт максимальную точность оператора.

Сетки по пространству. Прямой метод хорошо работает в задачах, где начальное условие не содержит контрастных структур. В противном случае накапливаются ошибки машинного округления, и сумма шагов сильно отличается от длины отрезка. Электростатический метод эффективен, если контрастные структуры не слишком резкие, погрешность \hat{u} небольшая, и её разностные производные хорошо себя ведут. В отличие от метода гауссианов он легко определяет ширину контрастных структур и не измельчает сетку в их окрестностях. Метод гауссианов позволяет работать с тяжёлыми случаями, но и он не застрахован от сбоев: для обеспечения сходимости метода Ньютона может потребоваться большое количество последовательных приближений, что увеличит трудоёмкость, а осцилляции решения могут восприниматься как ложные контрастные структуры, в которых будет измельчаться сетка, что приводит к искажению решения.

Работа поддержана проектом РНФ №23-11-00069.

bulatov.pe14@physics.msu.ru

Литература

1. Булатов П.Е. Численное интегрирование одномерных задач параболического типа на адаптивных сетках // Препринты ИПМ им.

- М.В.Келдыша. 2024. № 11. 16 с. <https://doi.org/10.20948/prepr-2024-11>.
<https://library.keldysh.ru/preprint.asp?id=2024-11>.
2. Самарский А.А., Николаев Е.С. Методы решения сеточных уравнений. М.: Наука, 1978.
 3. Похилко В.И., Тишкин В.Ф. Однородный алгоритм расчета разрывных решений на адаптивных сетках // Мат. моделирование. 1994. 6, №11. 25–40.
 4. Тишкин В.Ф. Методы построения расчетных сеток. М.: ВМК МГУ, 2013.

ЧИСЛЕННО-АСИМПТОТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧ ГРАНИЧНОГО УПРАВЛЕНИЯ ДЛЯ УРАВНЕНИЙ ТИПА БЮРГЕРСА

Доц. *Левашова Н.Т.*, доц. *Волков В.Т.*, асп. *Булатов П.Е.*,
студ. *Чэн Хань*, студ. *Вэй Юйсюань*,

Асимптотический анализ применен при решении некоторого класса обратных задач для нелинейных сингулярно возмущенных уравнений реакция-диффузия-адвекция с периодическими коэффициентами. В частности, рассмотрена задача граничного управления для уравнения типа Бюргерса с модульной адвекцией.

Решения дифференциальных уравнений указанного типа могут содержать узкие пограничные и/или внутренние слои, а также движущиеся фронты. Асимптотический анализ позволяет доказать существование, исследовать устойчивость решения прямой задачи и получить асимптотическое приближение решения. Кроме того, асимптотический подход дает возможность свести исходную нелинейную сингулярно возмущенную задачу к набору более простых задач, получив достаточно точное качественное и количественное описание решения, а также установить более простые связи между входными данными и параметрами обратной задачи (коэффициенты в уравнении, граничные и начальные условия и т.п.), которые необходимо определить.

В настоящей работе получила дальнейшее развитие концепция асимптотического решения задач граничного и распределенного управления. Рассмотрена задача для нелинейного сингулярно возмущенного уравнения типа Бюргерса с модульной адвекцией и разрывным реактивным слагаемым, имеющая решение вида движущегося фронта. Построено асимптотическое приближение такого решения, доказано существование решения с построенной асимптотикой и его асимптотическая устойчивость по Ляпунову.

Задача управления поставлена в рамках теоремы существования решения прямой задачи и заключается в определении граничного режима, обеспечивающего реализацию заданного закона движения фронта. Построено

асимптотическое решение задачи граничного управления, т.е. определения граничного условия, при котором требуемый режим движения фронта достигается с заданной точностью. Показано, что для рассматриваемого класса уравнений задача граничного управления сводится к алгебраическим соотношениям, связывающим с заданной точностью наблюдаемое положение и скорость движущегося фронта с коэффициентами в уравнении и граничными условиями. Таким образом, если задан режим движения фронта на некотором временном отрезке (периоде), то вопрос об определении граничного условия, обеспечивающего реализацию требуемого режима с заданной точностью, сводится к набору простых алгебраических операций. Получена оценка погрешности модели с использованием асимптотического метода дифференциальных неравенств.

Асимптотический анализ применен при разработке авторского алгоритма численного решения задачи с использованием адаптивной сетки, построенной на основе априорной информации об особенностях решения. Проведено численное моделирование.

Аналогичный подход может быть использован также для асимптотического решения задачи о восстановлении коэффициентов уравнения по известной информации о наблюдаемом решении прямой задачи на некотором временном интервале (периоде).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 23-11-00069).

Литература

1. Руденко О.В., "Линеаризуемое уравнение для волн в диссипативных средах с модульной, квадратичной и квадратично-кубической нелинейностью." Докл. АН., 2016; **471**, №1, 23–27.
2. Nefedov N.N., "Existence and asymptotic stability of periodic solutions with an interior layer of Burgers type equation with modular advection." Math. Model. Nat. Phenom., 2019; **4**, №4, 1–14.
3. Nefedov N.N., Rudenko O.V., "On front motion in a Burgers-type equation with quadratic and modular nonlinearity and nonlinear amplification." Doklady Mathematics, 2018; **97**, 99–103.
4. Волков В.Т., Нефедов Н.Н., "Асимптотическое решение обратных задач для уравнений типа Бюргерса", Ж. Вычисл. матем. и матем. физ., **60**:6 (2020), 975–084.
5. Nefedov N.N., Volkov V.T., "Asymptotic solution of the inverse problem for restoring the modular type source in Burgers' equation with modular advection", Journal of Inverse and Ill-Posed Problems, **28**:5 (2020), 633–639.
6. Волков В.Т., Нефедов Н.Н., "Асимптотическое решение задачи граничного управления для уравнения типа Бюргерса с модульной адвекцией и линейным усилением", Ж. Вычисл. матем. и матем. физ., **62**:11 (2022), 1851–1860.

СТАЦИОНАРНЫЕ РЕШЕНИЯ СИСТЕМ «РЕАКЦИЯ–ДИФФУЗИЯ» ТИХОНОВСКОГО ТИПА: СЛУЧАЙ СМЕНЫ УСТОЙЧИВОСТИ

Проф. *Нефедов Н. Н.*

Работа посвящена исследованию существования и устойчивости по Ляпунову стационарных решений начально-краевых задач с граничными условиями Дирихле и Неймана для систем реакция–диффузия тихоновского типа:

$$\begin{aligned} \varepsilon^2 \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{\partial u}{\partial t} \right) - g(u, v, x, \varepsilon) &= 0, \\ \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - \frac{\partial v}{\partial t} - f(u, v, x, \varepsilon) &= 0, \quad 0 < x < 1, \quad t > 0, \end{aligned}$$

где $\varepsilon > 0$ — малый параметр, g и f — достаточно гладкие функции. Рассмотрен случай смены устойчивости в следствие пересечения корней вырожденного уравнения

$$g(u, v, x, 0) = 0,$$

Получены условия существования стационарного решения со слабым внутренним слоем, построено его асимптотическое приближение и исследована его асимптотическая устойчивость по Ляпунову как в случае выполнения условия квазимонотонности, так и в случае его нарушения. Работа является дальнейшим развитием асимптотического метода дифференциальных неравенств (см. [1] и ссылки в этой работе) на новые классы систем

Работа поддержана грантом РФФИ № 23-11-00069.

Литература

1. *Нефедов Н. Н.* Назвятие методов асимптотического анализа переходных слоев в уравнениях реакции–диффузии–адвекции: теория и применение // *Журнал вычислительной математики и математической физики.* — 2021. — Т. 61, № 12. — С. 2074–2094.

СТРУКТУРА ВНУТРЕННЕГО ПЕРЕХОДНОГО СЛОЯ В ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ЗАДАЧЕ РЕАКЦИЯ–ДИФФУЗИЯ СО СЛАБЫМ РАЗРЫВОМ РЕАКЦИИ

Ст. науч. сотр. *Никулин Е.И.*, доц. *Волков В.Т.*,
студ. *Карманов Д.А.*

Рассмотрим сингулярно возмущенную задачу

$$\varepsilon^2 \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{\partial u}{\partial t} \right) - f(u, x, t) - \varepsilon f_1(u, x, t) = 0, \quad x \in (-1, 1), \quad t \in R,$$

$$f_1(u, x, t) := \begin{cases} f_1^{(+)}(u, x, t), & u \in I_u, x \in (x_p, 1) \\ f_1^{(-)}(u, x, t), & u \in I_u, x \in (-1, x_p) \end{cases}'$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial x}(-1, t, \varepsilon) = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial x}(1, t, \varepsilon) = 0, \quad t \in R, \\ u(x, t, \varepsilon) = u(x, t + T, \varepsilon), \quad x \in [-1, 1], \quad t \in R. \end{aligned}$$

Здесь $\varepsilon \in (0, \varepsilon_0]$, $\varepsilon_0 > 0$ – малый параметр.

Для поставленной периодической задачи при некоторых дополнительных условиях исследована структура внутреннего переходного слоя в случае слабого разрыва реактивного слагаемого в точке x_p . Доказано существование периодических по t решений с внутренним переходным слоем (контрастных структур), исследован вопрос об их устойчивости, получены асимптотические приближения решений указанного типа. Показано, что в случае выполнения условия баланса реакции в точке x_p наличие даже слабого (асимптотически малого) разрыва реакции может приводить к образованию контрастных структур конечного размера, как устойчивых, так и неустойчивых.

Работа поддержана грантом РФФ 23-1100069.

Литература

1. P. Hess, Periodic-Parabolic Boundary Value Problems and Positivity, Pitman Resaerch Notes in Math. Series 247, Longman Scientific&Technical, 1991.
2. Никулин Е. И., Волков В. Т., Карманов Д. А. Структура внутреннего переходного слоя в задаче реакция–диффузия в случае сбалансированной реакции со слабым разрывом // Дифференциальные уравнения. — 2024. — Т. 60, № 1. — С. 64–75.

ДВИЖЕНИЕ ФРОНТА В ЗАДАЧЕ РЕАКЦИЯ–ДИФФУЗИЯ–АДВЕКЦИЯ С KPZ-НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

Ст. науч. сотр. Орлов А. О.

В настоящей работе рассматривается начально-краевая задача для сингулярно возмущенного параболического уравнения, которое отличается от классического уравнения реакция–диффузия–адвекция (см. [1]) наличием дополнительного нелинейного слагаемого, содержащего квадрат градиента искомой функции (KPZ-нелинейности). Постановка задачи имеет вид:

$$\varepsilon^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \varepsilon \frac{\partial u}{\partial t} - \varepsilon^2 A(u, x) \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 - f(u, x, \varepsilon) = 0, \quad x \in (-1; 1), \quad t \in (0; T],$$

$$\frac{\partial u}{\partial x}(\pm 1, t, \varepsilon) = 0, \quad t \in [0; T], \quad u(x, 0, \varepsilon) = u_{ini}(x, \varepsilon), \quad x \in [-1, 1].$$

Уравнения такого типа возникают в различных приложениях (см [2]), в частности, при моделировании направленного роста полимеров, в задачах помехоустойчивости, в теории нелинейных волн.

В работе получено асимптотическое приближение решения, имеющего вид движущегося внутреннего слоя (фронта). Найдено асимптотическое приближение для скорости движения. Доказательство теоремы существования и единственности решения проведено с помощью асимптотического метода дифференциальных неравенств.

Работа поддержана грантом РФФИ № 23-11-00069.

Литература

1. Нефедов Н. Н., Никулин Е. И., Орлов А. О. Движение фронта в задаче со слабой адвекцией в случае непрерывного источника и источника модульного типа // Дифференциальные уравнения. 2022. Т. 58, № 6. С. 763–776.
2. Нефедов Н. Н., Орлов А. О. Существование и устойчивость решений с внутренним переходным слоем уравнения реакция-диффузия-адвекция с KPZ-нелинейностью // Дифференциальные уравнения. 2023. Т. 59, № 8. С. 1007–1021.

Подсекция:

**ПРИКЛАДНАЯ МАТЕМАТИКА
И МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ**

Сопредседатели

член-корр. РАН А.А. Галяев, профессор А. Н. Боголюбов,
профессор А. И. Чуличков

МНОГОПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ ОПТИМИЗАЦИЯ ВОЛНОВОДНЫХ ТРАНСФОРМАТОРОВ С КРИВОЛИНЕЙНЫМИ ГРАНИЦАМИ

Проф. Быков А.А.

1. Введение. Представлены результаты оптимизации волноводных трансформаторов нескольких конфигураций в нагруженных волноводах с прямолинейными и искривленными границами. В качестве целевой функции рассматривается мощность, переданная трансформатором в заданную моду принимающего волновода (основную или одну из высших). Модель основана на применении неполного метода Галеркина, применение которого в практике численного моделирования в электродинамике началось серией публикаций А.Г.Свешникова [1]. Решение краевой задачи для уравнений Максвелла представляется в виде линейной комбинации системы координатных функций поперечного сечения. Коэффициенты линейной комбинации находятся из условия ортогональности невязки системе проекционных функций. В результате получается краевая задача для жесткой системы линейных обыкновенных дифференциальных уравнений на отрезке [2].

2. Решение обобщенного уравнения Гельмгольца в цилиндрической области.

Рассмотрим краевую задачу для уравнения $\Delta u + \kappa^2 u = 0, u|_{\Sigma} = 0$, где $\Delta u = \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}$, в области D ограниченной уходящей на бесконечность поверхностью Σ с условиями излучения. Пусть D_1 есть подводящий полубесконечный отрезок регулярного волновода с поперечным сечением S_1 , D_3 – принимающий с поперечным сечением S_3 , D_2 есть область, соединяющая D_1 и D_3 , $D = D_1 \cup D_2 \cup D_3$. Продольную координату в D_1 обозначим z_1 , $z_1 \in (-\infty, a]$, в D_3 аналогично z_3 , $z_3 \in [b, +\infty)$. Пусть величины $\lambda_n^{(i)}$ есть собственные значения краевой задачи Штурма-Лиувилля $\Delta \varphi_n^{(i)} + \lambda_n^{(i)} \varphi_n^{(i)} = 0, (x_i, y_i) \in S_i, \varphi_n^{(i)}|_{C_i} = 0$, C_i есть граница S_i , $i \in \{1; 3\}$, $(\gamma_n^{(i)})^2 = \kappa^2 - (\lambda_n^{(i)})^2$ для $i \in \{1; 3\}$,

$$u(M_1, z_1) = \sum_{n=1}^{n_1} A_n^{(1)} e^{i\gamma_n^{(1)}(z_1 - z_a)} \varphi_n^{(1)}(M_1) + \sum_{n=1}^{+\infty} R_n^{(1)} e^{-i\gamma_n^{(1)}(z_1 - z_a)} \varphi_n^{(1)}(M_1)$$

$$u(M_3, z_3) = \sum_{n=1}^{n_3} B_n^{(3)} e^{-i\gamma_n^{(3)}(z_3 - z_b)} \varphi_n^{(3)}(M_3) + \sum_{n=1}^{+\infty} T_n^{(3)} e^{i\gamma_n^{(3)}(z_3 - z_b)} \varphi_n^{(3)}(M_3)$$

при $z_1 \leq a$ и $z_3 \geq b$ соответственно, $M_i = (x_i, y_i)$, $i \in \{1; 3\}$, $\{A_n^{(1)}\}$ есть комплексные амплитуды волн, облучающих неоднородный участок D_2

слева (со стороны D_1), $\{B_n^{(3)}\}$ то же справа (со стороны D_3). Условия излучения:

$$\iint_{S_1} \left(\frac{\partial u}{\partial z_1} + i\gamma_n^{(1)} u \right) \varphi_n^{(1)}(x_1, y_1) dx_1 dy_1 \Big|_{z_1=z_a} = 2i\gamma_n^{(1)} A_n^{(1)},$$

$$\iint_{S_3} \left(\frac{\partial u}{\partial z_3} - i\gamma_n^{(3)} u \right) \varphi_n^{(3)}(x_3, y_3) dx_3 dy_3 \Big|_{z_3=z_b} = -2i\gamma_n^{(3)} B_n^{(3)}, \quad n \in \{1, \dots\}.$$

В областях $D_{1,2,3}$ введем криволинейную систему (ξ_1, ξ_2, ξ_3) : $L[v] + \kappa^2 \sqrt{g} v = 0$, где $L[v] = \sum_{i,j=1}^3 \frac{\partial}{\partial \xi_i} (g^{i,j} \sqrt{g} \frac{\partial v}{\partial \xi_j})$. Выражения

коэффициентов можно найти в [3].

3. Методика частичной дискретизации. Пусть $\{\psi_n, \mu_n\}$ есть собственные функции и значения задачи Штурма-Лиувилля $\Delta_{\xi_1, \xi_2} \psi_n + \mu_n^2 \psi_n = 0$, $(\xi_1, \xi_2) \in S_2$, $\psi_n|_{\partial S_2} = 0$. Построим функциональную

последовательность v^N , каждый элемент которой есть конечная сумма: $v^{(N)}(\xi_1, \xi_2, \xi_3) = \sum_{n=1}^N V_n^{(N)}(\xi_3) \psi_n(\xi_1, \xi_2)$. Потребуем ортогональности невязки каждой из N координатных функций $\{\psi_1, \dots, \psi_N\}$ по поперечному сечению

S_2 Получим систему $\iint_{S_2} \psi_m(\xi_1, \xi_2) (L[V^{(N)}] + \kappa^2 \sqrt{g} V^{(N)}) d\xi_1 d\xi_2 = 0$,

$m \in \{1; \dots; N\}$, $\xi_3 \in (z_a, z_b)$,

$$\sum_{n=1}^N \langle \tilde{\varphi}_m^{(1)} | J^{(a)} | \psi_n \rangle \Big|_{S_2} \frac{dV_n}{d\xi_3} \Big|_{\xi_3=z_a} + \sum_{n=1}^N i\gamma_n \langle \tilde{\varphi}_m^{(1)} | J | \psi_n \rangle \Big|_{S_2} V_n \Big|_{\xi_3=z_a} = 2i\gamma_m^{(1)} A_m^{(1)},$$

$$\sum_{n=1}^N \langle \tilde{\varphi}_m^{(3)} | J^{(b)} | \psi_n \rangle \Big|_{S_2} \frac{dV_n}{d\xi_3} \Big|_{\xi_3=z_b} - \sum_{n=1}^N i\gamma_n \langle \tilde{\varphi}_m^{(3)} | J | \psi_n \rangle \Big|_{S_2} V_n \Big|_{\xi_3=z_b} = -2i\gamma_m^{(3)} B_m^{(3)}$$

для того же набора $\{m\}$. Точное решение есть предел в среднем при $N \rightarrow +\infty$. Оптимизация включает применение метода инвариантного погружения [4].

4. Результаты моделирования. 4.1. Трансформатор с криволинейной границей раздела двух сред в планарном волноводе: мода 1 в моду 2.

На рис. 1(а,б) показана форма оптимальной границы раздела и карта поля с параметрами $\varepsilon_l = 1$, $\varepsilon_r = 6$, $\kappa = 1.9\pi$. Значение целевой функции $F=0.0003$, это энергия, ушедшая в сторонние моды.

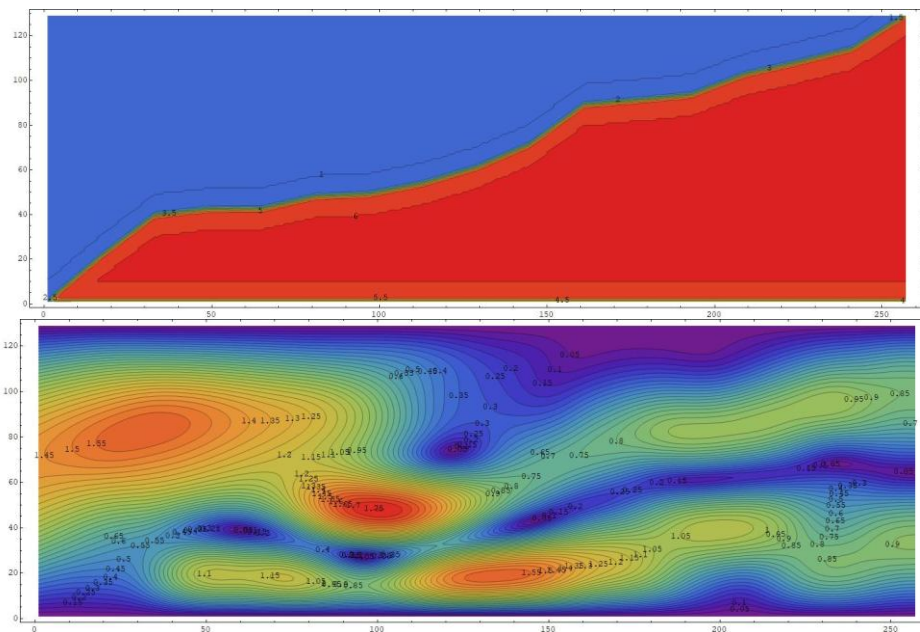


Рис. 1а, б

4.3. Сдвиг осевой линии. Покажем результаты расчета оптимального участка сдвигающей осевую линию на заданное расстояние для $\kappa = 4,6\pi$, рис.2. После преобразования координат криволинейного волновода (ξ, η) в прямоугольный область занимает полосу $\xi \in (-\infty, +\infty)$, $\eta \in \{b_1, b_2\}$, основное уравнение примет вид

$$\frac{\partial}{\partial \xi} [\sqrt{g} (g^{11} \frac{\partial u}{\partial \xi} + g^{12} \frac{\partial u}{\partial \eta})] + \frac{\partial}{\partial \eta} [\sqrt{g} (g^{21} \frac{\partial u}{\partial \xi} + g^{22} \frac{\partial u}{\partial \eta})] - \sqrt{g} \zeta^2 u + \sqrt{g} \kappa^2 \rho u = 0.$$

Методику численной реализации требует решения ряда принципиально важных проблем, описание которых мы опускаем.

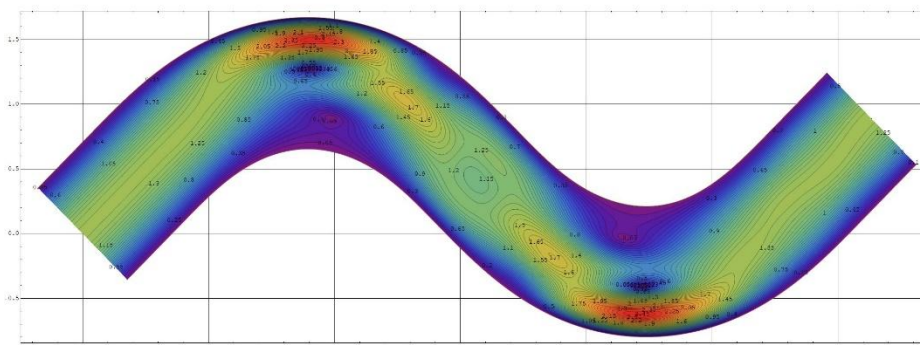


Рис. 2

Литература

1. Свешников А.Г. // Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1963. Т.3. N2. С.314--326.

2. Быков А.А. // Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1989. Т.29. №3. С.355--370.
3. Дубровин Б.А., Новиков С.Н., Фоменко А.Т. Современная геометрия. М., Наука, 1986
4. Беллман Р., Энджел Э. Динамическое. М.: Мир. 1974.

НАКОПЛЕНИЕ ИНФОРМАЦИИ ДЛЯ ВЫБОРА БАЛАНСА МЕЖДУ СЛУЧАЙНОЙ И СИСТЕМАТИЧЕСКОЙ ОШИБКАМИ В ЗАДАЧАХ БОЛЬШИХ ДАННЫХ

Проф. Голубцов П.В.

Введение. Исследуется проблема накопления информации из многочисленных экспериментов при необходимости гибко контролировать как случайную, так и систематическую погрешности оценивания.

В работах [1,2] были рассмотрены возможности накопления информации в задачах несмещенного линейного оценивания и линейного оценивания с априорной информацией. Было показано, что, несмотря на различие постановок, для обоих типов этих задач, из каждого измерения достаточно выделить каноническую информацию специального вида. Тогда полная информация, представляющая серию измерений, определяется суммой таких частичных фрагментов информации. Такая информация полностью заменяет данные всей серии измерений, поскольку как сама оценка исследуемого объекта, так и детальное описание ее точности, полностью вычисляются на основе накопленной канонической информации. Кроме того, объем, занимаемый канонической информацией фиксирован и не зависит от объема представленных ею измерений.

В работе [3] рассматривается частная задача редукции, в которой контролируются как случайная, так и систематическая погрешности оценивания и баланс между ними описывается оперативной характеристикой. В результате экспериментатор получает мощный инструмент, позволяющий интерактивно менять баланс между этими погрешностями с целью получения наилучших условий для интерпретации результатов эксперимента. В данной работе подобная задача исследуется с позиций проблематики больших данных. Показано, что и для этой, более гибкой постановки, достаточно такой же канонической информации, как и для двух простейших задач линейного оценивания.

Линейное измерение и частная задача редукции. Рассмотрим схему линейного измерения [3,4] вектора $x \in \mathcal{D}$ вида

$$y = Ax + v,$$

где $y \in \mathcal{R}$ – результат измерения, $A: \mathcal{D} \rightarrow \mathcal{R}$ – линейный оператор и $v \in \mathcal{R}$ – случайный вектор шума с нулевым средним $E v = 0$ и ковариационным оператором $S > 0$.

Задача линейного оценивания вектора x состоит в построении такого линейного отображения $R: \mathcal{R} \rightarrow \mathcal{D}$, что оценка $\hat{x} = R y$ максимально близка к x . Поскольку

$$\hat{x} - x = (RA - I)x + Rv,$$

то Rv представляет случайную погрешность оценки, а $(RA - I)x$ – систематическую погрешность, которая зависит от неизвестного сигнала x . Эти погрешности описываются функционалами

$$h(R) = E \|Rv\|^2 = \text{tr} H(R)$$

и

$$g(R) = E \|(RA - I)x\|^2 = \text{tr} G(R),$$

где

$$H(R) = RSR^*, \quad G(R) = (RA - I)F(RA - I)^*. \quad 1)$$

Такое выражение для $g(R)$ мы получим если неизвестный сигнал x интерпретируется как случайный вектор с корреляционным оператором $F > 0$. Заметим, что в классической постановке [3] $g(R) = E \|RA - I\|^2$, что отвечает частному случаю $F = I$.

Частная задача редукции ставится как задача минимизации систематической ошибки при ограниченной случайной:

$$\min_{R: \mathcal{R} \rightarrow \mathcal{D}} \{g(R) \mid h(R) \leq \varepsilon\}. \quad 2)$$

В результате получается целое семейство оптимальных операторов R_ε , соответствующих оценок $\hat{x}_\varepsilon = R_\varepsilon y$ и погрешностей g_ε и h_ε для $\varepsilon \geq 0$. Связь между g_ε и h_ε дает исчерпывающее представление о возможностях выбора компромисса между систематической и случайной погрешностями и называется оперативной характеристикой [3-5].

Накопление и использование информации для многих измерений. В контексте больших данных проблема выходит на новый уровень. Рассмотрим серию независимых линейных измерений $y_i = A_i x + v_i$ вектора $x \in \mathcal{D}$. Здесь $A_i: \mathcal{D} \rightarrow \mathcal{R}_i$ – линейные отображения, $v_i \in \mathcal{R}_i$ – случайные векторы с ковариационными операторами $S_i > 0$ и $y_i \in \mathcal{R}_i$ – результаты измерений. Вся «сырая» информация об i -том измерении представлена тройкой вида (y_i, A_i, S_i) . Для их совместной обработки потребуется собрать соответствующие данные в одном месте и представить их как (y, A, S) , где

$$y = \begin{pmatrix} y_1 \\ \vdots \\ y_n \end{pmatrix} \in \mathcal{R}, \quad A = \begin{pmatrix} A_1 \\ \vdots \\ A_n \end{pmatrix} : \mathcal{D} \rightarrow \mathcal{R}, \quad S = \begin{pmatrix} S_1 & \cdots & 0 \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & \cdots & S_n \end{pmatrix} : \mathcal{R} \rightarrow \mathcal{R}, \quad \mathcal{R} = \prod_{i=1}^n \mathcal{R}_i.$$

При большом числе измерений размерность объединенных данных может стать крайне большой, в результате чего данный подход станет практически нереализуемым. Как было показано в [1,2], для рассмотренных там задач вся необходимая для дальнейшей обработки информация, относящаяся к i -му измерению может быть представлена парой (u_i, T_i) , где $u_i = A_i^* S_i^{-1} y_i \in \mathcal{D}$ и $T_i = A_i^* S_i^{-1} A_i : \mathcal{D} \rightarrow \mathcal{D}$, – неотрицательно определенный оператор. При этом, объединенным данным будет отвечать пара $(u, T) = \bigoplus_{i=1}^n (u_i, T_i)$, в которой $u = \sum_{i=1}^n u_i$ и $T = \sum_{i=1}^n T_i$.

Будем называть пару $(u, T) = (A^* S^{-1} y, A^* S^{-1} A)$ канонической информацией для данных (y, A, S) , а множество $\mathfrak{J} = \{(u, T) \mid T : \mathcal{D} \rightarrow \mathcal{D}, T \geq 0, u \in \text{im} T\}$ всех таких пар каноническим информационным пространством для задачи линейного оценивания вектора из пространства \mathcal{D} .

Оказывается, что и для частной задачи редукции все семейство решений и оперативная характеристика полностью выражаются через накопленную каноническую информацию (u, T) . А именно, для $\lambda > 0$ рассмотрим семейство оценок

$$\hat{x}_\lambda = (T + \lambda F^{-1})^{-1} u.$$

Соответствующие систематическая и случайная погрешности $g_\lambda = \text{tr} G_\lambda$, $h_\lambda = \text{tr} H_\lambda$, где

$$G_\lambda = \lambda^2 (T + \lambda F^{-1})^{-1} F^{-1} (T + \lambda F^{-1})^{-1},$$

$$H_\lambda = (T + \lambda F^{-1})^{-1} T (T + \lambda F^{-1})^{-1}.$$

Оказывается, операторы G_λ и H_λ являются непрерывными и монотонными функциями параметра λ , причем $G_\lambda \leq G_\mu$, а $H_\lambda \geq H_\mu$ для любых $\lambda > \mu$. Как следствие, g_λ и h_λ также непрерывные, монотонно возрастающая и убывающая, соответственно, функции λ . Более того, для любых G и H вида (1) найдется λ , для которого $G_\lambda \leq G(R)$ и $H_\lambda \leq H(R)$. Это означает, что оценки из семейства \hat{x}_λ обладают не только минимальными значениями систематической и случайной погрешностей g и h но обеспечивают минимальные значения этих погрешностей равномерно для всех компонент оцениваемого сигнала x . Таким образом, операторы G_λ и H_λ пред-

ставляют оперативную характеристику информации (u, T) в более детальной операторной форме.

В пределе $\lambda \rightarrow +0$ получаем, $H_0 = F^{1/2} \left(F^{1/2} T F^{1/2} \right)^- F^{1/2}$, $G_0 = F^{1/2} P F^{1/2}$, где P – ортогональный проектор на $\ker \left(F^{1/2} T F^{1/2} \right)$. В частности, если никакая априорная информация о структуре сигнала никак не учитывается, т.е. $F = I$, то $H_0 = T^-$, $G_0 = P$ – ортогональный проектор на $\ker T$, представляющий подпространство пространства \mathcal{D} , о котором в измерениях нет никакой информации. При этом $h_0 = \text{tr} T^-$, $g_0 = \dim \ker T$. Эта предельная ситуация отвечает «максимально несмещенной» оценке. Точнее, $\hat{x}_0 = T^- u$ дает несмещенную оценку той части сигнала, о которой есть информация в измерениях, в подпространстве $\text{im} T$ и равна нулю в его ортогональном дополнении. В другом предельном случае, $\lambda \rightarrow +\infty$ имеем, $H_\infty = 0$, $G_\infty = F$ и соответственно, $h_\infty = 0$, $g_\infty = \text{tr} F$. В частности, если никакая априорная информация о структуре сигнала никак не учитывается, т.е. $F = I$, $g_\infty = \dim \mathcal{D}$. Это отвечает полному «подавлению» шума, но полученная оценка $\hat{x}_\infty = 0$ не несет никакой информации об x .

Таким образом, если в задаче (2) $\varepsilon < h_0$, то существует единственное значение λ при котором h_λ . При $\varepsilon \geq h_0$ оптимальной оценкой будет \hat{x}_0 .

Заключение. Каноническая информация, накопленная из многих измерений, позволяет избавиться от необходимости хранить многочисленные исходные данные. При поступлении новых измерений достаточно выделить из них каноническую информацию и добавить к накопленной. Такая информация является весьма универсальной, в частности, она содержит все необходимое для построения оперативной характеристики и всего семейства оптимальных оценок. При использовании накопленной информации можно использовать любой оператор F , отвечающий представлениям экспериментатора.

Литература

5. Голубцов П.В. Задача линейного оценивания и информация в системах больших данных // НТИ Сер. 2. Информационные процессы и системы. – 2018. – № 3. – С. 23-30.
6. Golubtsov, P. Scalability and Parallelization of Sequential Processing: Big Data Demands and Information Algebras // Advances in Intelligent Systems and Computing, Springer, Cham. – 2020. – Vol. 1127. P. 274–298.
7. Пытьев Ю. П. Задачи редукции в экспериментальных исследованиях // Мат. сб. – 1983. – Т. 120, № 2, – с. 240–272.
8. Пытьев Ю. П. Математические методы интерпретации эксперимента. – М.: Высшая школа, 1989.

9. Пытьев Ю. П. Методы математического моделирования измерительно-вычислительных систем. – М.: Физматлит, 2012. – 428 с.

СИНТЕЗ И МОДЕЛИРОВАНИЕ СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ ВЕРТИКАЛЬНЫМ ПОЛОЖЕНИЕМ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ КТМ

Науч. сотр. *Коньков А.Е.*, науч. сотр. *Кружков В.И.*,
науч. сотр. *Павлова Е.А.*, науч. сотр. *Корнев П.С.*
(все авторы из ИПУ РАН им. В. А. Трапезникова)

Системы управления вертикальным положением плазмы критически важны для функционирования современных, D-образных токамаков, в которых плазма вытянута по вертикали в полоидальном сечении. Вертикальное положение плазмы в таких токамаках является неустойчивым, поэтому для обеспечения плазменных разрядов в таких токамаках применяется система управления с обратной связью. Воздействие на вертикальное положение плазмы осуществляется посредством магнитного поля, создаваемого током в обмотке горизонтального управляющего поля (ОГУП) [1]. Система управления вертикальным положением плазмы обеспечивает устойчивость вертикального положения плазмы и обеспечение заданного сценария в течение плазменного разряда.

Для оценки реальной области управляемости [2] вертикальным положением плазмы в КТМ с ОГУП и оценки качества и запасов робастной устойчивости системы управления вертикальным положением плазмы с учетом имеющегося источника питания ОГУП и цифровой аппаратуры была поставлена задача по разработке систем управления вертикальным положением плазмы. Синтез замкнутых систем управления был осуществлен различными подходами для того, чтобы выявить возможности разных систем управления к удержанию вертикального положения плазмы в области управляемости при максимально возможной величине транспортно-запаздывания в контуре обратной связи без потери устойчивости, максимизации показателей качества управления и минимизации требуемой мощности. В ходе исследования синтезированы цифровые системы управления с регуляторами следующих типов:

- Дискретный ПИД-регулятор, настроенный методом линейных матричных неравенств;
- Непрерывный ПИД-регулятор, настроенный методом QFT с последующей дискретизацией;
- Непрерывный NCF-регулятор, настроенный методом взаимно-простой факторизации передаточной функции модели объекта с последующей дискретизацией.

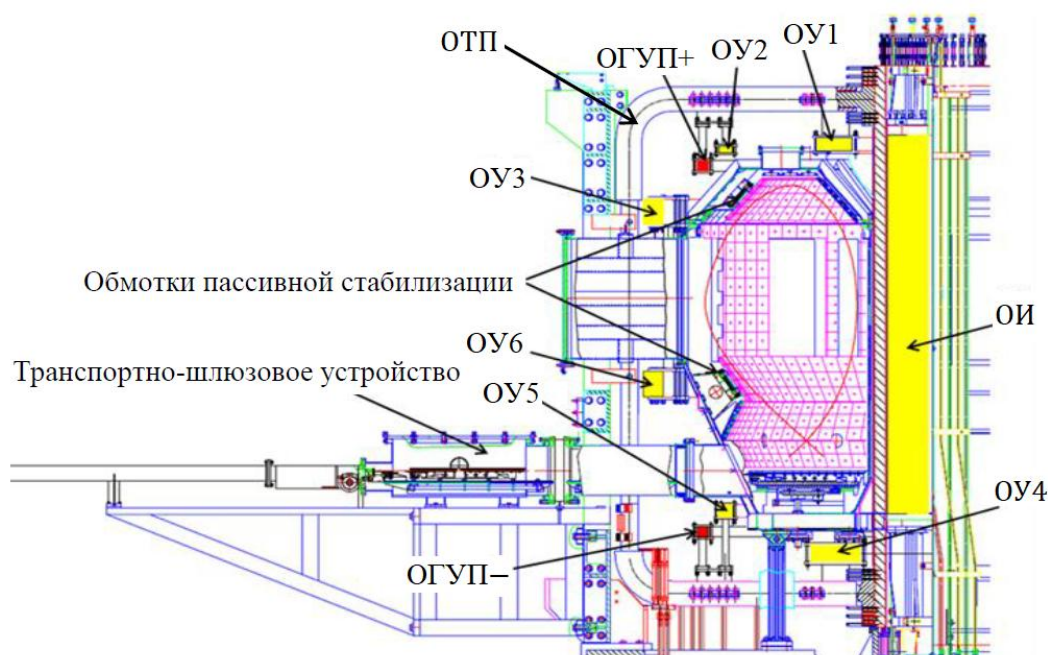


Рис. 1. Полоидальное сечение токамака КТМ.

Моделирование каскадных систем управления вертикальным положением плазмы в КТМ с источником питания ОГУП в виде инвертора напряжения в режиме широтно-импульсной модуляции осуществлялось с учетом заданных ограничений на его параметры: уровни напряжения $[-1, 0, 1]$ кВ, максимальный ток 2 кА, максимальная мощность 2 МВт. В качестве альтернативного варианта источника питания был рассмотрен 12-пульсный выпрямитель с максимальным напряжением 400 В, максимальным током 2 кА, максимальной мощностью 800 кВт [3].

При моделировании использовались LPV (Linear Parameter-Varying) модели вертикального движения плазмы с переменными параметрами, полученные из восстановленного равновесия плазмы в КТМ, рассчитанными для:

1. 42 временных точек экспериментального разряда №5126, от 2,4307 до 2,4990 с с шагом 1,67 мс.
2. 63 временных точек проектного разряда, от 0,28 до 0,90 секунды с шагом 10 мс.

Для цифровой каскадной системы управления с инвертором напряжения в режиме ШИМ, максимально возможное вертикальное смещение плазмы при котором система управления сохраняет устойчивость составляет 18 см с моделью проектного разряда, и 25 см с моделью разряда №5126. Оба значения перекрывают реально необходимый диапазон вертикального смещения плазмы, составляющий 15 см.

Максимальное возможное запаздывание в контуре обратной связи по вертикальному положению плазмы, при котором сохраняется устойчивость и приемлемое качество управления, составляет 33 мс с моделью про-

ектного разряда и 12 мс с моделью разряда №5126. Разница этих значений объясняется тем, что неустойчивый полюс модели разряда №5126 меняется значительно быстрее чем в модели проектного разряда.

Все синтезированные и промоделированные системы управления вертикальным положением плазмы показали себя работоспособными, но выдерживают разное количество последовательно соединенных звеньев транспортного запаздывания без потери устойчивости. Выбор варианта системы управления для практического применения с учетом существующего источника питания ОГУП и аппаратных средств для реализации регуляторов является предметом дальнейших исследований.

Литература

1. Д.Б. Зарва, А.А. Дериглазов, Э.Г. Батырбеков, И.Л. Тажибаева, В.М. Павлов, А.М. Ли, А.А. Мезенцев, С.В. Меркулов, Ю.Н. Голобоков. Электротехнический комплекс системы импульсного электропитания токамака КТМ. ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2018, т. 41, вып. 2, с. 59-70.
2. Митришкин Ю. В., Коньков А. Е., Корнев П. С. Сравнительное исследование систем управления реального времени вертикальным положением плазмы в токамаке с разными источниками питания обмотки горизонтального управляющего поля // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Термоядерный синтез. 2022. Т. 45, вып. 3. С. 34-49.
3. Y.V. Mitrishkin, E.A. Pavlova, E.A. Kuznetsov, K.I. Gaydamaka, “Continuous, saturation, and discontinuous tokamak plasma vertical position control systems”, Fusion Engineering and Design, 2016, vol. 108, pp. 35-47.

ПОСТРОЕНИЕ И АНАЛИЗ МОДЕЛЕЙ ДВИЖЕНИЯ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ КТМ

Науч. сотр. *Корнев П.С.*, науч. сотр. *Коньков А.Е.*
(все авторы из ИПУ РАН им. В.А. Трапезникова).

Токамак (ТОроидальная КАмера с МАгнитными Катушками) [1] это установка для магнитного удержания термоядерной плазмы. Это аксиально симметричная установка, поэтому для ее описания далее применяются цилиндрические координаты (r, z) . В камере токамака создается плазма с протекающим по ней тороидальным током I_p с распределением плотности тока $J(r, z)$. В современных токамаках создается конфигурация плазмы с вытянутым по вертикали сечением плазмы, позволяющая подавить ряд МГД-неустойчивостей плазмы. Для получения вытянутой конфигурации в верхней части токамака создается магнитное поле $B_r < 0$, порождающее силу Ампера $F_z^+ = -2\pi \int_{S^+} JB_r dS > 0$, $S^+ = \{(r, z) : z > 0\}$, тянущую плазму

вверх, а в нижней части токамака создается магнитное поле $B_r > 0$, порождающее силу Ампера $F_z^- = -2\pi \int_{S^-} JB_r dS < 0$, $S^- = \{(r, z) : z < 0\}$, тянущую плазму вниз. В положении равновесия растягивающие плазму силы Ампера уравновешивают друг друга $F_z^+ + F_z^- = 0$, однако это равновесие неустойчиво: $\partial B_r / \partial z < 0$ и при смещении плазмы по вертикали, действующая на плазму сила $F_z^+ + F_z^-$ становится ненулевой и направленной от положения равновесия. Поэтому для работы современных токамаков необходима система управления, регулирующая токи в катушках токамака, чтобы стабилизировать вертикальное положение плазмы. Для разработки такой системы необходимо иметь математическую модель, описывающую как меняется положение плазмы в зависимости от подаваемых на катушки напряжений.

В данной работе описано построение и анализ моделей движения плазмы в токамаке КТМ (Казахстанский Токамак Материаловедческий). Модель построена на основе уравнений Кирхгофа для контуров плазмы, катушек и элементов камеры токамака, и уравнения баланса сил, действующих на плазму

$$\frac{d}{dt} \Psi(I, J) + RI = U, \quad \vec{F}(I, J) = 0. \quad (1)$$

Здесь Ψ – вектор-столбец потоков магнитного поля через контура токов в токамаке, $I = [I_{PF}^T, I_{VV}^T, I_P]^T$ – вектор-столбец протекающих в контурах токов, включающий в себя токи I_{PF} в катушках токамака, токи I_{VV} в камере токамака и ток плазмы I_P , U – вектор-столбец напряжений, подаваемых на контура, R – диагональная матрица электрических сопротивлений контуров, \vec{F} – равнодействующая сил, действующих на плазму. Для нахождения коэффициентов в этой системе необходимо знать распределение плотности токов J в плазме. Непосредственно это распределение не измеряется, и должно быть определено из имеющихся сигналов магнитной диагностики токамака. Эта задача известна как задача восстановления равновесия плазмы в токамаке.

Для восстановления равновесия плазмы использовался итерационный алгоритм FCDI-IT [2]. На каждой итерации плотность тока плазмы J аппроксимировалась полиномами от распределения магнитного поперечного потока предыдущей итерации. Коэффициенты полиномов c и протекающие в камере токи I_{VV} находились минимизацией квадратичного функционала ошибок:

$$\chi^2 = \|W_{XY} (X - Y(c, I_{VV}))\|^2 + \|W_{VV} (I_{VV} - \tilde{I}_{VV})\|^2 \rightarrow \min_{c, I_{VV}}.$$

Здесь X – вектор показаний диагностики токамака, включающий измерения магнитных потоков, магнитного поля, токов плазмы и камеры токамака, Y – вектор восстановленных значений потоков полей и токов, W_{XY} и W_{VV} – диагональные матрицы весовых коэффициентов, \tilde{I}_{VV} – оценка наведенных в камере токов, рассчитанная из измеренных токов катушек I_{PF} и плазмы I_P согласно уравнению:

$$L_{VV} \frac{d}{dt} \tilde{I}_{VV} + M_{VVPF} \frac{d}{dt} I_{PF} + M_{VVP} \frac{d}{dt} I_P + R_{VV} \tilde{I}_{VV} = 0,$$

где L_{VV} , M_{VVPF} , M_{VVP} – матрицы собственных и взаимных индуктивностей элементов камеры, R_{VV} – диагональная матрица сопротивлений элементов камеры. Используемое в этом уравнении значение взаимной индуктивности между камерой и плазмой M_{VVP} рассчитано для модельного равновесия плазмы с фиксированным положением плазмы и является приближенной оценкой, поскольку положение плазмы и зависящие от него индуктивности могут меняться в ходе разряда.

Результатом работы алгоритма FCDI-IT является распределение J плотности тока плазмы. Найденное распределение позволяет найти неизвестные коэффициенты в уравнениях модели (1). Эти коэффициенты нелинейно зависят от J , и для удобства использования модель (1) была линеаризована для малых отклонений от рассматриваемого равновесия плазмы. Под малыми отклонениями от равновесия подразумеваются отклонения токов в системе δI , отклонения подаваемых напряжений δU и вариации плотности тока плазмы, получаемые при сдвиге плазмы на величину $\delta \vec{r}_p = [\delta r_p, \delta z_p]^T$.

Линеаризованные уравнения модели имеют вид

$$\frac{\partial \Psi}{\partial I} \frac{d}{dt} \delta I + \frac{\partial \Psi}{\partial \vec{r}_p} \frac{d}{dt} \delta \vec{r}_p + R \delta I = \delta U, \quad \frac{\partial \vec{F}}{\partial I} \delta I + \frac{\partial \vec{F}}{\partial \vec{r}_p} \delta \vec{r}_p = 0.$$

Линейными преобразованиями модель приведена к стандартному виду модели в пространстве состояний, используемому в теории управления

$$\frac{dx}{dt} = Ax + Bu, \quad y = Cx, \quad x = \delta I, \quad u = \delta U, \quad y = [\delta \vec{r}_p^T, \delta I_P, \delta I_{PF}^T]^T. \quad (2)$$

Полученная модель позволяет проследить как меняются выходы модели y (смещение плазмы, отклонения токов плазмы и катушек токамака), в зависимости от входов модели u (отклонения напряжений на катушках токамака). Динамика модели (2) определяется решением однородной части модели $dx/dt = Ax$. Это решение имеет вид линейной комбинации экспонент, коэффициентами в показателях которых являются собственные значения матрицы A . Полученные для токамака КТМ модели имеют одно по-

ложительное собственное значение γ матрицы A , отражающее неустойчивость вертикального положения плазмы в токамаке, и оказывающее определяющее влияние на динамику плазмы.

Анализ модели (2) позволяет оценить в каких пределах система управления может смещать плазму без потери устойчивости [3]. Для их нахождения проведем линейное преобразование пространства состояний x модели (2) к базису собственных векторов матрицы A . В этом базисе динамика неустойчивого состояния \hat{x}_n описывается уравнением

$$\frac{d\hat{x}_n}{dt} = \gamma \hat{x}_n + \hat{b}_n \delta U, \quad \delta z_p = \hat{C} \hat{x}, \quad \hat{C} = [\hat{C}_{n-1} \quad \hat{C}_n], \quad \hat{x} = [\hat{x}_1 \quad \dots \quad \hat{x}_n]^T,$$

из которого следует, что плазма может быть управляемой при положениях $|\delta z_p| < |\hat{C}_n \hat{b}_n \delta U_{\max} / \gamma|$. Для токамака КТМ рассчитанная по данным плазменного разряда №5126 область управляемости составила $|\delta z_p| < 42$ см. По соответствию рассчитанного интервала наблюдающемуся в эксперименте можно оценить эффективность используемой на токамаке системы управления.

Литература

1. Wesson. J. Tokamaks. Clarendon Press, Oxford, 1997.
2. Корнев П. С., Коньков А. Е., Митришкин Ю. В., Балаченков И. М., Киселев Е. О., Минаев В. Б., Сахаров Н. В., Петров Ю. В. Усовершенствованный алгоритм FCDI для восстановления равновесия плазмы в токамаке // Письма в журнал технической физики. 2023. Т. 49, вып. 7. С. 36-39.
3. Митришкин Ю. В., Коньков А. Е., Корнев П. С. Сравнительное исследование систем управления реального времени вертикальным положением плазмы в токамаке с разными источниками питания обмотки горизонтального управляющего поля // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Термоядерный синтез. 2022. Т. 45, вып. 3. С. 34-49.

УСРЕДНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ МЕТАМАТЕРИАЛОВ В ТРЕХМЕРНЫХ СТРУКТУРАХ

Проф. Боголюбов А.Н., асп. Никитченко А.Д.

В последнее время метаматериалы вызывают большой интерес [1]-[8]. Этот интерес вызван тем, что метаматериалы могут обладать необычными оптическими характеристиками. Метаматериалы обладают структурой, размер которой гораздо меньше длины волны излучения. Из-за этого прямое численное моделирование таких структур, становится крайне затруднительным. Наиболее простым и очевидным решением этой проблемы является использование различных теорий усреднения. Конечной целью

этих теорий является замена сложной структуры, состоящей из нескольких частей, на сплошную среду, которая, в определенном смысле, заменяет сложную структуру, тем самым упрощая моделирование метаматериальных сред и расчеты систем и устройств на их основе.

Известны классические приемы усреднения, например, формула Клаузиуса — Моссотти, формула Брюггемана, модель Максвелла Гарнетта и т.д.. Также известны другие методы вычисления эффективных параметров, например, извлечение S-параметров и метод полевых усреднений.

В статье Mário G. Silveirinha [9] предлагается метод, основанный на возбуждении полей с помощью электрических токов и вычислении специальной диэлектрической функции, из которой при определенных условиях можно получить классические эффективные диэлектрическую проницаемость и магнитную восприимчивость.

В данной работе была проверена и подтверждена формулой Левина эффективность и применимость метода расчета параметров метаматериалов, предложенного в работе [9], для трехмерных структур, в частности для сферических вставок.

Литература

1. Solyman L., Shamonina E.. Waves in metamaterials. N.Y.: Oxford University Press, 2000.
2. И.Б. Вендик, О.Г. Вендик. Метаматериалы и их применение в технике сверхвысоких частот (Обзор) // Журнал технической физики, 2013, том 83, вып. 1, с. 3-28.
3. В.Слюсар. Метаматериалы в антенной технике: основные принципы и результаты // Первая миля, 2010, №3-4, с. 44–60.
4. В.Слюсар. Метаматериалы в антенной технике: история и основные принципы // ЭЛЕКТРОНИКА: Наука, Технология, Бизнес, 2009, № 7, с. 70-79.
5. Селезнев А.Д., Пачурин Г.В., Галка А.Г. Разработка электрически малых антенн с применением метаматериалов // Международный журнал прикладных и фундаментальных исследований. 2017, № 9, с. 39-44.
6. Ю.В. Кольцов. Новейшие эффекты применения метаматериалов // Успехи современной радиоэлектроники. 2021, том 75, № 7, с. 5–26.
7. Михайлов, Д. С. , А. Н. Лившичев. Принципы работы и применяемость DNG-метаматериалов // Молодой ученый. 2014, № 6 (65), с. 192-197.
8. Боголюбов А.Н., Домбровская Ж.О., Никитченко А.Д. Динамика блоховских поверхностных волн в фотонных кристаллах // Физические основы приборостроения, 2022, том 11, № 2, с. 80-90.
9. Mário G. Silveirinha. Metamaterial homogenization approach with application to the characterization of microstructured composites with negative parameters //PHYSICAL REVIEW B 75, 115104 , 2007, 115104-1-15.
10. L. Lewin, The electrical constants of a material loaded with spherical particles ,Proc. IEE 94, 1947, p. 65–68.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗЕРКАЛЬНОГО КОЛЛИМАТОРА СО СКРУГЛЁННЫМИ ПОГЛОЩАЮЩИМИ КРАЯМИ

Вед. программист *Хлебников Ф.Б.*, проф. *Боголюбов А.Н.*, доц. *Шапкина Н.Е.* (Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН), науч. сотр. *Коняев Д.А.* (Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН).

Компактный полигон — это измерительный стенд, решающий важную проблему практической электродинамики: формирование плоской электромагнитной волны в определённой области пространства, называемой рабочей зоной. Важнейшим элементом такого измерительного комплекса является установленный внутри безэховой камеры, покрытой изнутри радиопоглощающим материалом, коллиматор, преобразующий излучение от точечного источника в плоскую волну. Поле зеркального коллиматора подвержено влиянию дифракционных эффектов, которые возникают на кромке зеркала и, искажая поле в рабочей зоне, вносят серьёзную погрешность в измерения на компактном полигоне [1].

Одним из широко распространённых способов борьбы с дифракцией на краях коллиматора является использование отогнутых в зону тени кромок [2]. У такого решения есть свои плюсы и минусы: снижая влияние краевых эффектов, оно одновременно усиливает интенсивность боковых лучей, которые изначально могли быть направлены в направлении от рабочей зоны, но отразились от стенок безэховой камеры. При измерениях такие лучи обычно ведут себя как мнимые источники излучения, и могут внести серьёзный вклад в неоднородность поля в рабочей зоне, особенно в том случае, когда зеркало имеет большие размеры и установить его в отдалении от стенок безэховой камеры не получается.

С целью улучшения характеристик коллиматоров со скруглёнными краями, был разработан вычислительный программный комплекс, предназначенный для решения целого ряда прямых и обратных задач дифракции, связанных с зеркальными коллиматорами с идеально проводящей или импедансной поверхностью [3]. В настоящей работе было показано, что регулировать интенсивность боковых лучей можно при помощи покрытия скруглённых краёв коллиматора материалом, электродинамические свойства которого отличаются от свойств металла, из которого состоит зеркало.

Покрытие краёв зеркала поглощающим материалом может резко снизить интенсивность боковых лучей, но в то же время оно уменьшает и эффективность самих скруглённых кромок, повышая неоднородность поля в рабочей зоне. Чтобы найти компромиссное значение импеданса материала, была поставлена соответствующая задача синтеза, которая была успешно решена при помощи метода Нелдера-Мида [4]. Найденное при помощи программного комплекса решение позволяет снизить интенсивность

боковых лучей, отражённых от коллиматора, при этом неоднородность отражённого поля в рабочей зоне не превышает 1 дБ.

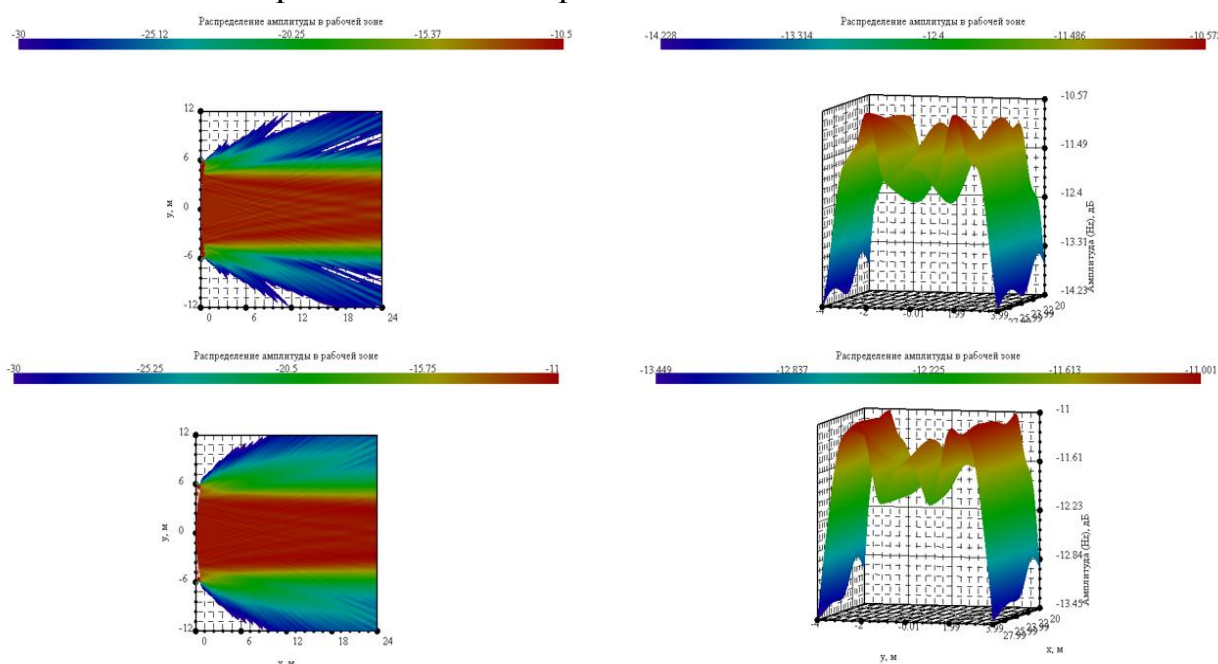


Рисунок 1. Амплитуда поля, отражённого от коллиматора с краями, покрытыми материалами с различными значениями импеданса.

Литература

1. Балабуха Н.П., Зубов А.С., Солосин В.С. // Компактные полигоны для измерения характеристик рассеяния объектов. М.: Наука, 2007.
2. Gupta I. J., Ericksen K. P., Burnside W. D. A method to design blended rolled edges for compact range reflectors //Antennas and Propagation, IEEE Transactions on. – 1990. – Т. 38. – №. 6. – С. 853-861.
3. Оптимизация формы зеркального коллиматора со скругленными краями / А. Н. Боголюбов, Н. А. Боголюбов, Д. А. Коняев и др. // Физические основы приборостроения. — 2019. — Т. 8, № 3. — С. 19–27.
4. Nelder J. A., Mead R. A simplex method for function minimization //The computer journal. 1965. Т. 7. №. 4. С. 308-313.

МАТЕМАТИЧЕСКИЙ МИКРОСКОП В ГРАВИТАЦИОННОМ ЛИНЗИРОВАНИИ

Ст. препод. *Терентьев Е.Н.*, проф. *Шугаев Ф.В.*,
lead developer *Shilin-Terentyev N.E.* (EPAM system, Moscow)

В известной схеме “Космический четырехлистный клевер” Гравитационного Линзирования (ГЛ) для наблюдения рентгеновским телескопом Чандра квазара на расстоянии 11 млрд. св. лет мы использовали Математический Микроскоп (ММ) [1,2].

Гравитационное Линзирование космический четырехлистный клевер

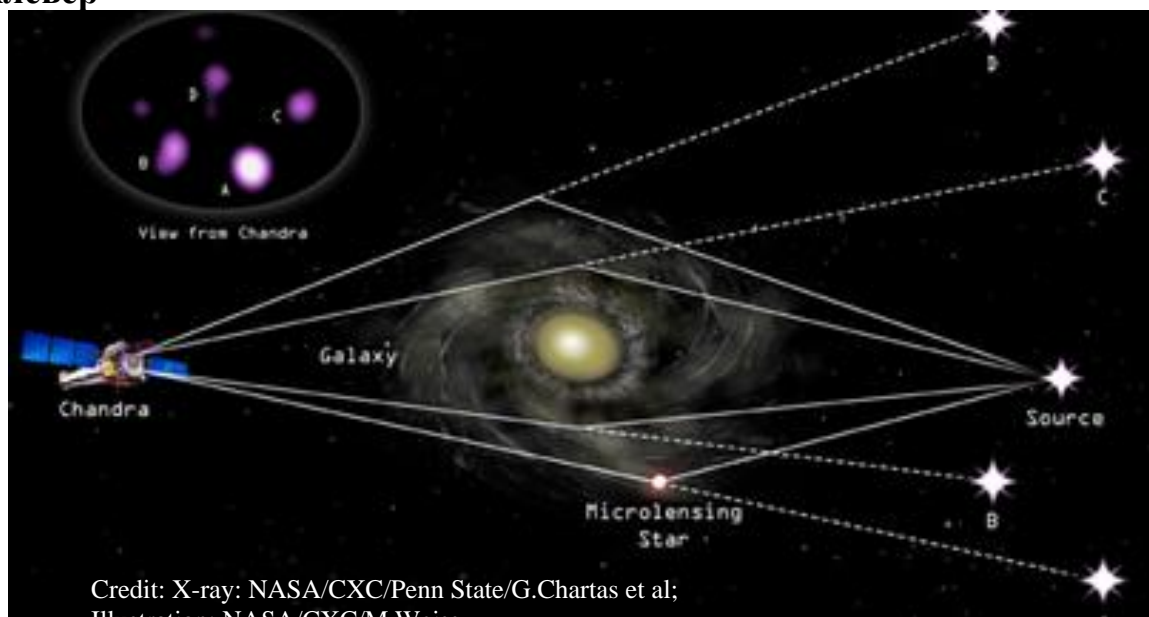


Рис. 1. Схема ГЛ “Космический четырехлистный клевер” [1]

Математический Микроскоп

Основная Задача ММ (ОЗММ): Дано: rgb цветное дискретное изображение $Y|A=[Y_r, Y_g, Y_b]$ и множество дискретных обратимых Диаграмм Направленностей (ДН) или АФ $\{O\}$. Требуется найти решение множества систем линейных алгебраических уравнений типа свертки $Y|A=\{O\} X$. Заметим, что мы не знаем ДН или АФ $A=[A_r, A_g, A_b]$, а параметрическое множество дискретных обратимых АФ $\{O\}$ есть наше представление о том, как устроена неизвестная дискретная АФ A в данных дискретных измерений $Y|A$.

Решение $Y|A=\{O\} X$ удастся найти в следующем Физическом Фундаментальном Предположении (ФФП): в изображении $X=[X_r, X_g, X_b]$ есть отдельные изолированные объекты-точки (звезды) или цветные ДК символы. Понятно, что если Дельта-Кroneкерский символ ДК один в X , то $Y|A=A \text{ ДК}=A$, то $Y|A$ есть изображение АФ A .

Решением ОЗММ является пара: обратимая АФ $O=[O_r, O_g, O_b] \sim A$ и сверх разрешённое изображение $X=R Y$, $R=O^{-1}$, если в результирующем сверх разрешённом изображении X детектируем отдельные (пиксели) объекты-точки, ДК символы. В этом случае ФФП становится фактом и это говорит о том, что обратную задачу мы решили корректно.

Подробные принципы настройки ММ по обусловленности $DI=1/\min|MTF(A)|$, постановку задачи по выбору АФ A из $\{O\}$ по минимуму реакции на шум $\min\|R\| \sim DI$ и величине достигаемого сверх разрешения SR можно найти в наших работах [2].

Применение ММ в Гравитационном Линзировании

Выходные данные (изображение квазара на расстоянии 11 млрд. св. лет) с телескопа Чандра мы использовали как входные для Математического Микроскопа (ММ).

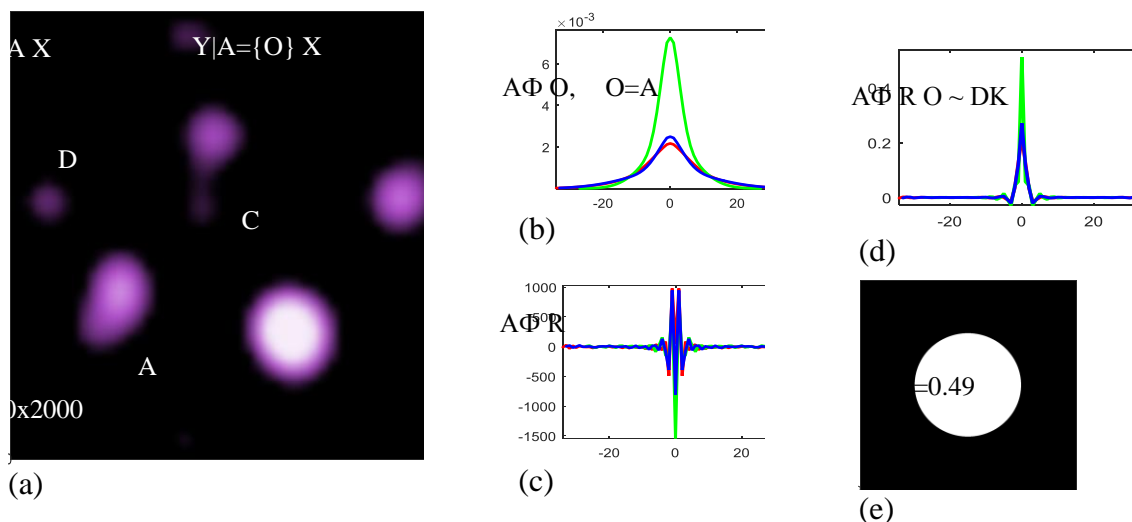


Рис. 2. (a) -Y – изображение с телескопа Чандра, (b-d) - сечения основных АФ ММ, (e) – маска обнуления ВЧ шумов с параметром $rF=0.49$.

Физические принципы настройки ММ

Всем нам хорошо известен “эффект уходящих лучей” от ярких фонарей на темном фоне. Этот эффект зрительной системы присутствует и в ММ, если разбалансировано усиление яркостей в сверхразрешённом изображении X, с подавлением ВЧ шума – параметр rF , величиной обусловленности $DI=1/\min|MTF(A)| \sim ||R||$, ($A\Phi O=A$), которая определяет величину сверх разрешения SR [2].

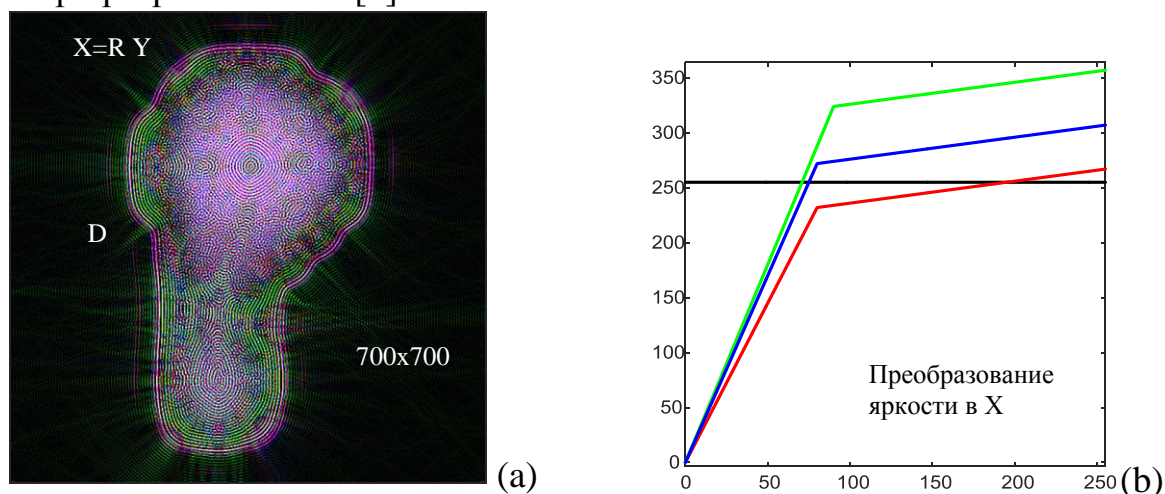


Рис. 3. (a) -изображение X с фрагментом D квазара с “эффектом уходящих лучей”, (b) – усиление яркостей в X примерно в 3 раза для SR изображения X в Рис. 4.

Эффект уходящих лучей в Рис. 3(а) имеет место, если реализовывать в 2 раза большее усиление, чем на графике – Преобразование яркостей на Рис. 3(б). Мы полагаем, аналог ММ есть в нашей зрительной системе.

Структуры наблюдаемого квазара

Квазары - загадочные объекты в нашей вселенной, X выход с ГЛ+ММ, см ниже.

Мы считаем удачным применение ММ в комплексе ГЛ+ММ. Технологии ММ очень сложны на этапах определения (тринадцати параметров [2]) формы АФ О в “О=А”, с ФФП и обычным локальным обращением $R=A^{-1}$. В современных методах решения обратных задач все просто: АФ А считается известной и ищутся гладкие решения без ДК.

Выводы: конечно, требуется проверка, подтверждение полученных наших итогов другими исследователями, чтобы их превратить в научные результаты.

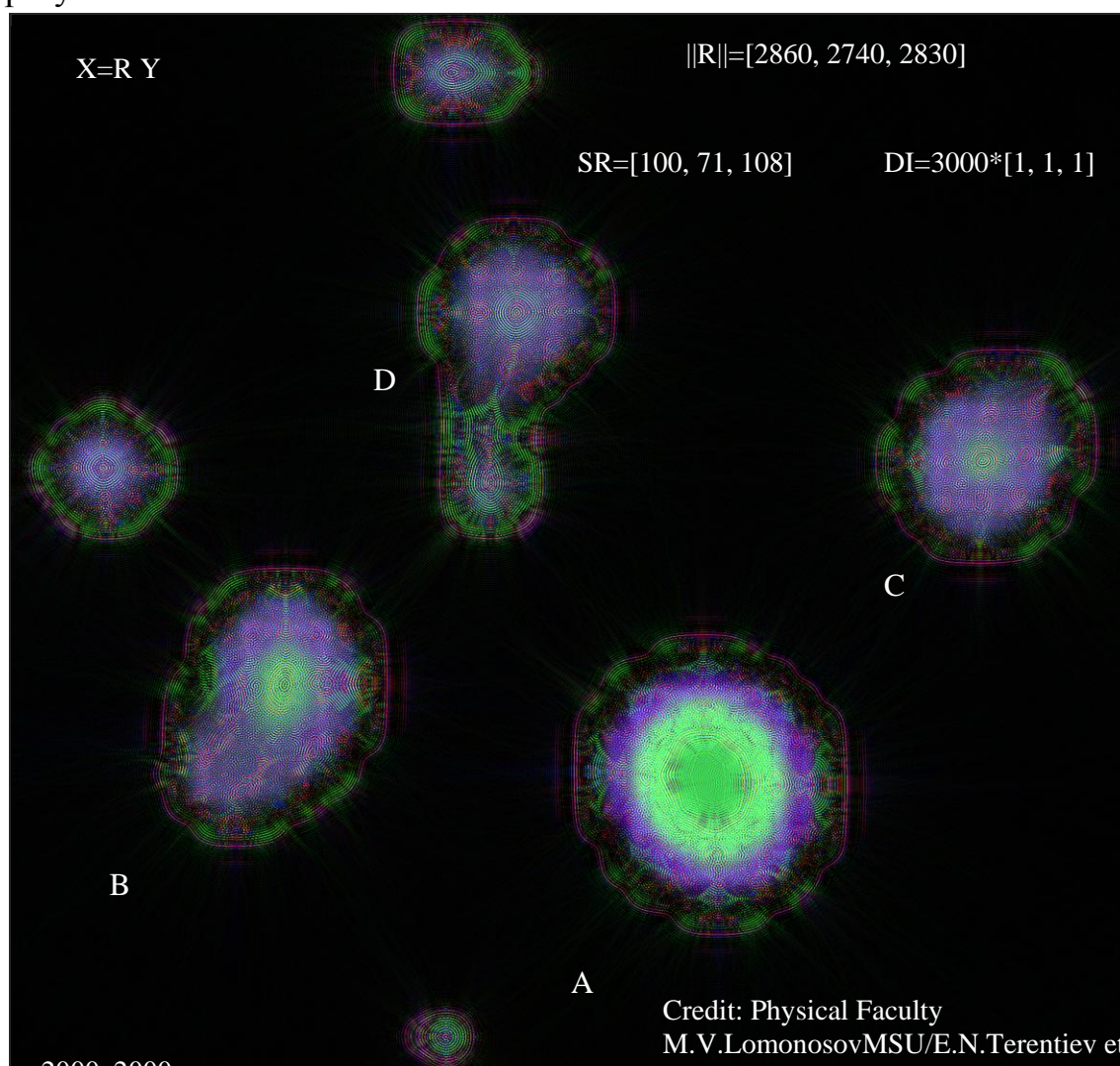


Рис. 4. X – изображение с выхода ГЛ+ММ, с параметрами результата: обусловленность DI, величины сверх разрешения SR и реакции на шум $\|R\|$ [2].

Литература

1. <https://chandra.si.edu/photo/2010/sdss/>
2. Терентьев Е.Н. <https://orcid.org/0000-0003-1024-2575>

МАТЕМАТИЧЕСКИЙ МИКРОСКОП: ВЗАИМНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СТАЛКИВАЮЩИХСЯ ЗВЕЗД И СТРУКТУРА НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ

Ст. препод. *Терентьев Е.Н.*, проф. *Шугаев Ф.В.*,
lead developer *Shilin-Terentyev N.E.* (EPAM system, Moscow)

Математический Микроскоп (ММ) выявил тонкие детали взаимного поглощения сталкивающихся звезд, механизмы столкновения звездных ветров, вызывающих диффузионные рентгеновские излучения, наблюдаемым между звездами Квинтуплета в центре нашей галактики. ММ еще позволил выявить структуру изолированной нейтронной звезды.

Математический Микроскоп

Метод ММ является стандартом AIP.org (АмерИнсФиз). Принципы настройки ММ по обусловленности DI, постановку задачи по выбору АФ А из {O} по минимуму реакции на шум $\min\|R\|$ и величине достигаемого сверх разрешения SR можно найти в работах [3].

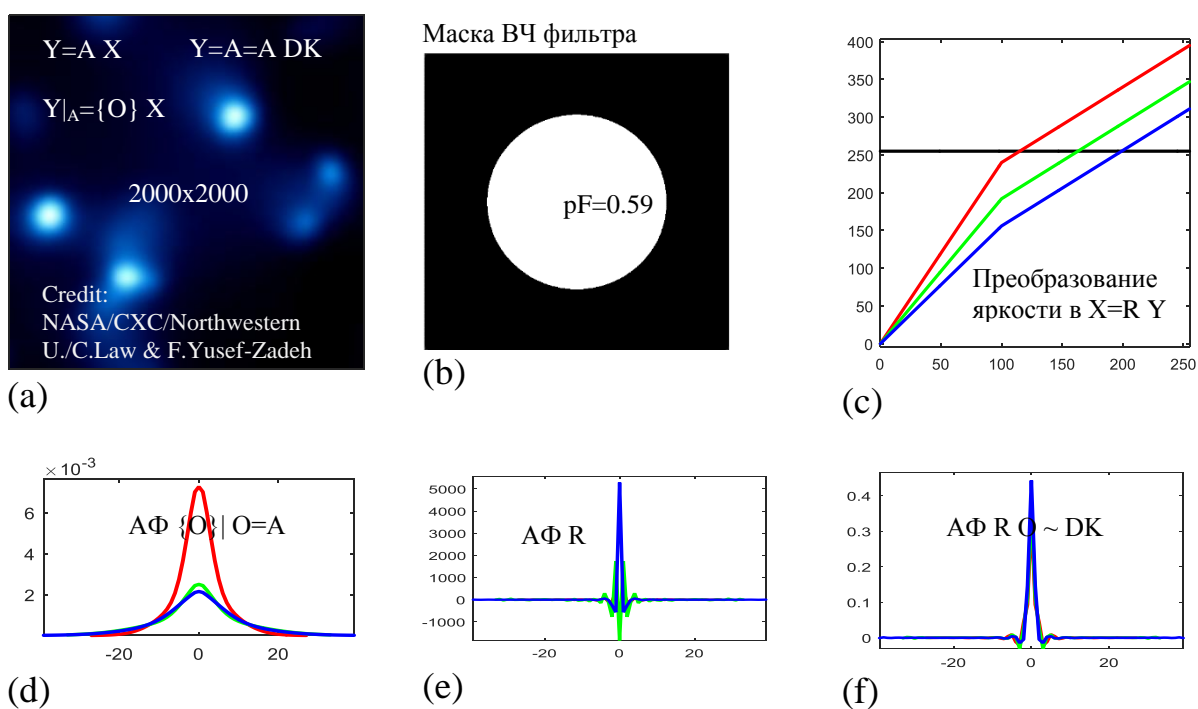


Рис. 1. (a) -Y – изображение Квинтуплета на входе ММ [1], (b) - обнуление ВЧ шума, (c) – преобразование яркостей в X, (d-f) – сечения АФ ММ [3].

Взаимное поглощение молодых звезд

Первое обнаружение рентгеновских лучей от звезд в скоплении Квинтуплет. Более массивные звезды, быстрее теряют газ со своей поверхности в результате высокоскоростного звездного ветра. Яркие точечные концентрации газа вызваны столкновениями высокоскоростных ветров в массивных звездах, имеющих близко вращающихся партнеров. Эта физическая интерпретация подтверждается детализированным изображением X ниже на Рис. 2(a).

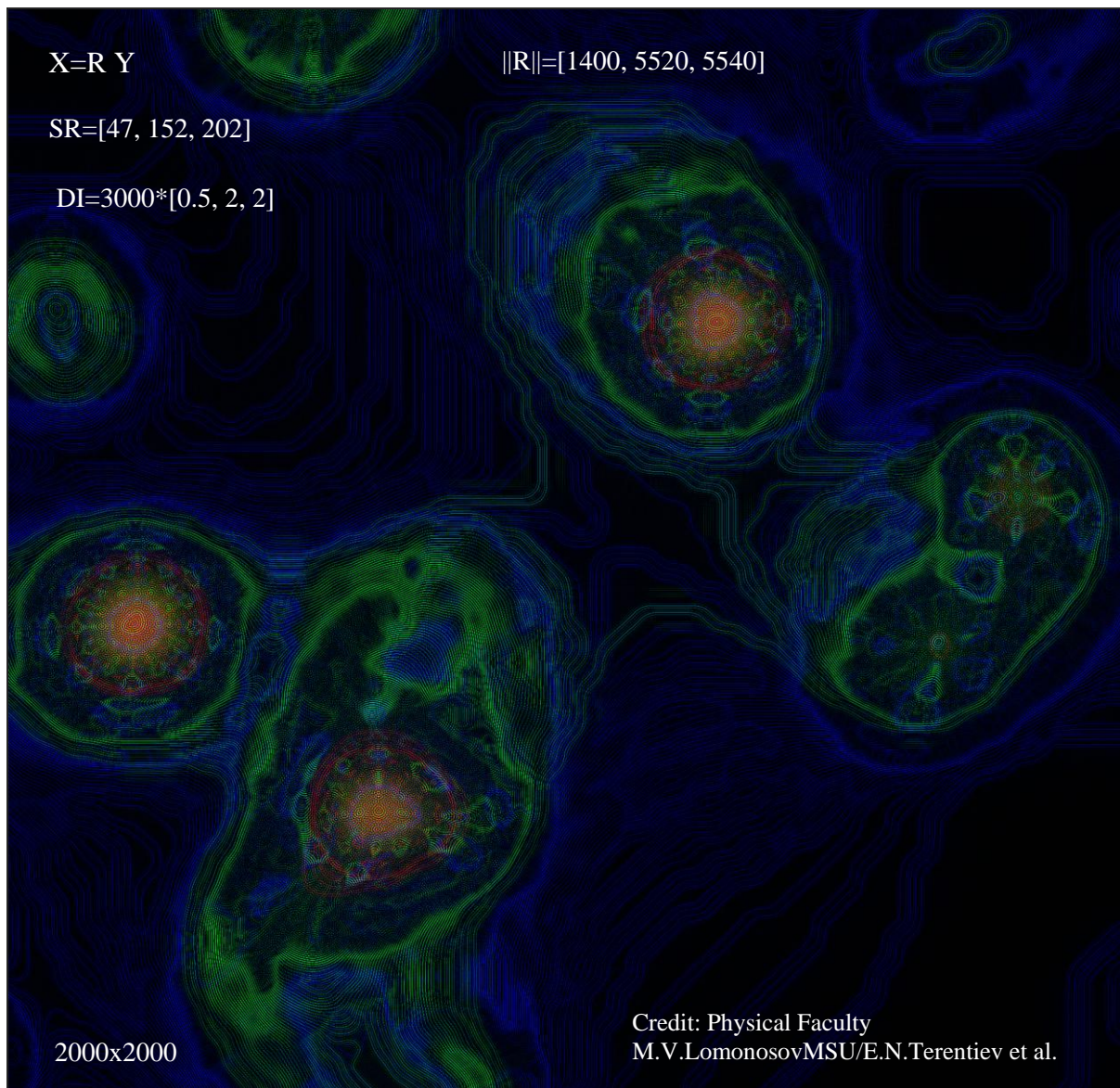


Рис. 2. (a) -X=R Y – изображение на выходе ММ.

Столкновением звездных ветров также объясняется диффузное рентгеновское излучение, наблюдаемое между звездами Квинтуплета.

Структура нейтронной звезды

В НЗ реализуется широкий спектр суперэкстремальных состояний вещества [3].

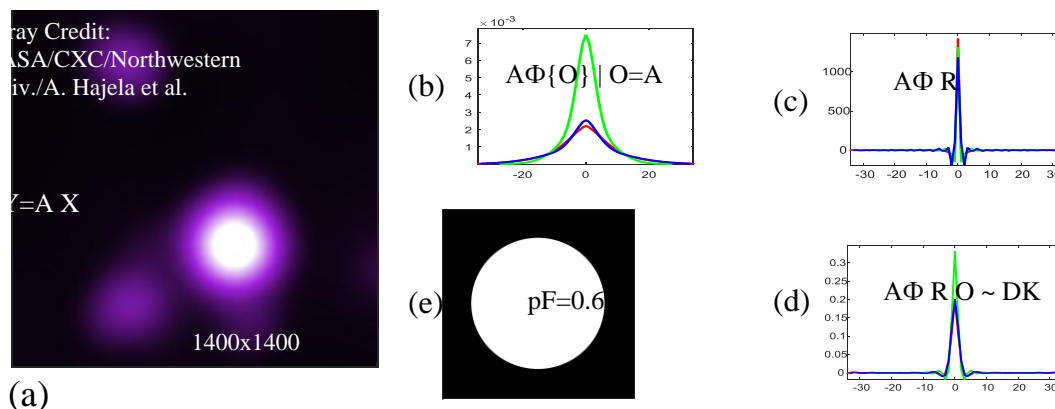
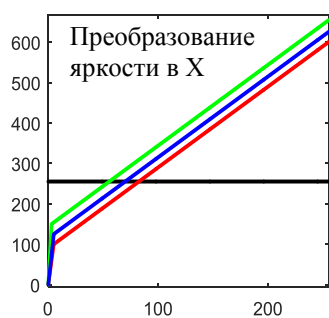


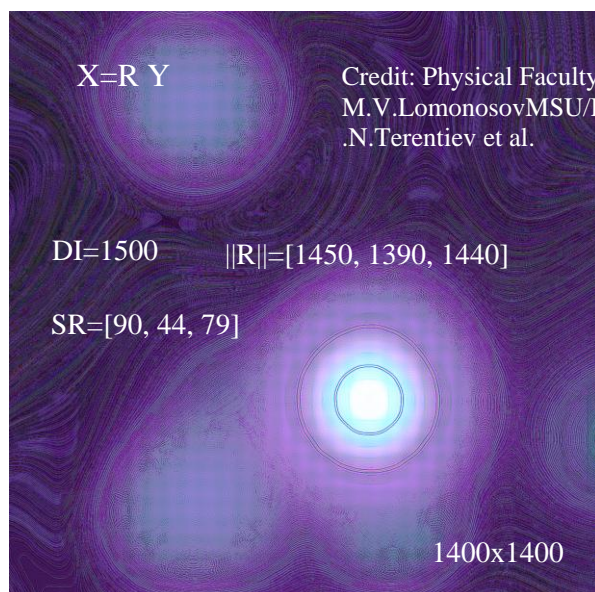
Рис. 3. (a) -Y=A X – изображение НЗ на входе ММ [2], АФ ММ, (e) - обнуление ВЧ шума

Ниже представлены два изображения изолированной НЗ с выхода ММ.

Усиливаем rgb слабые яркости темного фона X в [20,50,25] раз до средне байтового диапазона яркостей (0-255)



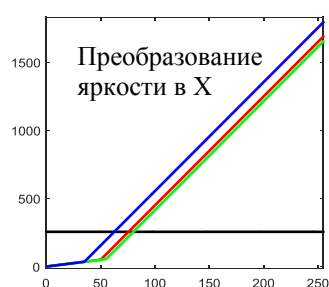
(a)



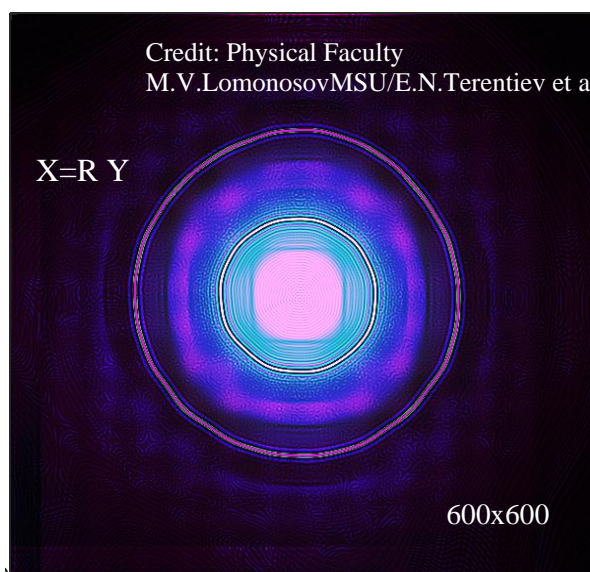
(b)

Рис. 4. (a) – преобразование яркостей, (b) -X=R Y – изображение НЗ на выходе ММ.

Яркие градации сводим к более различным градациям в средне байтовом диапазоне яркостей (0-255).



(a)



(b)

Рис. 5. (a) – преобразование яркостей, (b) -X=R Y – изображение НЗ на выходе ММ.

Структура НЗ, возможно, описывается уравнением Шредингера.

Выводы: требуется подтверждение полученных наших итогов другими исследователями, чтобы их превратить в научные результаты.

Литература

1. <https://chandra.harvard.edu/photo/2004/quint/>
2. <https://chandra.harvard.edu/photo/2022/gw170817/>
3. Экстремальные состояния вещества / Фортов В. Е. - Москва : ФИЗМАТЛИТ, 2009. - 304 с. - ISBN 978-5-9221-1104-1.
1. 3.Терентьев Е.Н. <https://orcid.org/0000-0003-1024-2575>

ГРАВИТАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЧЕРНЫХ ДЫР И НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

Ст. препод. *Терентьев Е.Н.*, проф. *Шугаев Ф.В.*,
lead developer *Shilin-Terentyev N.E.* (EPAM system, Moscow)

Гравитационные Детекторы LIGO/Virgo зафиксировали Гравитационные Волны от систем Черных Дыр (ЧД) и Нейтронных Звезд (НЗ) [1]. В работе демонстрируются итоги анализа данных ЧД и НЗ с рентгеновского телескопа Чандра на нашем Математическом Микроскопе (ММ). Наблюдаемые особенности-артефакты в сверх - разрешенных изображениях на выходе ММ мы связываем с Гравитационными Волнами (ГВ), которые бы-

ли одновременно зафиксированы и на Гравитационных Детекторах (ГД) на Земле.

Математический Микроскоп

Задача ММ: Дано: дискретное изображение $Y|A$ и множество дискретных обратимых АФ $\{O\}$. Требуется найти решение множества систем линейных алгебраических уравнений $Y|A=\{O\} X$. Заметим, что мы не знаем АФ A , а параметрическое множество дискретных обратимых АФ $\{O\}$ есть наше представление о том, как устроена неизвестная дискретная АФ A в данных дискретных измерений $Y|A$.

Решение $Y|A=\{O\} X$ удается найти в следующем Физическом Фундаментальном Предположении (ФФП): в X есть отдельные изолированные объекты-точки (звезды) или ДК символы. Понятно, что если ДК один в X , то $Y|A=A$ ДК= A .

Решением задачи ММ является пара: обратимая АФ $O \sim A$ и сверх разрешённое изображение $X=R Y$, $R=O^{-1}$, если в результирующем сверх разрешённом изображении X детектируем отдельные объекты-точки согласно ФФП.

Описание принципов настройки ММ по обусловленности $DI=1/\min|MTF(A)|$, постановку задачи по выбору АФ A из сели $\{O\}$ по минимуму реакции на шум $\min\|R\| \sim DI$ и величине достигаемого сверх разрешения SR можно найти в наших работах [5].

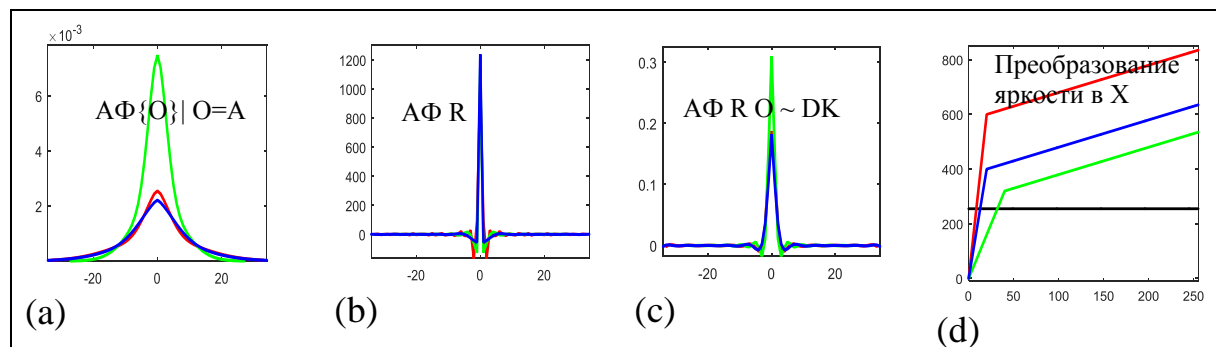


Рис. 1. (a-c) сечения АФ ММ, (d) – усиление слабых яркостей в X .

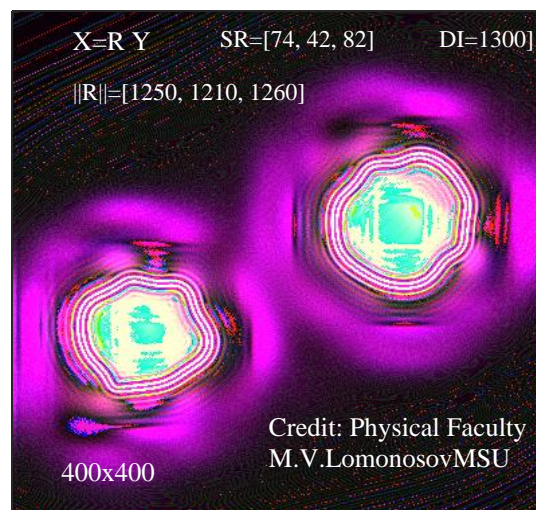
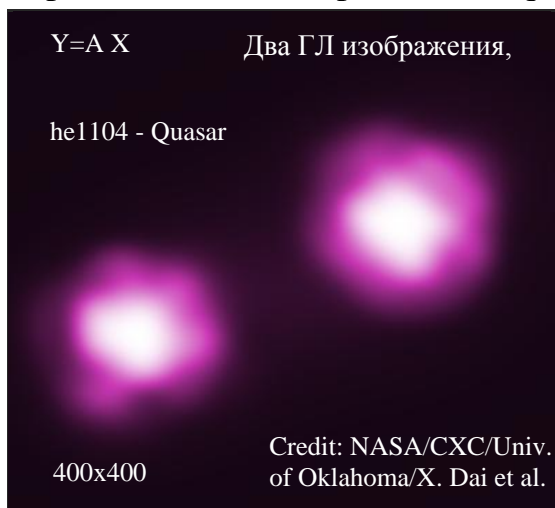
Квazar: ЧД поглощает вещество из окружающего аккреционного диска

Ниже на Рис. 2(a) представлено два изображения квазара he1104, полученного после ГЛ с помощью Чандры. Заметим, что два ГЛ изображения квазара he1104 [2] были дополнительно улучшены методом микролинзирования, в котором учтена информация о скорости вращения аккреционного диска и самой ЧД, представленного в работе [4]. Это улучшение

позволило нам с помощью ММ (+ еще учет АФ А Чандры, см. Рис. 1(a)) выявить особенности- артефакты ГВ в квазарах.

Гравитационные Волны у вращающегося квазара

<https://chandra.si.edu/photo/2019/quasars/>



(a)

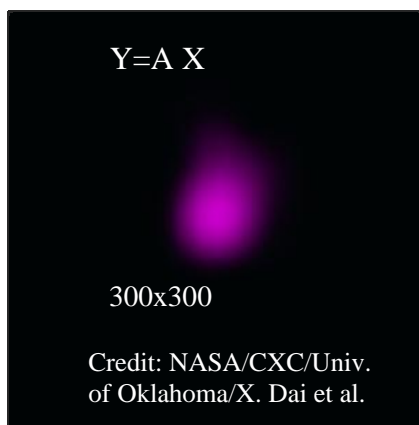
(b)

Рис. 2. (a) -Y – изображение с телескопа Чандра + микро-линзирование, (b) – X – SR изображение с выхода ММ.

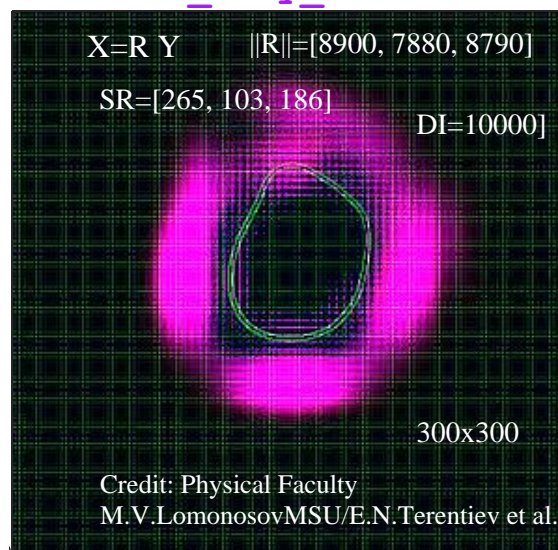
В SR изображения X вне окрестности НЗ видны розовые ГВ и на периферии рябь ГВ.

Гравитационные Волны у двух вращающихся нейтронных звезд до взрыва

<https://chandra.harvard.edu/photo/2022/gw170817/>



'2nstars_xray_8-19-2017'



(a)

(b)

Рис. 3. (a) -Y – изображение с телескопа Чандра, (b) – X – изображение с выхода ММ

В SR изображения X видны розовые ГВ и Горизонт Событий (замкнутая линия из пары светлых полос) двух НЗ. Исходные данные с Чандра тут не высокого качества. В момент съема информации сенсор, видимо, плохо охлаждался, видна сетка сенсора.

Гравитационные Волны при взрыве двух Нейтронных Звезд с образованием ЧД

При взрыве НЗ: внутри розовых ГВ видны замкнутые парные линии Горизонта Событий двух НЗ и обозначился Горизонт Событий образовавшейся ЧД, см. Рис. 5(b).

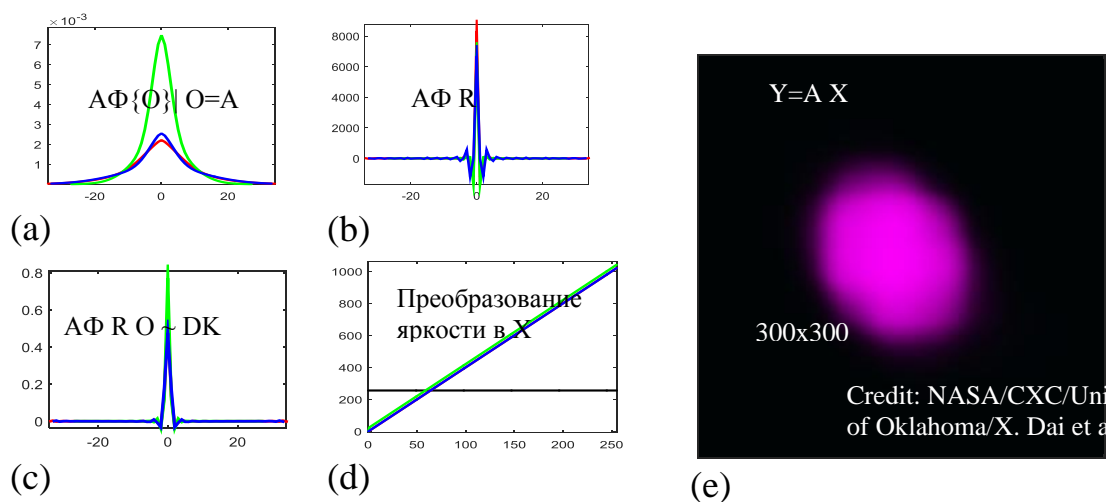


Рис. 4. (a-c) сечения более точной АФ ММ, (d) – усиление слабых яркостей в X,

(e) -Y – исходное изображение с телескопа Чандра – в двухбайтовом tif.

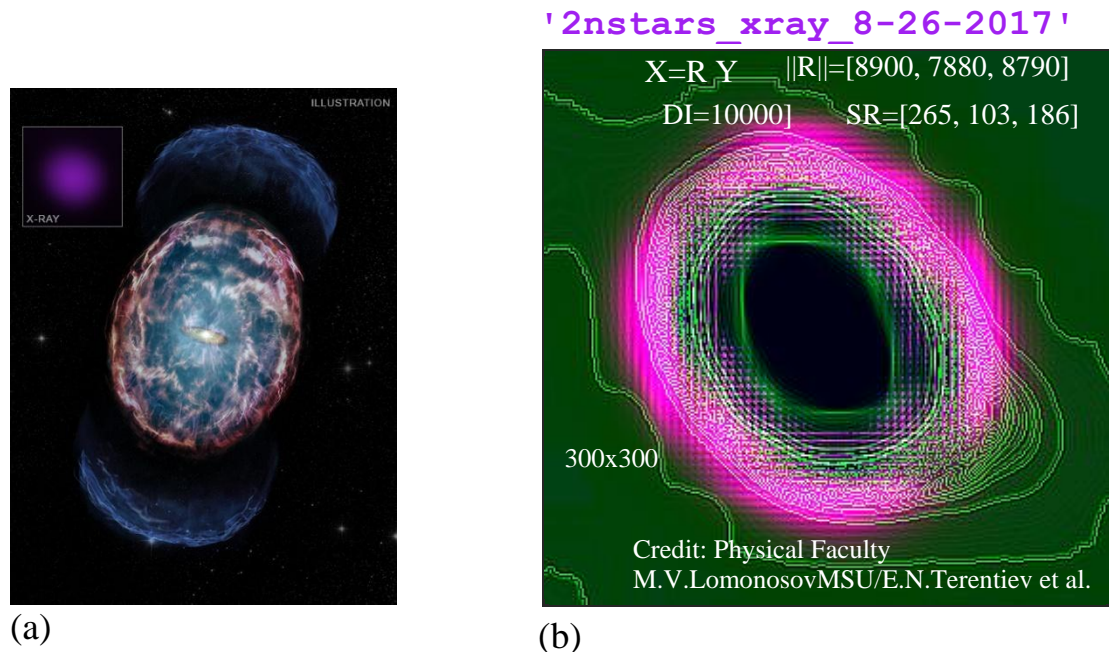


Рис. 5. (a) – взрыв двух НЗ вовне в представлении фантастов, (b) –X SR изображение с выхода ММ: взрыв во внутренность или в тень ЧД.

Выводы: требуется проверка, подтверждение полученных итогов другими исследователями, чтобы их превратить в научные результаты.

Благодарности: авторам работы [4] Xinyu Dai, Shaun Steele, Eduardo Guerras, Christopher Morgan и Bin Chen за метод микро-линзирования.

Литература

2. В.Р. Abbott, ... V.B. Braginsky, I.A. Bilenko, V.P. Mitrofanov, S.P. Vyatchanin et al. Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Merger. Physical Review Letters, 116, 061102 (2016), DOI: [10.1103/PhysRevLett.116.061102](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.061102)
3. <https://chandra.si.edu/photo/2019/quasars/>, quasars_he1104
4. <https://chandra.harvard.edu/photo/2022/gw170817/>
5. Dai, X. et al. 2019, AJ, 879, 35, [arXiv:1901.06007](https://arxiv.org/abs/1901.06007)
6. Терентьев Е.Н. <https://orcid.org/0000-0003-1024-2575>

ТОЧНОСТИ И СТАНДАРТЫ ОЦЕНИВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ОБЪЕКТОВ В ИЗОБРАЖЕНИЯХ С ИЗМЕРИТЕЛЬНО-ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ

Ст. препод. *Терентьев Е.Н.*, студ. *Махнюк М.В.*, студ. *Балабан Е.Д.*, студ. *Романов Д.Р.*, студ. *Шацков И.А.*

Стандарты по высокоточному оцениванию параметров объектов нужны дистанционных исследованиях при анализе космических изображений и в литографическом оборудовании для производства памяти и процессоров. Для этого в Мат. Обеспечении Измерительно Вычислительных Систем (МО ИВС) предлагаем использовать методы Градиентной Морфологии (ГМ) и методы Математического Микроскопа (ММ).

Введение

Для специализированных ИВС в литографическом оборудовании для производства процессоров и памяти должны быть стандарты по, например, точности оценивания параметров объектов в изображениях. Пока мы можем утверждать, что методами Градиентной Морфологии (ГМ) такие параметры как положение и размеры, например, Интегрального Транзистора мы можем оценить в 5-10 раз более точно, чем методами обычной морфологии. В настоящее время в конструировании оптических ИВС современных литографов имеет место простая тенденция: “Чем меньше длины волны излучения, тем более мелкие объекты мы видим, измеряем”. В подходах этой тенденции не учитывается тот факт, что излучение имеет волновую природу и надо математически компенсировать (термины:) Диаграмму Направленности (ДН), Функцию Рассеяния Точки (ФРТ) или Аппаратную

Функцию (АФ) ИВС. Замети, что литографы с Рентгеновским ИВС уже существуют за рубежом. В России работы по рентгеновскому литографу продолжаются в Нижнем Новгороде. Рентгеновские ИВС очень дорогие и сейчас тенденция направлена даже на использование синхротронного излучения в литографии. На физическом факультете МГУ создан метод по компенсации АФ искажений ИВС, который мы назвали Математический Микроскоп (ММ). Метод ММ апробирован на данных в Астрономии и на данных с Электронных и Атомно-Силовых микроскопов. Величины получаемых сверх разрешений SR в зависимости от точности исходных данных для ММ находятся в пределах от 30-50 до 200-2000.

Базисы Фурье, КМТО

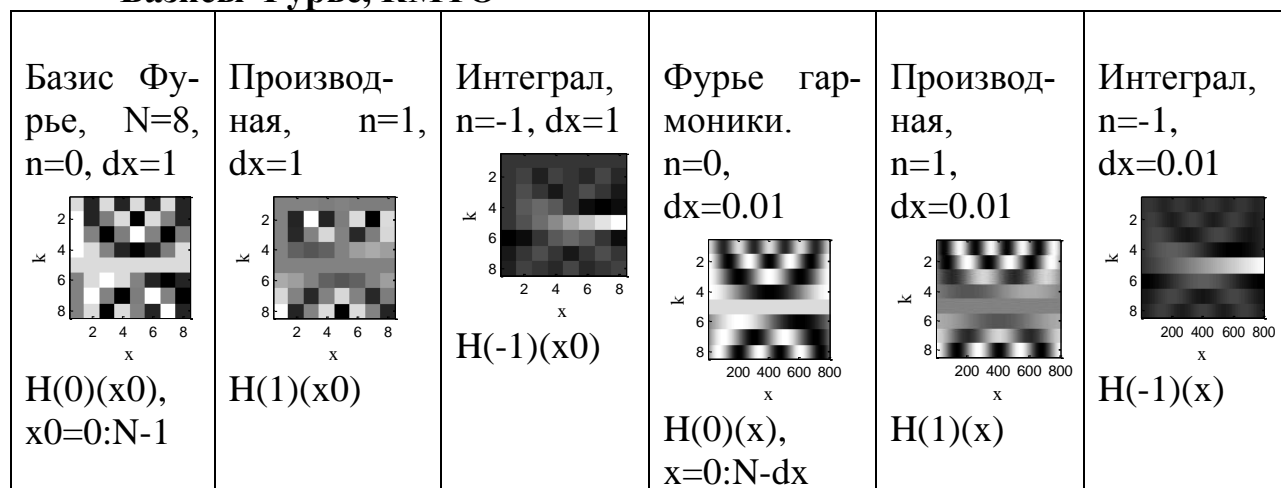


Рис. 1. Пример базиса Фурье с операциями дифференцирования и интегрирования в дискретном $dx=1$ и с интерполяцией – в “непрерывном” $dx=0.01$ случаях

1D КМТО Теорема [1]: Дано: строка отсчетов $D=f(x_0)$ и две матрицы $H(0)(x_0)$ и $H(n)(x)$, тогда при $n=0$ “непрерывная” функция $f(n)(x)=(H(0)(x_0)*D)'*H(n)(x)$ проходит через точки отсчетов $D=f(x_0)$.

Точность операций в теории поля в КМТО

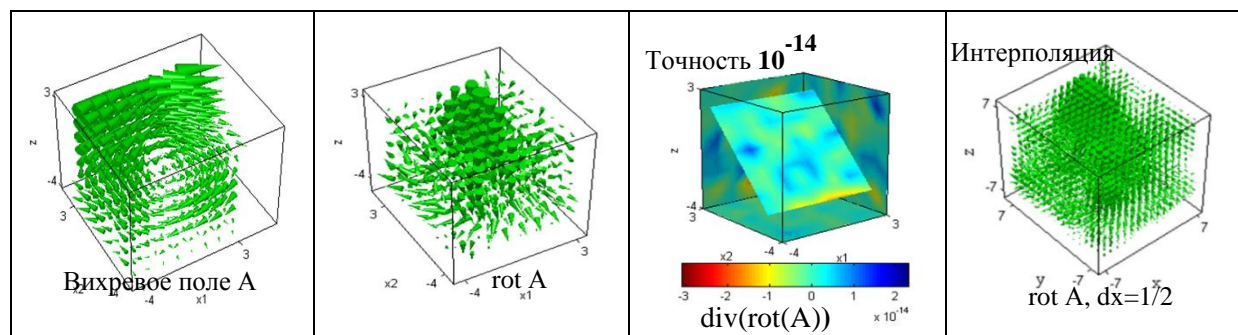


Рис. 2. Числовые операции теории поля реализуются с точностью мантиссы

Использование КМТО позволяет при моделировании сложных явлений, процессов обходиться без использования конечномерных разностных схем. Техника КМТО использовалась и в аналитических расчетах [2, 3].

Методы ГМ для точной оценки параметров объектов в изображениях В основе методов ГМ лежит КМТО [3-6], которая позволяет вычислять частные производные от массивов чисел, в частности вычислять градиентное поле $V = \text{grad } P$ от изображения P – светлое кольцо на темном фоне, см. Рис. 1 слева.

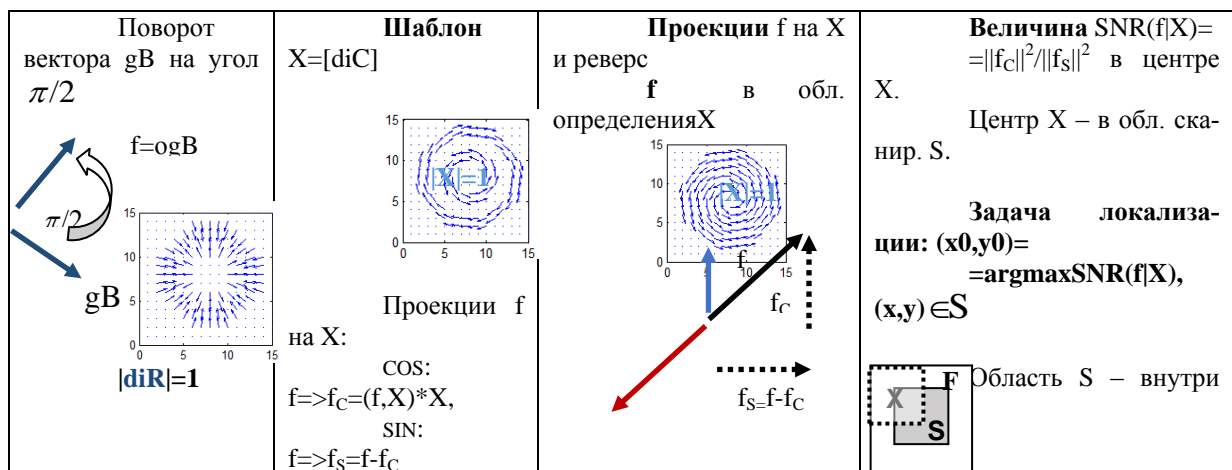


Рис. 3. Операции над векторными полями, шаблоны, проекции, функция SNR и постановка задачи локализации (шаблона X) объекта.

Точная локализация пожаров с дымовыми шлейфами

В нашей работе делаются первые попытки по автоматизации задач, связанных с космическим мониторингом явлений на Земле на примере задачи локализации пожаров с дымовыми шлейфами с точностью до нескольких пиксело..

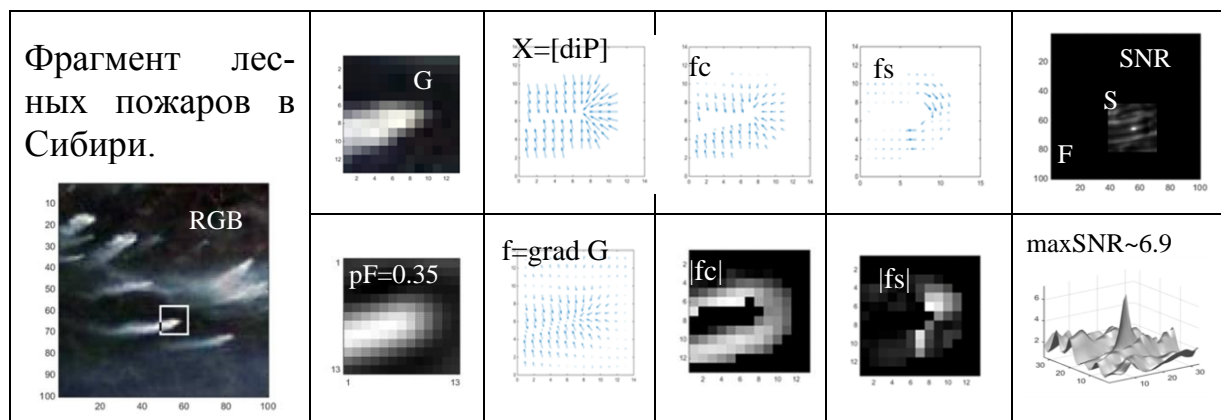


Рис. 4. Пример реализации общей схемы градиентной морфологии при точной локализации пожаров с Сибири с дымовыми шлейфами.

ММ разрешает Гравитационные Волны при взрыве двух нейтронных звезд

В свезхразрешенном изображении X двойной светлый контур – горизонт событий двух Нейтронных Звезд и горизонт событий ЧД. Данные с Чандры: двухбайтовый tif.

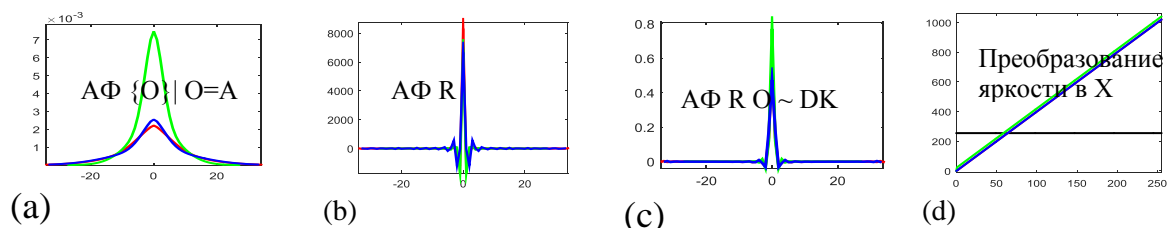


Рис. 5. (a-c) сечения более точной АФ ММ, (d) – усиление слабых яркостей в X

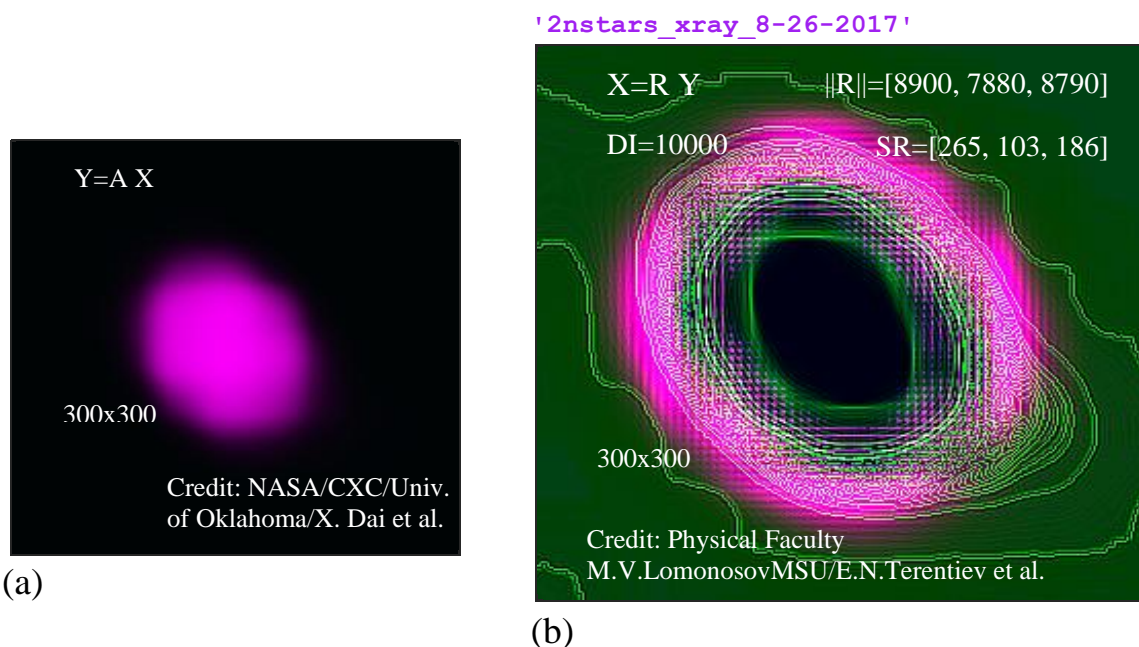


Рис. 6. (a) – Y – исходные данные с Чандры, (b) – X SR изображение с выхода ММ: взрыв во внутренность или в тень ЧД.

Выводы: метод ММ пока не применялся для получения SR изображений с ИВС в литографии. Будущие за новыми ИВС в 0.2-1нм Литографии с методами ГМ и ММ.

Литература

1. Терентьев Е.Н. <https://orcid.org/0000-0003-1024-2575>
2. Terentiev, E. N., Shugaev, F. V., Shtemenko, L. S., Dokukina, O.I. and Ignateva, O. A., “Modeling of laser beam propagation through the whirlwind”, Proc. SPIE 6215, 86-97(2006).
3. Shugaev, F. V., Terentiev, E. N., Shtemenko, L. S., Nikolaeva, O. A., Pavlova, T. A. and Dokukina, O. I., “On the problem of beam focusing in the turbulent atmosphere” , Proc. SPIE 6747, (2007).

4. E. N. Terentiev, I. N. Prikhodko and I. I. Farshakova // Problems of accurate localization objects in imagers, AIP Conference Proceedings 2171, 110009(2019); <https://doi.org/10.1063/1.5133243>
5. Terentiev, E.N., Prikhodko, I.N., Farshakova, I.I. Applications of finite dimensional sampling theories, AIP Conference Proceedings 2195, 020019 (2019); <https://doi.org/10.1063/1.5140119>

ИТЕРАЦИОННЫЙ ПРОЦЕСС ИТОНА ДЛЯ ПЕРЕМЕЩЕНИЯ ЧАСТИЦЫ В ВЯЗКОЙ СРЕДЕ

математик *Майер А.М.*, науч. сотр. *Бузиков М.Э.*,
(Институт проблем управления им. В.А. Трапезникова РАН)

В настоящей работе исследована задача наискорейшего перемещения частицы в вязкой среде в заданное положение с заданной скоростью в финальный момент времени. Причем желаемое конечное положение частицы и желаемый вектор скорости могут меняться известным образом в зависимости от времени. Модель, в рамках которой рассматривается движение материальной точки в среде, в которой сила сопротивления прямо пропорционально скорости материальной точки, была названа Р. Айзексом «изотропной ракетой» [1]. С помощью этой модели и решения соответствующей задачи быстродействия по достижению финального состояния можно строить гладкие опорные траектории для сложных объектов управления [2].

Динамика изотропной ракеты при ненулевой вязкости среды (после выбора соответствующих масштабов единиц длины и времени [3]) может быть описана с помощью следующей системы дифференциальных уравнений: $dr/dt = v$; $dv/dt = u - v$. Здесь векторы $r(t)$ и $v(t)$ принадлежат пространству R^n и описывают координаты и скорости ракеты соответственно. Как правило, для прикладных задач $n = 2$ или $n = 3$. Значение функции управления $u(t)$ ограничено по норме и принадлежит единичному шару пространства R^n . Начало координат всегда можно сместить так, чтобы в начальный момент времени $t = 0$, было $r(0) = 0$. Будем предполагать, что начальный вектор скорости $v(0) = v_0$ по норме не больше единицы.

Желаемое состояние в конечный момент времени будем описывать с помощью v -липшицевой вектор-функции sT . Значения такой функции лежат в пространстве состояний R^{2n} . Условием перехвата является сближение вектора состояния ракеты и движущейся цели на расстояние, не меньшее чем l . Цель работы заключается в построении алгоритма, который вычисляет время быстродействия в поставленной задаче наискорейшего перемещения изотропной ракеты в желаемое состояние. В работе [3] приве-

дены уравнения, которым должно удовлетворять время быстродействия и параметры оптимального управления для неподвижного желаемого состояния, однако автоматизированный поиск нужного решения этих уравнений затруднителен.

Так как изотропная ракета относится к классу линейных систем, то для конструктивного решения задачи вычисления времени быстродействия применим итерационный процесс Итона [4]. Алгоритм Итона требует особой параметризации поверхности множества достижимости объекта управления. Суть этого алгоритма состоит в построении монотонной последовательности времен, которые оценивают снизу время быстродействия. Эта последовательность должна сходиться к времени быстродействия. Промежуточным действием на каждом шаге этого алгоритма осуществляется поворот гиперплоскости, которая отделяет множество достижимости от целевого состояния. Цель этого поворота состоит в том, чтобы временной шаг, определяющий следующий элемент последовательности времен, был положительным. Алгоритм Итона подразумевает использование практически трудно вычисляемой функции, поэтому для конструктивности он заменяет её вычисление на другую итеративную процедуру, математическое обоснование которой не приводится в его работе.

В рамках данной работы показано как в явном виде получить нужную параметризацию множества достижимости изотропной ракеты через опорный вектор к множеству достижимости. Также построена модификация итерационного процесса Итона, которая использует доступные для явных вычислений конструкции. Численные эксперименты показывают, что построенная модификация позволяет успешно оценивать время быстродействия и получать соответствующие траектории движения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант 23-19-00134).

Литература

1. Isaacs R. *Differential Games: A Mathematical Theory with Applications to Warfare and Pursuit, Control and Optimization* // John Wiley and Sons. – 1965.
2. Tankasala S., et al. *Generating smooth near time-optimal trajectories for steering drones* // European Control Conference. 2022. P. 1484–1490.
3. Акуленко Л.Д. *Наискорейшее приведение к требуемому фазовому состоянию объекта, движущегося в вязкой среде* // Прикладная математика и механика. 2011. Т.75. №5. С.763-770.
4. Eaton J.H. *An iterative solution to time-optimal control* // J Math Anal Appl. 1962. Vol. 5, no.2 P.329–344.

СУЩЕСТВОВАНИЕ РЕШЕНИЯ НАЧАЛЬНО – КРАЕВОЙ ЗАДАЧИ ЛАМБДА В СЛУЧАЕ ПРЕДЕЛЬНОГО ЗНАЧЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ПУАССОНА

Доцент *Кравцов А.В.*

В упругой среде, занимающей полупространство, малые относительные перемещения описываются уравнениями Ламэ

$$(\lambda + \mu) \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{u} + \mu \Delta \mathbf{u} = \rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2},$$

где \mathbf{u} – вектор перемещений, λ , μ и ρ – соответственно параметры Ламэ и плотность упругой среды.

Пусть к свободной поверхности S упругой среды приложена нагрузка $\mathbf{n}\tilde{p}$, где \mathbf{n} – вектор внешней нормали к S , \tilde{p} – заданная функция точки поверхности и времени t . В соответствии с [1], граничные условия на свободной поверхности зададим в виде

$$2\mu \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial n} + \lambda \mathbf{n} \operatorname{div} \mathbf{u} + \rho g \mathbf{n}(\mathbf{u}, \mathbf{n}) + \mu [\mathbf{n}, \operatorname{rot} \mathbf{u}] = \mathbf{n}\tilde{p},$$

где g – ускорение свободного падения (вектор силы тяжести противоположен вектору \mathbf{n}).

Параметры Ламэ связаны с коэффициентом Пуассона ν и модулем Юнга E соотношениями

$$\lambda = \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)}, \quad \mu = \frac{E}{2(1+\nu)}.$$

Считаем, что $\nu \rightarrow \frac{1}{2} - 0$, а $E \rightarrow +0$, но так, что отношение $\frac{E}{1-2\nu} \rightarrow k > 0$. Поэтому $\lambda \rightarrow \frac{k}{3}$, $\mu \rightarrow +0$, что означает отсутствие в упругой среде волн сдвига. Для отличного от нуля параметра Ламэ сохраним прежнее обозначение λ . Тогда уравнения для перемещений и граничные условия на свободной поверхности примут вид

$$\lambda \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{u} = \rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2}, \quad \lambda \operatorname{div} \mathbf{u} + \rho g(\mathbf{u}, \mathbf{n}) = \tilde{p}.$$

Представим вектор перемещений в виде $\mathbf{u} = \operatorname{grad} \varphi$. Введем цилиндрическую систему координат r, θ, z , для которой поверхность S совпадает с плоскостью $z = 0$ и орт оси z сонаправлен с вектором \mathbf{n} .

Пусть функция \tilde{p} имеет вид $\tilde{p}(r, t) = p_0 f(r) e^{-\alpha t} \sin \omega t$, где $f(r)$ – заданная непрерывная функция, допускающая разложение в интеграл Фурье – Бесселя, а p_0, α, ω – заданные положительные

постоянные величины. Заметим, что задача установившихся колебаний упругого полупространства в случае предельного значения коэффициента Пуассона рассматривалась в [2], где было доказано существование классического решения при $r > 0$, $z \leq 0$ и получены асимптотические формулы для компонент вектора перемещений при достаточно больших r . Формальное интегральное представление решения задачи Лэмба в случае распределенной гармонической нагрузки для $0 < \nu < \frac{1}{2}$ представлено в [3], где было проведено сравнение аналитического и численного решений. В работе [4] начально – краевая задача Лэмба для полупространства решалась методом конечных элементов.

В безразмерных переменных, за которыми сохранены прежние обозначения, для функции $\varphi(r, z, t)$ получим начально – краевую задачу

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = \Delta \varphi, \quad (r, z, t) \in \Omega: \quad r > 0, \quad z < 0, \quad t > 0, \quad 1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} \Big|_{z=0} + \beta \frac{\partial \varphi}{\partial z} \Big|_{z=0} &= \frac{p_0}{\rho a^2} f(r) e^{-\gamma t} \sin t, \quad r > 0, \quad t \geq 0, \quad \beta = \frac{g}{\omega a}, \quad a \\ &= \sqrt{\frac{\lambda}{\rho}}, \quad \gamma = \frac{\alpha}{\omega}, \end{aligned} \quad 2)$$

$$\varphi \rightarrow 0, \quad \sqrt{r^2 + z^2} \rightarrow +\infty, \quad |\varphi| \leq C, \quad (r, z, t) \in \tilde{\Omega}: \quad r > 0, \quad z \leq 0, \quad t \geq 0,$$

$$\varphi|_{t=0} = \frac{\partial \varphi}{\partial t} \Big|_{t=0} = 0, \quad r > 0, \quad z \leq 0.$$

Считаем, что функция $f(r)$ имеет вид $f(r) = \frac{l^3}{(r^2 + l^2)^{\frac{3}{2}}}$, $l > 0$.

В работе [5] было получено формальное решение задачи (1), (2), не зависящее от переменной θ , в виде интеграла Фурье – Бесселя

$$\varphi(r, z, t) = \int_0^{+\infty} J_0(xr) \Phi(x, z, t) x dx, \quad (r, z, t) \in \tilde{\Omega}, \quad (3)$$

где $J_0(s)$ – функция Бесселя нулевого порядка, а $\Phi(x, z, t)$ при $x > 0, z \leq 0, t \geq 0$ есть интеграл Меллина

$$\Phi(x, z, t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{b-i\infty}^{b+i\infty} \frac{Ae^{pt-lx} e^{z\sqrt{p^2+x^2}}}{[(p+\gamma)^2+1](p^2+\beta\sqrt{p^2+x^2})} dp, \quad A$$

$$= \frac{p_0 l^2}{\rho a^2}, \quad b > 0.$$

Здесь $\sqrt{p^2+x^2}$ – аналитическая на комплексной плоскости с разрезами вдоль лучей $(-i\infty, -ix]$, $[ix, +i\infty)$ функция, положительная при любом действительном p и любом фиксированном $x > 0$. В [5] показано, что подынтегральная функция в (3) непрерывна на множестве $x \in [0, +\infty)$, $(r, z, t) \in \tilde{\Omega}$ и равна нулю в точках $(0, r, z, t)$.

В настоящей работе доказано, что функция $\varphi(r, z, t)$ в виде повторного интеграла (3) действительно является решением задачи (1), (2), то есть данная функция

- 1) на множестве $\tilde{\Omega}$ имеет непрерывные частные производные по переменным r, z, t до второго порядка включительно;
- 2) в области Ω удовлетворяет уравнению (1);
- 3) удовлетворяет граничным и начальным условиям (2).

Литература

1. *Bromwich T.J.I'A.* On the influence of gravity on elastic waves and, in particular, on the vibrations of an elastic Globe // Proc. London Math. Soc. 1898. V.30, P. 98 – 120.
2. *Ильясов Х.Х., Кравцов А.В., Кузнецов С.В., Секерж-Зенькович С.Я.* Аналитическое решение задачи Лэмба в случае предельного значения коэффициента Пуассона. Ж. вычисл. матем. и матем. физики. 2019. т. 59, № 4, С. 597 – 610 .
3. *Ильясов Х.Х., Кравцов А.В., Кузнецов С.В., Секерж-Зенькович С.Я.* Внешняя пространственная задача Лэмба. Распределенная по поверхности гармоническая нагрузка // Изв. РАН. Механика твердого тела. 2016. № 1. С. 50 – 56 .
4. *Кравцов А.В., Кузнецов С.В., Секерж-Зенькович С.Я.* Конечноэлементные модели в задаче Лэмба // Изв. РАН. Механика твердого тела. 2011. № 6, С. 160 – 1695.
5. *Ильясов Х.Х., Кравцов А.В., Кравцов Ал.В., Кузнецов С.В.* Интегральное представление решения нестационарной задачи Лэмба в случае предельного значения коэффициента Пуассона // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 2022. Т. 62. № 3. С. 478 – 487.

ПРОБЛЕМА ВЫБОРА РЕШЕНИЙ ПРИ КЛАССИЧЕСКОМ ФОРМАТЕ ОПИСАНИЯ МОЛЕКУЛЯРНОЙ СИСТЕМЫ

Вед. научн. сотр. *К.Э. Плехотников*

E-mail: psygma@yandex.ru

Разработанные автором ранее численные методики расчета молекулярной системы на базе прямого решения уравнения Шредингера методом Монте-Карло [1,2] показали огромную неопределенность в выборе решений. С одной стороны, оказалось возможным построить множество новых решений, с другой стороны, резко обострилась проблема их связывания с реальностью. В квантовомеханических расчетах *ab initio* проблема выбора решений стоит не так остро после перехода к классическому формату описания молекулярной системы в терминах потенциальной энергии, метода молекулярной динамики и пр. В докладе формулируется проблема выбора решений при классическом формате описания молекулярной системы без учета квантовомеханических предпосылок [3]. Как оказалось, проблема выбора решений при классическом формате описания молекулярной системы сводится к конкретной разметке конфигурационного пространства в виде набора стационарных точек и реконструкции соответствующей функции потенциальной энергии. В такой постановке решение проблемы выбора сводится к двум возможным физико-математическим задачам: по заданной функции потенциальной энергии найти все ее стационарные точки (прямая задача проблемы выбора), по заданному набору стационарных точек реконструировать функцию потенциальной энергии (обратная задача проблемы выбора). В докладе представлены результаты вычислительного эксперимента по решению прямой задачи проблемы выбора на примере описания моноатомного кластера, т.е. кластера, состоящего из одинаковых атомов. Численно оцениваются число и форма равновесных (седловых) конфигураций бинарного потенциала. Вводится соответствующая мера по различению равновесных конфигураций в пространстве. Предлагается формат построения всей цепочки многочастичных вкладов в функцию потенциальной энергии: бинарный, трехчастичный и т.д., многочастичный потенциал максимальной частичности. Обсуждается и иллюстрируется бесконечное количество равновесных (седловых) конфигураций для максимально многочастичного потенциала. Предлагается методика вариации числа стационарных точек путем комбинирования многочастичных вкладов в функцию потенциальной энергии. Перечисленные выше результаты направлены на то, чтобы уменьшить тот огромный произвол выбора формы потенциала, который имеет место в настоящее время. Уменьшение произвола выбора выражается в том, что имеющиеся знания о наборе вполне конкретного набора стационарных точек согласуется с соответствующей формой функции потенциальной энергии.

Ниже приведены некоторые образцы итогов вычислительного эксперимента по статистической калькуляции стационарных точек бинарного потенциала и многочастичного потенциала максимальной частичности.

На рис.1 приведены пространственные образцы равновесных конфигураций частиц в кластерах с числом частиц 6 и 7 соответственно. Прямые линии на графиках рис.1 проведены в тех случаях, когда их длина отличается от единицы не более, чем на 0.05. На графиках рис.1 и далее приведены значения потенциальной энергии каждой из равновесных конфигураций, ранжированных по возрастанию потенциальной энергии слева направо и сверху вниз.

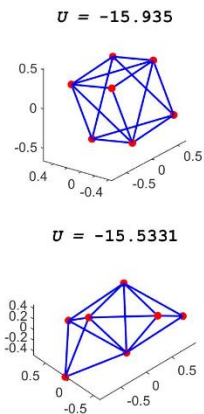
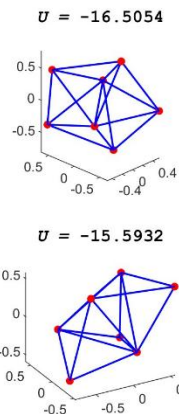
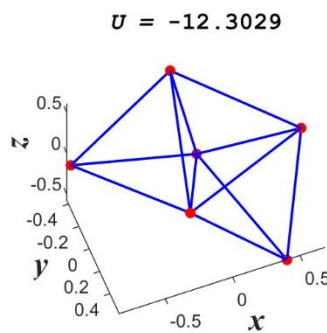
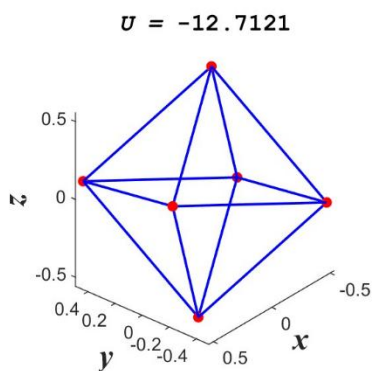


Рис.1,а. Две равновесные конфигурации кластера при $N = 6$

Рис.1,а. Четыре равновесные конфигурации кластера при $N = 7$

На рис.2 приведены седловые конфигурации двух кластеров при $N = 4$ и $N = 5$ частиц в каждом. Отметим, что все четыре седловые конфигурации кластера, состоящего из четырех частиц, являются плоскими фигурами.

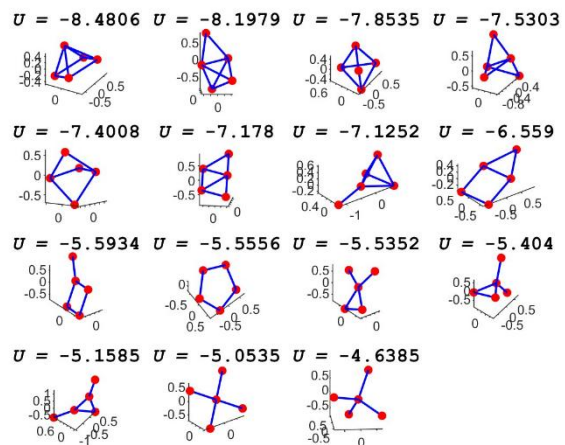
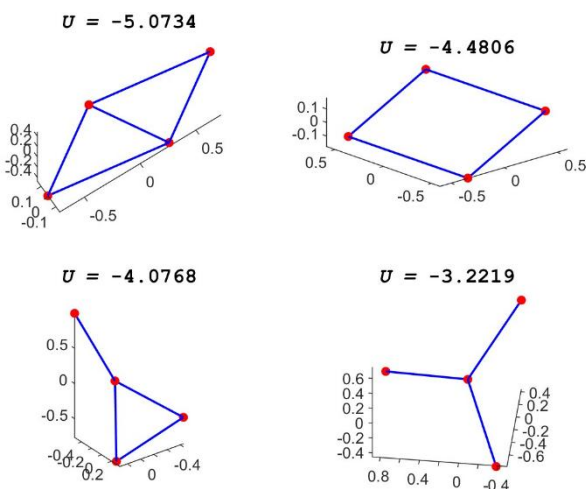


Рис.2,а. Все седловые конфигурации в кластере с четырьмя частицами, $N = 4$

Рис.2,б. Все седловые конфигурации в кластере с пятью частицами, $N = 5$

На рис.3 приведена иллюстрация позиционирования бесконечного количества равновесных конфигураций многочастичного потенциала на

поверхности сферы, центр которой совпадает с центром симметрии кластера. Аббревиатура Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова — “MSU” составлена из позиций $N = 114$ частиц кластера. Показано, что аббревиатура, выбираемая в качестве начальной конфигурации, приводит к равновесной конфигурации, полученной в результате процедуры градиентного спуска функции потенциальной энергии. На рис.3 приведен итог в виде сферы, на поверхности которой точками обозначены позиции первых 57 частиц (рис.3,а) и вторых 57 (рис.3,б), позиции которых отличаются знаком.

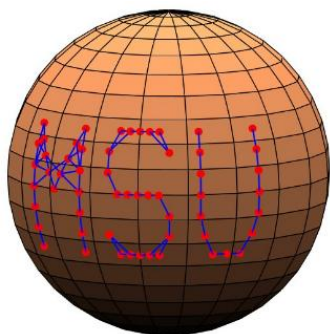


Рис.3,а. Равновесная конфигурация $N = 114$ частиц, позиции 57-и из которых воспроизводят аббревиатуру MSU

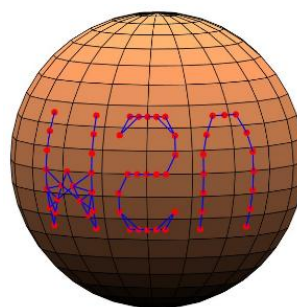


Рис.3,б. Равновесная конфигурация $N = 114$ частиц, позиции 57-и из которых воспроизводят инвертированную аббревиатуру MSU

На рис.4 приведена иллюстрация взаимного позиционирования седловых точек относительно сферы, на которой сосредоточены равновесные конфигурации многочастичной потенциальной энергии в кластере с $N = 50$.

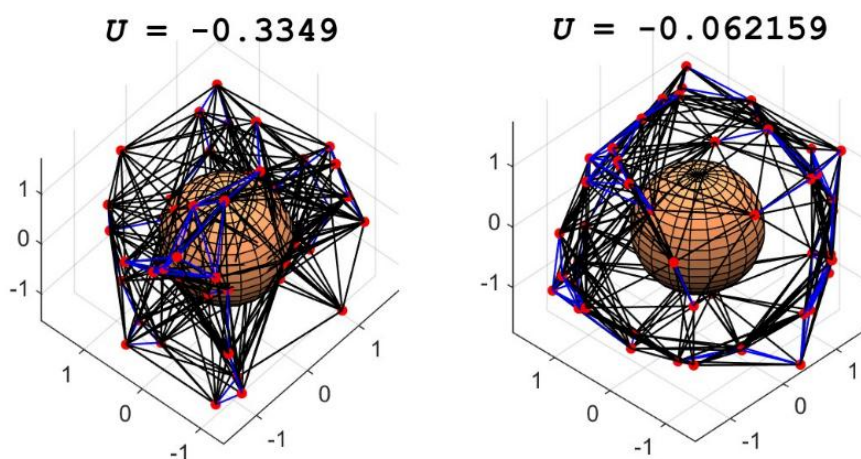


Рис.4. Взаимное позиционирование седловых и равновесных конфигураций частиц кластера с $N = 50$

Литература

1. Плохотников К.Э. Об одном методе численного решения уравнения Шредингера// Математическое моделирование. — 2019. — Т.31. №8. — С.61–78.

2. *Плохотников К.Э.* О статистическом генераторе решений уравнения Шредингера// Математическое моделирование. — 2022. — Т.34. №12. — С.75–90.

3. *Плохотников К.Э.* Проблема выбора решений при классическом формате описания молекулярной системы// Компьютерные исследования и моделирование. — 2023. — Т.15. №6. — С.1573–1600.

Подсекция:
МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА

Сопредседатели

академик В.Я. Панченко, профессор А.П. Черняев,
доцент А.М. Макуренков

РАСЧЕТ ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ ДОЗОВОЙ НАГРУЗКИ ОТ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ ПРИ РАБОТЕ МЕДИЦИНСКОГО ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПАКЕТА GEANT4

Мл. науч. сотр. *Щербаков А.А.*, доц. *Лыкова Е.Н.*, проф. *Черняев А.П.*

Для лечения онкологических заболеваний активно применяются медицинские линейные ускорители электронов, используемые как для создания пучков электронов, так и для получения тормозного фотонного излучения. При взаимодействии пучка тормозных фотонов с энергией выше 8 МэВ с конструктивными элементами ускорителя протекают фотоядерные реакции, в результате которых образуются вторичные частицы, в основном, нейтроны. Данным излучением может быть обусловлена дополнительная дозовая нагрузка на пациента, а также неприемлемые условия для работы персонала.

Вклад фотонейтронного излучения в дозу в условиях процедурного кабинета не оценивается и не учитывается в современных системах планирования. Вторичные частицы несут серьезную радиобиологическую опасность. Сравнительно небольшой вклад фотонейтронов в поток излучения ведёт к заметному увеличению дозы в облучаемых тканях, что недопустимо при лечении онкологических заболеваний.

Оценка вклада вторичного излучения в дозу представляется трудной задачей в условиях процедурного кабинета, но может быть решена с использованием моделирования методом Монте-Карло. Для моделирования головки используется инструментарий GEANT4 (англ. GEometry ANd Tracking – геометрия и трекинг), реализующий метод Монте-Карло для моделирования прохождения элементарных частиц через вещество. В основе GEANT4 лежит язык программирования C++, следовательно, ему присущи все свойства объектно-ориентированных языков программирования.

В рамках моделирования воссоздавался эксперимент, проведенный на медицинском ускорителе Varian Trilogy. Модель верифицировалась на основании глубинного дозового распределения в воде. Относительное отклонение модельных значений от экспериментальных не превышает 5%. По итогам моделирования были получены распределение тормозных фотонов по энергиям, и спектр вторичных нейтронов. Произведена оценка дополнительной дозовой нагрузки на пациента. Показано, что при проведении процедуры лучевого лечения в течение 35 сеансов, пациент может получить дополнительную эквивалентную дозу около 1,12 Зв, что соответствует одной фракции облучения.

Литература

1. Chernyaev A, Belikhin M, Lykova E, Shcherbakov A. GEANT4 Simulation of Photoneutron Spectrum from Medical Linear Accelerator. *Quantum Beam Science*. 2023; 7(3):27.
2. Chernyaev A.P., Lykova E.N., and Shcherbakov A.A. On the contribution from secondary particles to absorbed-dose formation in the process of radiotherapy. *Nanobiotechnology Reports*, 18(4):540–546, 2023.

ФАКТОР Н КАК ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЬ В ИММУННЫХ БИОХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЯХ С ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ В СИСТЕМЕ КОМПЛЕМЕНТА

Ст. препод. *Власова И.М.*, вед. науч. сотр. *Власов А.А.*

В работе проведен математический анализ кинетических уравнений биохимических реакций альтернативного пути системы комплемента и исследована роль фактора Н в качестве переключателя реакций в системе комплемента.

Система комплемента является чрезвычайно важной частью иммунной системы: она участвует в инактивации патогенов, активирует фагоцитоз, формирует воспалительную реакцию.

Существует три пути активации комплемента: классический, альтернативный и лектиновый. Классический путь активируется с помощью антител, альтернативный путь происходит без участия антител.

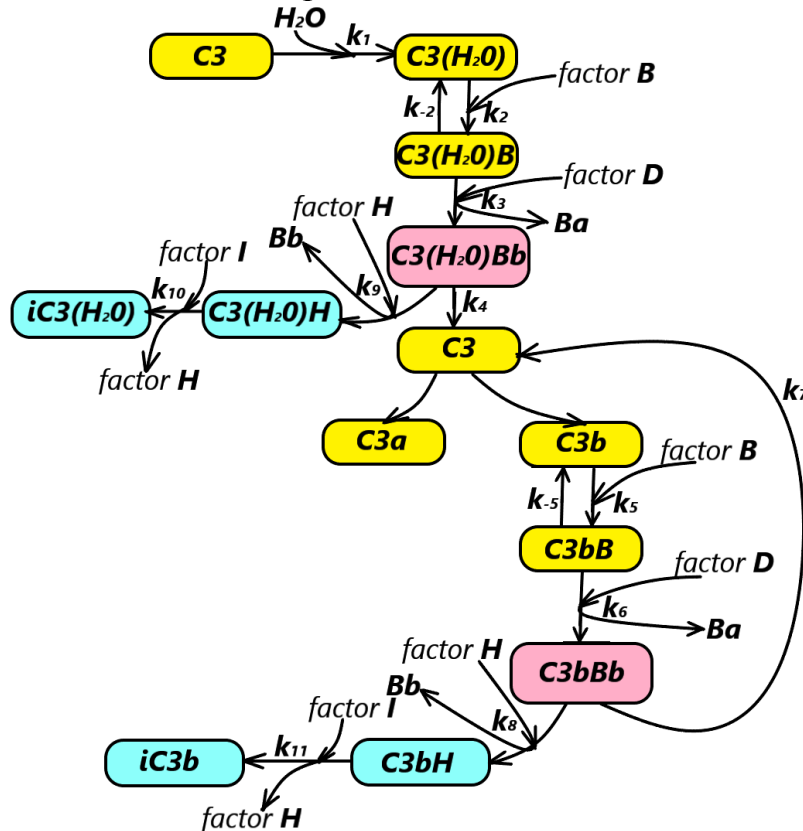
Альтернативный и лектиновый пути активации комплемента являются механизмами врожденного иммунитета, а классический путь активации относится к гуморальному приобретенному иммунитету.

Альтернативный путь активации является более древним филогенетически и раньше появился в ходе эволюции, и поэтому представляет особый интерес для исследования.

Построена математическая модель активации альтернативного пути системы комплемента морского ежа *Strongylocentrotus purpuratus*, представляющая собой систему обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка.

Ключевым событием активации комплемента является расщепление белка С3 с образованием активных продуктов, один из которых С3b присоединяется к поверхности патогена. При спонтанном гидролизе С3 образуется С3(Н₂О), к которому может прикрепиться фактор В, что приведет к образованию комплекса С3(Н₂О)В. Далее сериновая протеиназа фактор D может расщепить фактор В в составе комплекса, при этом получается новый комплекс С3(Н₂О)Вb, который называется изначальной С3-конвертазой альтернативного пути, расщепляющей С3 на фрагменты С3а и С3b.

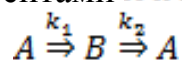
Потом следует этап усиления начального сигнала. К фрагменту C3b присоединяется фактор В с образованием комплекса C3bB, который попадает под действие фактора D, после чего образуется комплекс C3bBb, являющийся итоговой C3-конвертазой альтернативного пути и дающий начало петле положительной обратной связи.



Из-за постоянного спонтанного гидролиза белка C3 и из-за наличия петли положительной обратной связи система комплемента должна лавинообразно активироваться, причем даже в отсутствие патогена, но этого не происходит благодаря фактору Н, являющемуся переключателем в этой системе.

Именно фактор Н включает или выключает активацию системы комплемента в зависимости от наличия или отсутствия патогена: фактор Н узнает свои клетки и выключает активацию системы комплемента, а на патогенных клетках фактор Н находится в неактивном состоянии и допускает включение лавинообразной активации комплемента.

В простейшем виде положительную петлю можно представить в виде следующей реакции между реагентами А и В:

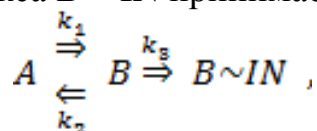


Здесь конечный реагент В борется непосредственно с патогеном. Соответствующие этой реакции кинетические дифференциальные уравнения имеют простой вид:

$$\frac{dA}{dt} = -k_1A + k_2B$$

$$\frac{dB}{dt} = +k_1A - k_2B$$

Если ввести в систему ингибитор-выключатель (*IN*), аналогичный фактору Н в системе комплемента, то исходная схема реакции образования инактивированного комплекса $B \sim IN$ принимает вид:



где константа k_3 либо ненулевая (ингибитор выключает положительную обратную связь в системе комплемента), либо равна нулю (ингибитор инактивирован, и положительная обратная связь в системе комплемента активирована).

В режиме работы ингибитора кинетические уравнения имеют вид:

$$\frac{dA}{dt} = -k_1A + k_2B$$

$$\frac{dB}{dt} = +k_1A - k_2B - k_3B$$

Соответственно, как видно из последнего уравнения, ингибитор – фактор Н выключает лавинообразную активацию системы комплемента.

Таким образом, в рамках математического моделирования динамики сложных биологических систем целесообразно представить работу ингибитора в виде переключателя, включающего и отключающего цепь положительной обратной связи в биологических реакциях.

ЛЕТУЧИЕ ОРГАНИЧЕСКИЕ СОЕДИНЕНИЯ КАК ИНДИКАТОРЫ ОКИСЛИТЕЛЬНЫХ И МИКРОБНО-ФЕРМЕНАТИВНЫХ ПРОЦЕССОВ В ОБЛУЧЕННЫХ БИООБЪЕКТАХ ОРГАНИЧЕСКОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ

Мл. науч. сотр. *Ипатова В.С.*, зав. лаб. *Близнюк У.А.*,
доц. *Борщеговская П.Ю.*, проф. *Козлова Е.К.*, проф. *Черняев А.П.*,
ст. науч. сотр. *Юров Д.С.*, мл. науч. сотр. *Болотник Т.А.*,
вед. науч. сотр. *Родин И.А.*, асп. *Опруненко А.Ю.*

Облучение пищевых продуктов используется для продления срока годности пищевых продуктов и обеспечения микробиологической безопасности. Однако биомакромолекулы пищевых продуктов, такие как липиды и белки, подвергаются окислению в результате радикальных процессов, что влияет на органолептические показатели продуктов [1].

Интенсивность физико-химических процессов, происходящих в биологических объектах, можно оценить по наличию и концентрации летучих органических соединений (ЛОС), поскольку они особенно чувствительны к любому воздействию [2]. Идентифицированные соединения позволяют судить о жирно-кислотном составе продукта [3], а также влияние на него бактериальной активности [4], за счет интенсивности автолиза, гидролиза липидов, фрагментации аминокислотных последовательностей белковых молекул и микробно-ферментативных процессов, вызывающих появление ЛОС.

При облучении продукции животного происхождения необходимо также учитывать дополнительное воздействие на биомакромолекулы ионов двухвалентного железа, содержащегося в миоглобине и гемоглобине, запускающие цепную реакцию окисления липидов [5]. В данном исследовании особое внимание уделяется мясной продукции с целью изучения широкого спектра биофизических и биохимических изменений, которые могут возникнуть в облученном охлажденном мясе при хранении.

Образцы говядины, помещенные по 0.5 г в микроцентрифужные пробирки, облучали на ускорителе электронов непрерывного действия УЭЛР-1-25-Т-001 (НИИЯФ МГУ, Россия) с максимальной энергией 1 МэВ при среднем токе 0.5 мкА. Дозы облучения составили 250, 500, 1000 и 5000 Гр, мощность дозы – 10 Гр/с. После облучения контрольные и облученные образцы по 2 г помещались в герметичные виалы и хранились в течение 4х дней при 4 °С. Концентрация летучих соединений определялась ежедневно с помощью газового хромато-масс-спектрометра Shimadzu GCMS-QP2010 Ultra (Shimadzu, Япония).

По результатам проведенного исследования установлена нелинейная зависимость концентрации всех идентифицированных ЛОС в говядине от дозы облучения сразу после проведения радиационной обработки, а также при последующем 4х дневном мониторинге.

Было установлено, что альдегиды (пентаналь, гексаналь, гептаналь, октаналь, нонаналь), являющиеся продуктами окисления липидов, и альдегиды (2-метилпропаналь, 3-метилбутаналь, 2-метилбутаналь) – продукты окисления белковых молекул, демонстрируют различный химический выход и скорость накопления сразу после облучения. Так, окисление липидов наблюдается уже при дозах 250 Гр и выше, при этом скорость окисления белков становится соизмеримой со скоростью окисления липидов при облучении говядины в дозе 5000 Гр.

Получено, что альдегиды окисления липидов проявляли себя преимущественно в течение первых двух суток после облучения по мере достижения максимума их химического выхода, причем чем выше доза, тем позже наступал пик концентрации. На 3-й и 4-й день мониторинга были идентифицированы алканы (гексан, гептан и октан), образующиеся при со-

единении двух липидных радикалов, что может служить маркерами глубоких окислительных процессов в мясе; однако химический выход алканов был в среднем в 10 раз меньше по сравнению с альдегидами, которые являются маркерами первичного окисления липидов.

Анализ зависимости концентрации спирта этанола от времени показал, что этанол может являться маркером микробно-ферментативных процессов, протекающих в говядине при хранении. Химический выход и абсолютное значение концентрации этанола был максимальным в необлученных образцах мяса и тем ниже, чем выше доза облучения.

Концентрация маркеров окисления липидов и белков, а также маркеров бактериальной активности могут быть учтены при выборе критерия определения границ эффективного диапазона доз: нижний предел диапазона доз может определяться концентрацией этанола как показателя микробно-ферментативных процессов, верхний предел диапазона доз может определяться концентрацией альдегидов как показателей интенсивного окисления липидов. Таким образом, эффективный диапазон доз для говядины, облученной ускоренными электронами, составил от 250 Гр до 1000 Гр.

Необходимость выявления факта облучения пищевых продуктов в промышленных масштабах побудила к поиску универсальных биохимических маркеров, которые можно было бы применить к широкому спектру мясных продуктов. В данной работе был обнаружен потенциальный маркер воздействия излучения на образцы говядины – альдегид 3-метилбутаналь, являющийся продуктом окисления аминокислоты изолейцина, обнаруженный только в облученных образцах мясной продукции. Через четыре дня после облучения 3-метилбутаналь был обнаружен только в образцах, облученных в дозе 5 кГр, что подтверждает, что этот альдегид может являться потенциально эффективным маркером окисления белка в результате облучения.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта №22-63-00075.

Литература

1. Indiarito R., Irawan A.N., Subroto E. Meat Irradiation: A Comprehensive Review of Its Impact on Food Quality and Safety // *Foods*. 2023, Vol. 12(9), p. 1845.
2. Bleicher J., Ebner E.E., Bak K.H. Formation and Analysis of Volatile and Odor Compounds in Meat—A Review // *Molecules*. 2022, Vol. 27(19), p. 6703.
3. Mancinelli A.C., Silletti E., Mattioli S. et al. Fatty acid profile, oxidative status, and content of volatile organic compounds in raw and cooked meat of different chicken strains // *Poultry Science*. 2020, Vol. 100(2), p. 1273–1282.
4. Nieminen T.T., Dalgaard P., Björkroth J. Volatile organic compounds and *Photobacterium phosphoreum* associated with spoilage of modified-

- atmosphere-packaged raw pork // International Journal of Food Microbiology. 2016, Vol. 218, p. 86–95.
5. Bliznyuk U., Borshchegovskaya P., Chernyaev A. et al. Hemoglobin derivatives in beef irradiated with accelerated electrons // Molecules. 2023. Vol. 28(15), p. 5773.

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ПОГРЕШНОСТИ КООРДИНАТ УЗКИХ ПУЧКОВ НА КАЧЕСТВО КЛИНИЧЕСКОГО ПЛАНА ПРОТОННОЙ ТЕРАПИИ

Зав. службой *Киселев В.А.* («ФНКЦ МРиО» ФМБА),
проф. *Черняев А.П.*, ген. директор *Удалов Ю.Д.* («ФНКЦ МРиО»
ФМБА), мл. науч. сотр. *Белихин М.А.* (ФИАН),
мед. физик *Демидова А.М.* («ФНКЦ МРиО» ФМБА),
нач. центра *Гриценко С.Е.* («ФНКЦ МРиО» ФМБА)

Методика протонной терапии сканирующим тонким пучком на сегодняшний день является одним из наиболее высокотехнологичных подходов в создании конформного (совпадающего по форме с опухолью) распределения дозы в облучаемой мишени в теле пациента. Распределение дозы с высокой конформностью достигается благодаря оптимизации множества тонких пучков протонов. Для предотвращения клинически значимых ошибок к точности доставки каждого отдельного тонкого пучка предъявляются повышенные требования [1]. На качество клинического плана протонной терапии могут оказывать влияние как количество неверно доставленных узких пучков [2,3], так и отклонения в поперечном размере узкого пучка [4].

Для создания индивидуального плана протонной терапии применяется система дозиметрического планирования (СДП). После создания плана в СДП Pinnacle³ 16.2 возможен экспорт файлов, содержащих данные о положении и относительном дозовом вкладе каждого узкого пучка в текстовом формате. Существует возможность ручного изменения указанных значений с помощью текстового редактора и импорт измененных файлов в СДП.

Были внесены изменения, соответствующие случайной ошибке в положении узких пучков в ортогональных направлениях X и Y (0 мм, ±1 мм, ±2 мм). Изменения были внесены в 12 планов пациентов с опухолями, расположенными в головном мозге, в области головы и шеи, в области молочной железы и в области предстательной железы. Для каждого из планов с внесенной ошибкой было проведено сравнение гипотетического распределения дозы в СДП с распределением исходного клинического плана. Для сравнения были выбраны следующие параметры:

- максимальная поглощенная доза в теле пациента,
- минимальная поглощенная доза в планируемом объеме облучения (PTV),
- медианная доза в PTV,

- объем PTV, покрытый 98% от предписанной дозы,
- объем PTV, покрытый 95% от предписанной дозы,
- дозовые характеристики прилегающих здоровых органов.

Случайные ошибки ± 1 мм и ± 2 мм положения узких пучков в протонной терапии оказывают влияние на качество лечебного плана. Степень изменения качества дозиметрических параметров плана пропорциональна значению случайных ошибок. Наибольшие изменения наблюдались в планах с внесенной случайной ошибкой ± 2 мм. Планы предстательной железы и головного мозга показали наибольшее повышение максимальной поглощенной дозы в теле пациента и снижение покрытия PTV предписанной дозой. Прилегающие здоровые органы в случаях предстательной железы и молочной железы испытывают наименьшее негативное влияние от случайных ошибок положения узких пучков в лечебных полях. Дальнейшее исследование планируется посвятить воспроизведению действительного распределения дозы в результате использования лечебного плана на основе анализа log-файлов системы протонной терапии.

Литература

1. Arjomandy B., Taylor P., Ainsley C., et al. // *Med. Phys.* 2019. V46, № 8. P. 678–705.
2. Yu J., Beltran C.J. and Herman M.G. // *Med. Phys.* 2014. Vol. 41, № 8.
3. Arjunan M, Krishnan G, Sharma D.S., et al. // *Br. J. Radiol.* 2021. Vol. 94, № 2.
4. Rana S. and Rosenfeld A.B. // *J. Appl. Clin. Med. Phys.* 2021. Vol. 22, № 7. P. 147-154.

ФИЗИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ВОЗДЕЙСТВИЯ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ В КОМБИНИРОВАННЫХ РАДИАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ СТЕРИЛИЗАЦИИ КОСТНЫХ ИМПЛАНТАТОВ

Асп. *Хуцистова А.О.*, мл. науч. сотр. *Золотов С.А.*,
проф. *Розанов В.В.*, гл. науч. сотр. *Матвейчук И.В.* (ФГБНУ ВИЛАР),
проф. *Черняев А.П.*, зав. отд. *Зайцева Н.А.* (МНИОИ им. П.А. Герцена)

Костные трансплантаты являются жизненно важным компонентом многих хирургических вмешательств, особенно в ортопедической и стоматологической областях, для восстановления костной ткани. Однако их использование сопряжено с риском передачи инфекций, что может иметь серьезные последствия для пациента. Чтобы снизить этот риск, костные трансплантаты необходимо стерилизовать перед имплантацией [1].

Одним из наиболее эффективных методов стерилизации костных трансплантатов является использование комбинированных радиационных технологий. Это включает в себя воздействие на одном из этапов процесса стерилизации трансплантатов различных видов излучения, таких как гам-

ма-излучение, облучение электронным пучком и рентгеновское излучение [2, 3].

Одним из главных преимуществ использования радиационной технологии для стерилизации является ее способность проникать глубоко в материал костного трансплантата. Это помогает обеспечить тщательный процесс стерилизации, снижая риск заражения после имплантации костного трансплантата пациенту. Кроме того, лучевая стерилизация не оставляет после себя никаких токсичных остатков и не изменяет структурную целостность материала костного трансплантата. Это делает ее безопасным и эффективным методом стерилизации костных трансплантатов без ущерба для их качества. В то же время воздействие данных источников излучения должно тщательно контролироваться, чтобы предотвратить повреждение самих костных имплантатов и обеспечить безопасность людей, эксплуатирующих радиационное оборудование [1].

Одной из важнейших проблем воздействия источников излучения в комбинированных радиационных технологиях является потенциальное повреждение биологических тканей. Хотя основной целью использования излучения является уничтожение вредных микроорганизмов на костных имплантатах, существует риск чрезмерного воздействия излучения, приводящего к повреждению окружающих тканей. Крайне важно тщательно контролировать дозировку и распределение облучения, чтобы свести к минимуму этот риск и обеспечить безопасность как костных имплантатов, так и людей, участвующих в процессе стерилизации. При этом требуемая поглощенная доза может варьироваться в зависимости от типа используемого источника излучения, размера и формы имплантатов, а также уровня присутствующего загрязнения [4].

Другим важным физическим аспектом является глубина проникновения излучения в костные имплантаты. Различные источники излучения имеют разный уровень проникновения, при этом гамма-лучи способны проникать глубже в имплантаты, чем электронные лучи или рентгеновские лучи. Способность излучения проникать внутрь важна для обеспечения эффективной стерилизации всех участков костного имплантата [5].

Таким образом, в представленной работе было проведено модельное исследование с помощью программного пакета GEANT4 с использованием реальных параметров экспериментальной валидации комбинированной лучевой стерилизации костных имплантатов на ускорителе электронов в НИИЯФ МГУ им. М.В. Ломоносова [6]. Различные источники излучения – гамма-излучение, ускоренные электроны и рентгеновские лучи – оценивались на предмет их воздействия путем изменения энергии излучения и геометрии, что привело к расчетам распределения поглощенной дозы. На основе этих распределений были сформулированы рекомендации по оптимизации условий облучения и параметров для костных фрагментов. Выполнение этих рекомендаций может привести к более равномерному распределению поглощенной дозы, повышая эффективность стерилизации

образцов. Были отмечены перспективы дальнейших исследований рентгеновского излучения, что указывает на его потенциал в качестве предпочтительной технологии для конкретных применений при стерилизации костных имплантатов.

Исследование выполнено при поддержке Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина».

Литература

1. Розанов, В.В. Современное состояние и перспективные инновационные направления развития способов стерилизации биоимплантатов / В.В. Розанов, И.В. Матвейчук // Альманах клинической медицины. – 2019. – 47. – № 7. – С. 634–646. doi: 10.18786/2072-05052019-47-063.
2. Singh, R. Radiation sterilization of tissue allografts: A review / R. Singh, D. Singh, A. Singh // World J. Radiol. – 2016. – Vol. 8. – № 4. – P. 355-369.
3. Розанов, В.В. Анализ архитектоники костной ткани как объекта стерилизации с использованием озона / В.В. Розанов, И.В. Матвейчук, Ю.Ю. Литвинов, А.А. Уланова, И.В. Пантелеев // Биорадикалы и Антиоксиданты. – 2016. – Том 3. – № 3. – С. 229-230.
4. Шангина, О.Р. Влияние радиационной стерилизации на структуру и свойства биоматериалов / О.Р. Шангина, Р.Т. Нигматуллин // Морфология. – 2006. – Т. 129. – № 3. – С. 44-47.
5. Розанов, В.В. Модельный анализ распределения дозы в костном имплантате в процессе радиационной стерилизации / В.В. Розанов, А.О. Хуцистова, И.В. Матвейчук, А.П. Черняев // Известия РАН. Серия физическая. – 2022. – Т. 86. – № 8. – С. 1099–1103.
6. Розанов, В.В. Сочетание радиационного и озонового воздействия в процессе стерилизации костных имплантатов / В.В. Розанов, А.А. Николаева, А.В. Белоусов, Д.С. Юров, А.П. Черняев, И.В. Матвейчук // Медицинская физика. – 2019. – №4.

РАДИАЦИОННАЯ ПОВЕРХНОСТНАЯ ОБРАБОТКИ ПИЩЕВОЙ И СЕЛЬСКОХОЗЯЙСТВЕННОЙ ПРОДУКЦИИ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ НА УСКОРИТЕЛЯХ УРТ

Доцент *Вазиров Р.А.* (ФТИ УрФУ),
вед. науч. сотр. ИЭ УрО РАН, профессор ФТИ, УрФУ *Соковнин С.Ю.*,
асп. *Нархова А.А.* (ФТИ, УрФУ)

Технологии радиационной обработки всё более активно внедряются в пищевую и аграрную отрасли. Они позволяют значительно продлить сроки хранения продуктов и предотвратить преждевременное прорастание или созревание, что минимизирует их потери при транспортировке и хранении. Кроме того, эта методика применяется для дезинфекции и дезин-

секции, способствуя таким образом снижению риска распространения болезней, которые могут быть вызваны патогенными микроорганизмами. Радиационная обработка обладает рядом недоступных для других методов преимуществ: она абсолютно безопасна для окружающей среды, позволяет обрабатывать продукты прямо в упаковке, не нарушая её герметичности, и сохраняет первозданные питательные и органолептические показатели качества продуктов.

Применение радиационной обработки становится все более актуальным в ситуациях, когда другие виды стерилизации, такие как термическая или химическая, могут быть неприменимы к определенным материалам и изделиям. Благодаря своей универсальности и эффективности, радиационная обработка каждый год находит все больше применений, что подтверждается увеличивающимся объемом продукции, подвергаемой данному виду обработки.

Несмотря на множество преимуществ, радиационная обработка имеет и определенные недостатки. В частности, ионизирующее излучение может влиять не только на микроорганизмы, но и на саму структуру облучаемых изделий. Использование высоких доз излучения для обработки пищевой продукции может привести к снижению пищевой ценности и органолептических свойств. Поэтому существует максимально допустимая поглощенная доза, превышение которой приводит к указанным негативным последствиям [1]. В сельскохозяйственном секторе основным отрицательным моментом является уничтожение зародышей в облучаемых продуктах. Это означает, что продукты, подвергшиеся радиационной обработке, не могут быть использованы в качестве семян для последующего выращивания.

Таким образом для объектов, при радиационной обработке которых максимально допустимая доза ниже минимально необходимой дозы для достижения целевого эффекта (отсутствует радиационное окно) традиционное гомогенное облучение не подходит. В тоже время использования радиационной поверхностной обработки позволяет создавать необходимую минимально допустимую дозу для инактивации патогенной микрофлоры или снижения общей контаминации на поверхности продукции без существенного влияния на внутреннюю часть продукции [2-4]. Радиационная поверхностная обработка продукции может быть реализована с использованием низкоэнергетического электронного пучка (НЭЭП) с энергией менее 1 МэВ. Облучение объектов НЭЭП позволяет создавать необходимый профиль распределения поглощенной дозы по глубине продукции.

Для точного определения профиля распределения поглощенной дозы необходимым является исследование дозового распределения при разных режимах работы ускорителя. В рамках данной работы проведены экспериментальные измерения распределения поглощенной дозы и математиче-

ские расчеты методом Монте-Карло для оценки дозиметрических характеристик ускорителей электронов типа УРТ. Для определения поглощенной дозы, формируемой пучком электронов, были использованы пленочные детектор СО ПД(Ф)Р-5/50 с диапазоном измеряемых доз 5–50 кГр. Также для визуализации геометрии дозового распределения были изготовлены парафиновые фантомы с 4-диметиламиноазобензолом ($C_{14}H_{15}N_3$) [7]. Были рассмотрены три режима работы ускорителя с зарядовым напряжением 20 кВ, 25 кВ и 30 кВ.

По экспериментально полученным зависимостям были определены профили распределения поглощенной дозы для разных режимов работы ускорителя типа УРТ. Полученные результаты демонстрируют возможность варьирования глубины радиационной обработки объектов высокой дозой от 0.5 до 2 мм при изменении энергии пучка электронов. Таким образом, предложена методика изменения глубины обработки пищевой и сельскохозяйственной продукции на основе полученных дозовых характеристик, что может значительно упростить процедуры дозиметрического планирования и расширить список объектов, для которых данная технология перспективна.

Литература

1. INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Manual of Good Practice in Food Irradiation, Technical Reports Series No. 481, IAEA, Vienna (2015)
2. S.Yu. Sokovnin, M.E. Balezin, R.A. Vazirov, O.R. Timoshenkova, A.S. Krivonogova, A.G. Isaeva, I.M. Donnik // Research into the properties of hens' eggs under surface irradiation by nanosecond electron beam / Radiation Physics and Chemistry 165 (2019) 108398 <https://doi.org/10.1016/j.radphyschem.2019.108398>
3. R. A. Vazirov, S. Y. Sokovnin, A. S. Krivonogova, A. G. Isaeva // Radiation surface antimicrobial processing of poultry meat and by-products using the nanosecond low-energy electron beam / Radiation Physics and Chemistry 217 (2024) 111528. <https://doi.org/10.1016/j.radphyschem.2024.111528>
1. 4. S.Yu. Sokovnin, M.E. Balezin // Surface irradiation installation for eggs based on URT-0,5M accelerator / Radiation Physics and Chemistry, 196 (2022) 110137 <https://doi.org/10.1016/j.radphyschem.2022.110137>
4. S.Yu Sokovnin, M.E. Balezin, Repetitive nanosecond electron accelerators type
2. URT-1 for radiation technology. / Radiation Physics and Chemistry 144 (2008) 265–270. <https://doi.org/10.1016/j.radphyschem.2017.08.023>.
5. J. Kim, R.G. Rivadeneira, M.E. Castell-Perez, R.G. Moreira // Development and validation of a methodology for dose calculation in electron beam irradiation of complex-shaped foods / Journal of Food Engineering, 74 (3) (2006) 359-369.

ДОЗИМЕТРИЧЕСКОЕ ПЛАНИРОВАНИЕ РАДИАЦИОННОЙ ОБРАБОТКИ БИООБЪЕКТОВ И МАТЕРИАЛОВ

мл. науч. сотр. *Золотов С.А.*, зав. лаб. *Близнюк У.А.*, науч. сотр. *Антипина Н.А.* (ФГАУ «НМИЦ Нейрохирургии им. ак. Н.Н. Бурденко»), асп. *Никитченко А.Д.*, инженер-физик *Николаева А.А.* (ФГАУ «НМИЦ Нейрохирургии им. ак. Н.Н. Бурденко»), зав. лаб. *Студеникин Ф.Р.*, проф. *Черняев А.П.*

Сегодня более чем в 70 странах мира функционируют промышленные центры радиационной стерилизации пищевой продукции и изделий медицинского назначения [1]. В сравнении с классическими подходами, радиационная стерилизация обладает рядом преимуществ: ионизирующие излучения более эффективно подавляют микроорганизмы, в ходе обработки не изменяется температура продукции, и она может быть обработана сразу в упаковке (что исключает возможность повторного загрязнения). Сегодня при планировании радиационной обработки все внимание фокусируется на интегральной отпускаемой дозе [2, 3], тогда как последние исследования [4 - 6] показывают: эффективность радиационной обработки зависит также от характера её распределения по объему объекта.

Интегральная поглощенная доза однозначно определяется количеством доставленного излучения и может быть легко измерена на практике (например, с помощью дозиметрических пленок или аланиновой дозиметрии). Характер распределения поглощенной дозы по объему зависит от нескольких факторов, включая тип излучения, форму объекта и энергетический спектр пучка. Для того, чтобы учесть все эти факторы при планировании радиационной обработки, применяется компьютерное моделирование [7]. И если тип излучения и форма обрабатываемого объекта достоверно известны, то точный энергетический спектр пучка – неизвестен и трудно поддается измерению на практике. Замена же точного спектра на "эффективную энергию" может привести к ошибке в оценке равномерности обработки до 20%.

В данной работе предлагается метод восстановления энергетического спектра пучка электронного ускорителя по экспериментально измеренному глубинному распределению дозы, создаваемому пучком. Для реализации алгоритма предварительно рассчитаны глубинные распределения поглощенной дозы в различных эталонных материалах при облучении моноэнергетическими пучками ускоренных электронов с энергией от 100 кэВ до 20 МэВ с шагом 100 кэВ с помощью программного кода Geant4 [8, 9]. Экспериментальная верификация алгоритма проводилась на медицинском ускорителе электронов Varian TrueBeam в отделении радиохирургии и радиотерапии с дневным стационаром НМИЦ нейрохирургии им. ак. Н.Н. Бурденко, работающем в режимах 6 МэВ и 9 МэВ. Были измерены

глубинные дозовые распределения в алюминии, воде и полимерном фантоме *RW3 Slab Phantom*. Восстановленные по измеренным распределениям спектры показали согласие друг с другом, расхождение составило не более 5%.

Литература

1. Черняев А.П. Радиационные технологии. Наука. Народное хозяйство. Медицина / Черняев А.П. // Москва: Издательство Московского университета, 2019. — 231 с.
2. ISO 11137-3-2006 Sterilization of health care products Radiation Part 3: Guidance on dosimetric aspects. Стерилизация медицинской продукции. Облучение. Часть 3. Руководство по вопросам дозиметрии.
3. ISO 14470-2011 Food irradiation — Requirements for the development, validation and routine control of the process of irradiation using ionizing radiation for the treatment of food. Радиационная обработка пищевых продуктов. Требования к разработке, валидации и повседневному контролю процесса облучения пищевых продуктов ионизирующим излучением.
4. Effect of electron and X-ray irradiation on microbiological and chemical parameters of chilled turkey / U. Bliznyuk, A. Chernyaev, F. Studenikin, V. Ipatova et al. // Scientific reports. — 2022. — Vol. 12, no. 1. — P. 750.
5. Применение низкоэнергетических электронов для радиационной обработки охлажденной форели / А. П. Черняев, У. А. Близнюк, П. Ю. Борщegovская и др. // Письма в журнал Физика элементарных частиц и атомного ядра. — 2020. — Т. 17, № 4. — С. 681–687.
6. Применение пучков ускоренных электронов для радиационной обработки продуктов питания и биоматериалов / У.А. Близнюк, А.П. Черняев, Ф.Р. Студеникин и др. // Известия Российской академии наук. Серия физическая. — 2017. — Т. 81, № 6. — С. 819–823. DOI: 10.7868/S0367676517060035.
7. Computer simulation to determine food irradiation dose levels / F.R. Studenikin, U.A. Bliznyuk, A.P. Chernyaev et al. // IOP Conference Series: Earth and Environmental Science. — 2019. — Vol. 365. — P. 012002. DOI: 10.1088/1755-1315/365/1/012002.
8. S. Agostinelli et al., “GEANT4 - a simulation toolkit”, Nucl. Instr. Meth. A, vol. 506, no. 3, pp. 250-303, 2003.
9. Recent Developments in Geant4, J. Allison et al., Nucl. Instr. Meth. A 835 186-225 (2016)

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПАЦИЕНТА НА ДОЗОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАНА ОБЛУЧЕНИЯ

Мед. физик *Лисовская А.О.* (НМИЦ ДГОИ им. Д. Рогачева), техник-дозиметрист *Попова А.В.* (НМИЦ ДГОИ им. Д. Рогачева, МИФИ), зав. отд. луч. терапии *Нечеснюк А.В.* (НМИЦ ДГОИ им. Д. Рогачева), проф. *Беляев В.Н.* (МИФИ), рук-ль службы мед физики и рад. контроля отд. луч. терапии *Логина А.А.* (НМИЦ ДГОИ им. Д. Рогачева)

В лучевой терапии очень важно обеспечить повторяемость всех условий облучения от момента первоначального сканирования на компьютерном томографе (КТ) до подведения каждой из фракций курса лучевой терапии (ЛТ), так как облучение пациента осуществляется в соответствии с планом лучевой терапии, созданным для изображений КТ, полученных при первоначальном сканировании на томографе и содержащих информацию об анатомии пациента на тот момент. Однако при стандартном курсе ЛТ от момента первоначального сканирования пациента на КТ до окончания курса лечения может пройти больше месяца. За это время с пациентом могут произойти различного рода изменения, например, одно из самых частых изменений анатомии у пациентов за длительный курс лучевой терапии – изменение объема тела в области сканирования. Произошедшие изменения геометрических параметров пациента неизбежно приведут к изменению распределения дозы в пациенте. Так, может увеличиться средняя доза в органах риска, а доза в мишени – уменьшиться. Связанных с этим негативных последствий порой можно избежать только с помощью адаптивной лучевой терапии (АЛТ) [1].

АЛТ подразумевает под собой оценку значимости произошедших изменений и при необходимости перерасчет дозового распределения для новых актуальных наборов изображений, которые в рутинной клинической практике чаще всего получают с помощью конусно-лучевой компьютерной томографии (КЛКТ). Однако в настоящее время нет единого ответа на вопрос, как часто и когда именно нужно пересчитывать исходный план пациента, поэтому оценка влияния геометрических параметров пациента на распределение дозы в пациенте является очень актуальным вопросом в ЛТ [2].

Таким образом, целью работы стала оценка влияния геометрических параметров пациента на дозовые характеристики плана облучения.

В работе были исследованы 22 набора изображений пациентов, проходящих лечение в отделении лучевой терапии ФГБУ НМИЦ ДГОИ им. Дмитрия Рогачева МЗ РФ, у которых были зарегистрированы экспертами значительные изменения объема тела в области сканирования в течение курса ЛТ. Мы выполнили количественное сравнение геометрических параметров пациентов в первой фракции (КЛКТ₁ с минимальными анатомии-

ческими изменениями) и в середине курса лечения (КЛКТ_{середина курса} со значительными анатомическими изменениями) относительно исходных наборов КТ (КТ_{реф}). В качестве геометрических параметров была выбрана разница объемов внешнего контура пациента на изображениях КТ_{реф} и исследуемых КЛКТ-изображений, а также суммарный коэффициент K , оценивающий степень изменения объема тела, который был рассчитан по формуле:

$$K = HD + MDA + \frac{1}{Dice} + \frac{1}{Jaccard}, \text{ где}$$

$$Dice = 2 \times \frac{\text{объем пересечения } A \text{ и } B}{\text{объем } A + \text{объем } B}$$

$$Jaccard = \frac{\text{объем пересечения } A \text{ и } B}{\text{объединение объемов } A \text{ и } B},$$

где A – контур пациента на КТ_{реф}, B – контур пациента на КЛКТ,

Hausdorff Distance (HD) – максимальное расстояние между всеми точками на одной поверхности и ближайшими к ним точками на другой поверхности,

Mean Distance to Agreement (MDA) – среднее расстояние между всеми точками на одной поверхности и ближайшими к ним точками на другой поверхности.

Для каждого пациента были проведены деформируемые регистрации референсных изображений КТ и исследуемых изображений КЛКТ₁ и КЛКТ_{середина курса}, адаптированы контуры в соответствии с новой анатомией пациента и рассчитаны лечебные планы в соответствии с актуальной анатомией в системе независимого расчета дозы MIM SureCalc® MonteCarlo Plan verification module.

Среднее значение суммарного коэффициента K для 22 наборов изображений КЛКТ₁ составило 12,1 [6,8; 27,1], а для наборов изображений КЛКТ_{середина курса} – 21,8 [10,2; 53,3], средняя разница объемов внешнего контура пациента на изображениях КТ_{реф} и КЛКТ₁ составила 2,5 [0,0; 6,9] %, а на изображениях КТ_{реф} и КЛКТ_{середина курса} составила 6,8 [0,1; 15,6] %. Для наборов изображений КЛКТ₁ не наблюдалось значимого (более 3%) уменьшения покрытия СТ_V дозой 97% от предписанного значения (СТ_V_{97%}), а для наборов изображений КЛКТ_{середина курса} такое отклонение было обнаружено в двух случаях. Средняя доза хотя бы в одном органе риска превысила исходные значения на 5% в 7 случаях для наборов изображений КЛКТ₁ и в 9 случаях для КЛКТ_{середина курса}. Доза, близкая к максимальной (D_{2max}), для КЛКТ₁ превысила референсные значения на 5% хотя бы в одном органе риска в 15 случаях, а для КЛКТ_{середина курса} – в 14.

Полученные результаты говорят о том, что в изменение распределения дозы вносит свой вклад не только выбранный нами фактор – изменение объема тела, но и, вероятно, межфракционные движения органов. Так, например, в плане пациента с единственной почкой в области облучения средняя доза в интересующей нас почке не изменилась, но максимальная поглощенная доза в почке на серии КЛКТ₁ увеличилась на 27%, а на КЛКТ_{середина курса} – на 40%. Для более точной оценки влияния геометрических параметров пациента на распределение дозы необходимо дальнейшее исследование дозовых характеристик планов облучения.

Изменения геометрических параметров пациента оказывают влияние на распределение дозы. Однако помимо объема тела на распределение дозы в пациенте влияет еще множество факторов, поэтому для установления количественной зависимости влияния геометрических параметров на распределение дозы в пациенте требуется тщательный подбор дозовых характеристик и дальнейший сбор статистики.

Литература

1. O.L. Green, L.E. Henke, G.D. Hugo. Practical Clinical Workflows for Online and Offline Adaptive Radiation Therapy // Seminars in Radiation Oncology. 2019. 29(3):219-227.
2. E. Lavrova, M.D. Garrett, Y. Wang, et al. Adaptive Radiation Therapy: A Review of CT-based Techniques // Radiology: Imaging Cancer. 2023. 5(4): e230011.

ВЛИЯНИЕ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПРОДУКТИВНОСТЬ И ФИТОСАНИТАРНОЕ СОСТОЯНИЕ КАРТОФЕЛЯ

Программист 1 кат. *Зубрицкая Я.В.*, зав. лаб. *Близнюк У.А.*, проф. *Черняев А.П.*, доц. *Борщеговская П.Ю.*, ст. науч. сотр. *Юров Д.С.*, зам. рук. по научной работе *Малюга А.А.* (СибНИИЗиХ СФНЦА РАН), вед. науч. сотр. *Чуликова Н.С.* (СибНИИЗиХ СФНЦА РАН)

Адаптация методов защиты и стимуляции роста сельскохозяйственных культур в условиях изменения климата является важной задачей агрономического сектора промышленности [1, 2]. Радиационная обработка является универсальным методом, позволяющим как стимулировать, так и ингибировать рост растений и фитопатогенов. В данной работе рассматривается влияние ионизирующего излучения на продуктивность и фитосанитарное состояние культуры картофеля.

В исследовании клубни картофеля сорта Фиолетовый с естественным заражением грибом *Rhizoctonia Solani* были облучены ускоренными низкоэнергетичными электронами и рентгеновским излучением в дозах от 5 до 30 Гр. Облучение проводилось на линейном ускорителе электронов непре-

ровного действия УЭЛР-1-25-Т001 с энергией 1 МэВ и рентгеновском аппарате 1BPV23-100 с рентгеновской трубкой RAD-100 и анодом из молибдена. После облучения клубни высаживались на опытном поле СФНЦА РАН для наблюдения за их ростом и получения урожая. Полученный урожай проходил фитосанитарный анализ на степень поражения грибными заболеваниями. На основе данных о количестве и качестве урожая можно было выявить эффективные дозы обработки клубней.

Оценка продуктивности и фитосанитарного состояния культуры показала нелинейную зависимость урожайности и заболеваемости культуры от дозы рентгеновского и электронного излучения. Обработка во всех представленных дозах снижала распространённость сетчатого некроза на клубнях нового урожая. Облучение ускоренными электронами в дозах 15, 20 и 30 Гр увеличили количество урожая на 35, 18 и 58 %, а облучение в дозах 10, 25 и 30 Гр было наиболее действенно против сетчатого некроза, снижая его распространённость на 36, 16 и 8 %, соответственно. Облучение рентгеновским излучением во всех дозах снижало распространение сетчатого некроза, более чем на 16 %, но при этом снижало урожайность культуры. Наименьшее снижение урожайности наблюдалось при облучении в дозе 10 Гр и составляло 10 %.

Таким образом, было получено, что обработка ионизирующим излучением клубней картофеля снижала степень поражения урожая фитопатогенными грибами. Облучение рентгеновским излучением эффективнее боролось с заболеванием на клубнях, однако также негативно влияло на урожайность культуры. Его эффективная доза облучения составила 10 Гр. Облучение ускоренными электронами в дозах 15, 25 и 30 Гр повысило продуктивность культуры на 35, 18 и 58 %. Эффективная доза обработки семенного картофеля для ускоренных электронов составила 30 Гр.

Исследование было выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта №22-63-00075.

Литература

1. Abeydeera L., Mesthrige J. W., Samarasinghalage T. I. Global research on carbon emissions: a scientometric review. *Sustainability*, 11, 3972. – 2019.
2. Nnadi N. E., Carter D. A. Climate change and the emergence of fungal pathogens // *PLoS Pathogens*. – 2021. – Т. 17. – №. 4. – С. e1009503.

СТАНДАРТЫ ДОЗИМЕТРИИ ЕАЭС ПРИ РАДИАЦИОННОЙ ОБРАБОТКЕ ПРОДУКТОВ ПИТАНИЯ

Ст. науч. сотр. *Павлов А.Н.*, мл. науч. сотр. *Чиж Т.В.*,
мл. науч. сотр., *Снегирев А.С.*, науч. сотр. *Глушенко Н.В.*
(НИЦ «Курчатовский институт» – ВНИИРАЭ)

Радиационная обработка продуктов питания — это физический процесс, связанный с облучением пищевых продуктов ионизирующим излучением.

Для проведения радиационной обработки продукции агропромышленного производства в качестве источников ионизирующего излучения используются:

- электронное излучение с энергией не более 10 МэВ.
- γ -излучение радиоизотопа ^{60}Co ($T_{1/2} = 5,27$ года, $E = 1,25$ МэВ).
- γ -излучение радиоизотопа ^{137}Cs ($T_{1/2} = 30,17$ года, $E = 0,66$ МэВ).
- тормозное излучение, генерируемое ускорителями с энергией не более 5 МэВ.

Основным стандартом по радиационной обработке продуктов питания ЕАЭС является ГОСТ ISO 14470-2014, включающий следующие основные положения:

- обеспечение требований к облучению пищевых продуктов в соответствии с действующими стандартами и практикой;
- выработка предписаний, способствующих достижению соглашения по техническим вопросам между заказчиком и оператором облучателя;
- разработка системы ведения документации с учетом управления процессом облучения продуктов.

В соответствии с требованиями ГОСТ ISO 14470-2014 дозиметрия должна осуществляться для получения гарантий того, что в каждом акте облучения пищевого продукта им была получена строго определенная поглощенная доза. Поглощенная доза должна измеряться с использованием дозиметрической системы, специально разработанной для этой цели. Необходимо также осуществлять контроль и документально регистрировать поглощенную дозу для проверки на соответствие техническим условиям обработки.

Целью дозиметрии является оказание помощи в установлении наиболее удобной геометрии облучения образцов и продуктов, включая выбор всех ключевых параметров процесса и предоставление доказательств воспроизводимости дозы и ее распределения. Поглощенная доза, полученная любой частью образца или продукта, зависит от характеристик облучателя и таких параметров, как тип источника и его геометрия, геометрия облучения, состав и плотность продукта (1).

Для каждого метода дозиметрии существует свой рабочий диапазон доз и метод анализа, дающий достоверный и точный, в пределах погрешности, результат дозиметрических исследований. Выбор и использование дозиметрических систем осуществляются с учетом диапазона доз, типа излучения, а также влияния таких факторов, как мощность дозы, требуемый уровень погрешности измерений и пространственное разрешение (2,3).

Межгосударственным советом ЕАЭС по стандартизации, метрологии и сертификации приняты следующие стандарты в области дозиметрии:

- ГОСТ 34157-2017. Руководство по дозиметрии при обработке пищевых продуктов электронными пучками и рентгеновским (тормозным) излучением. Данное практическое руководство содержит описание программы оценки качества монтажа облучателя и дозиметрических методик, которые следует использовать при оценке операционного качества, оценке технологического качества и процессах повседневной обработки, применяемых при обработке пищевых продуктов пучками высокоэнергетических электронов и рентгеновским (тормозным) излучением, в целях обеспечения гарантии, что продукты были обработаны с соблюдением заданного диапазона поглощенной дозы излучения;
- ГОСТ 34156-2017. Руководство по дозиметрии при обработке пищевых продуктов гамма-излучением. В настоящем стандарте приводятся программа оценки качества монтажа облучателя и дозиметрические процедуры, которые следует выполнять при оценке операционного качества, оценке эксплуатационных характеристик и при повседневной эксплуатации установок для обработки пищевых продуктов ионизирующим излучением радионуклидных гамма-источников с целью гарантии того, что данный продукт получил заранее определенную поглощенную дозу радиации;
- ГОСТ 34155-2017. Руководство по дозиметрии при исследовании влияния радиации на пищевые и сельскохозяйственные продукты. Содержит минимальные требования по дозиметрии, необходимой при проведении исследований по влиянию радиации на пищевые и сельскохозяйственные продукты. Такие исследования включают в себя установление количественной зависимости между поглощенной дозой и соответствующими эффектами в указанных продуктах.

Данные стандарты гармонизированы с международными документами и содержат описание дозиметрических систем, необходимых для оценки операционного и технологического качества процессов повседневной обработки пищевых продуктов пучками высокоэнергетических электронов, рентгеновским (тормозным) излучением и гамма-излучением.

Применение дозиметрических систем регулируется также специально разработанным, ФГУП «ВНИИФТРИ», для обеспечения единства измере-

ний Межгосударственным стандартом ГОСТ 8.070-2014 "Государственная система обеспечения единства измерений. Государственная поверочная схема для средств измерений поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы, эквивалента дозы и мощности эквивалента дозы фотонного и электронного излучений".

Данный документ регламентирует схему измерений поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы, эквивалента дозы и мощности эквивалента дозы фотонного и электронного излучений в диапазоне энергий фотонного излучения от 0,015 до 50 МэВ и электронного излучения от 5 до 50 МэВ, полученных от государственных первичных эталонов поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы.

С 1 июля 2020 г. введен, также разработанный ФГУП «ВНИИФТРИ» межгосударственный стандарт ГОСТ 8.664-2019 "Государственная система обеспечения единства измерений. Пищевые продукты. Радиационная обработка пищевых продуктов. Требования к дозиметрическому обеспечению". Настоящий стандарт распространяется на пищевые продукты, обрабатываемые ионизирующим излучением, и устанавливает общие требования к дозиметрии на этапах подготовки и проведения процесса радиационной обработки на радиационно-технологических установках с ускорителями электронов (тормозное и электронное излучение) и с радионуклидными источниками ионизирующих излучений.

Развитие радиационных технологий и в частности создание нормативной базы по требованиям к дозиметрическим системам на этапах подготовки и проведения процесса радиационной обработки формирует условия для создания новой высокотехнологичной отрасли на базе отечественных научных и технических разработок для решения задач технологической независимости и продовольственной безопасности Российской Федерации.

Литература

1. Павлов А.Н., Дорн Ю.А., Снегирев А.С., Студеникин Ф.Р. Дозиметрия процесса обработки ионизирующим излучением сельскохозяйственной и пищевой продукции: источники излучения, контроль поглощенной дозы, нормативная база // В сборнике: Радиационные технологии в сельском хозяйстве и пищевой промышленности: научные основы и перспективы практического применения. Труды ФГБНУ ВНИИРАЭ. Под редакцией Н.И. Санжаровой. Обнинск, 2023. С. 34-56.
2. А.Н. Павлов, Т.В. Чиж, А.С. Снегирев, Н.И. Санжарова, А.П. Черняев, П.Ю. Борщеговская, В.С. Ипатова, Ю.А. Дорн / Технологический процесс радиационной обработки пищевой продукции и дозиметрическое // Радиационная гигиена. 2020. Т. 13. № 4. С. 40-50.
3. Павлов А.Н., Чиж Т.В., Воробьев М.С.// Дозиметрические системы в современной практике радиационной обработки//В сборнике: Радиационные технологии в сельском хозяйстве и пищевой промышленности:

состояние и перспективы. Сборник докладов международной научно-практической конференции. 2018. С. 166-169

ДИАГНОСТИКА БАКТЕРИЙ С ПОМОЩЬЮ КРЕМНИЕВЫХ НАНОНИТЕЙ

Науч. сотр. *К.А. Гончар*; асп. *Д.А. Назаровская*; лаб. *П.А. Домнин*;
студ. *О.Д. Гюппенен*; студ. *А.А. Ерохина*; асп. *М. Ван*;
асп. *И.И. Циняйкин*; рук. лаб. *С.А. Ермолаева* (НИЦЭМ им. Гамалеи);
вед. науч. сотр. *Л.А. Осминкина*

Оптические биосенсоры имеют значительные преимущества перед другими аналитическими методами благодаря хорошей чувствительности, удобству и простоте использования, воспроизводимости и надежности. Для преобразования сигнала в оптических датчиках можно использовать эффекты интерферометрии, поверхностного плазмонного резонанса, дифракционных решеток фотонных кристаллов, преобразователей на основе оптических волноводов, эллипсометрии и др. [1].

Наиболее распространенные оптические датчики основаны на эффектах интерференции света в тонких слоях кремниевых наноструктур, таких как пористый кремний различной морфологии [2] или кремниевые нанонити (КНН) [3]. Принцип работы такого датчика заключается в том, что освещение тонкого слоя кремниевых наноструктур белым светом приводит к отражению света от верхней и нижней границы наноструктур, создавая интерференцию Фабри-Перо, где частота интерференции определяется эффективной оптической толщиной слоя кремниевых наноструктур [2,4]. Изменение эффективного показателя преломления кремниевых наноструктур после адсорбции биологических молекул и клеток проявляется в смещении интерференционных полос и/или изменении их амплитуды [2–7].

Еще одним популярным методом обнаружения различных биомолекул является гигантское комбинационное рассеяние (ГКР) [8]. Представлен простой метод декорирования КНН наночастицами золота и серебра путем восстановления их из AgNO_3 и AuCl_3 в присутствии 5М HF с целью придания ГКР-активных свойств полученным композитным подложкам [9]. Кроме того, с помощью ГКР на КНН, декорированных золотом, был успешно обнаружен билирубин с пределом обнаружения 1 мкМ [10], а также интерналин В, белок, связанный с патогенными бактериями *Listeria monocytogenes*, был успешно обнаружен с помощью ГКР на КНН, декорированных серебром [11].

В этом исследовании были объединены два метода обнаружения: интерференция Фабри-Перо и ГКР, и было показано, что КНН, покрытые на-

ночастицами золота и серебра, могут быть использованы для создания бимодального оптического сенсора для диагностики бактерий.

Были получены и исследованы КНН, покрытых золотыми и серебряными наночастицами, с толщиной КНН 2,3 мкм и толщиной биметаллического слоя 100 нм. Показана возможность диагностики *L. Innes* до концентраций $6,4 \cdot 10^6$ КОЕ/мл по изменению эффективной оптической толщины. Показана возможность диагностики *L. Innes* по спектрам ГКР после их адсорбции на КНН, покрытых золотыми и серебряными наночастицами, до концентраций $3,2 \cdot 10^6$ КОЕ/мл. В спектрах ГКР наблюдаются пики, характерные для белков клеточной стенки грамположительных бактерий *Listeria*. Можно заключить, что данные образцы эффективны в качестве бимодального оптического сенсора для диагностики бактерий. Разработанный датчик демонстрирует потенциал для быстрой диагностики и идентификации бактерий без использования меток, что делает его универсальным инструментом для разнообразных применений в области обнаружения микробов. Схема работы бимодального сенсора приведена на рисунке 1.

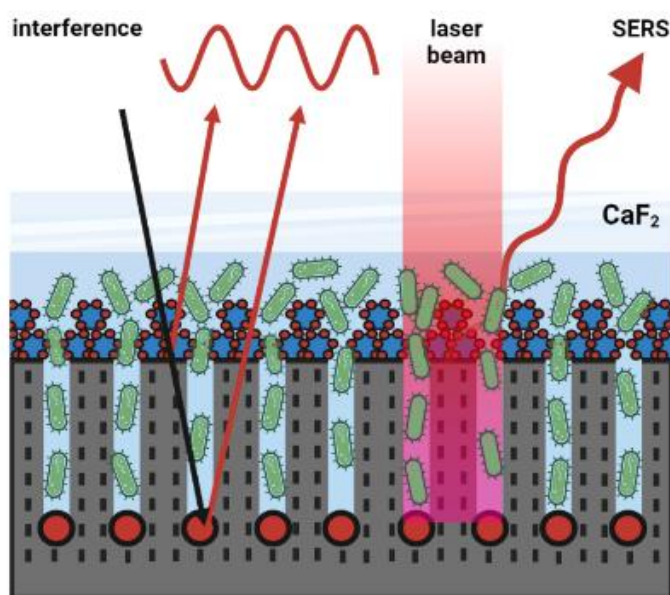


Рис.1. Схема работы бимодального сенсора на основе КНН, покрытых золотыми и серебряными наночастицами.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-72-10062, <https://rscf.ru/project/22-72-10062/>.

Литература

1. M. Nirschl, F. Reuter, J. Vörös, Biosensors, 2011, 1(3), 70.
2. A. Jane, R. Dronov, A. Hodges, N. H. Voelcker. Trends in biotech., 2009, 27(4), 230.
3. K. A. Gonchar, S. N. Agafilushkina, D. V. Moiseev, I. V. Bozhev, A. A. Manykin, E. A. Kropotkina, A. S. Gambaryan, L. A. Osminkina, Mater. Res. Express, 2020, 7, 035002.
4. V. S. Lin, K. Motesharei, K. P. Dancil, M. J. Sailor, M. R. Ghadiri, Science, 1997, 278(5339), 840.

5. M. B. Gongalsky, A. A. Koval, S. N. Schevchenko, K. P. Tamarov, L. A. Osminkina. *J. Electr. Soc.*, 2017, 164(12), B581.
6. N. Massad-Ivanir, G. Shtenberg, E. Segal, *J. Vis. Exp.*, 2013, 81.
7. N. Massad-Ivanir, G. Shtenberg, N. Raz, C. Gazenbeek, D. Budding, M.P. Bos, E. Segal, *Sci. Rep.*, 2016, 6, 38099.
8. S. Pahlow, S. Meisel, D. Cialla-May, K. Weber, P. Rösch, J. Popp, *Adv. Drug Del. Rev.*, 2015, 89, 105.
9. O. Žukovskaja, S. Agafilushkina, V. Sivakov, K. Weber, D. Cialla-May, L. Osminkina, *J. Popp, Talanta*, 2019, 202, 171.
10. A. D. Kartashova, K. A. Gonchar, D. A. Chermoshentsev, E. A. Alekseeva, M. B. Gongalsky, I. V. Bozhev, A. A. Eliseev, S. A. Dyakov, J. V. Samsonova, L. A. Osminkina, *ACS Biomater. Sci. Eng.*, 2022, 8(10), 4175.
11. K. A. Gonchar, E. A. Alekseeva, O. D. Gyuppenen, I. V. Bozhev, E. V. Kalinin, S. A. Ermolaeva, L. A. Osminkina, *Opt. Spec-trosc.*, 2022, 130, 521.

Подсекция:
НАУКИ О ЗЕМЛЕ

Сопредседатели:
профессор М. А. Носов, академик И. И. Мохов,
профессор В.Б. Смирнов

ПОСТСЕЙСМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ОБЛАСТИ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ ЧИГНИК НА АЛЯСКЕ 29.07.2021: РАЗВИТИЕ СМЕЩЕНИЙ ВО ВРЕМЕНИ И СВЯЗЬ С АФТЕРШОКОВОЙ АКТИВНОСТЬЮ

Зав.кафедрой *Смирнов В.Б.* (гл. научн. сотр. ИФЗ РАН),
проф. *Михайлов В.О.* (зав.лаб. ИФЗ РАН),
студент *Конвисар А.М.* (инженер ИФЗ РАН)

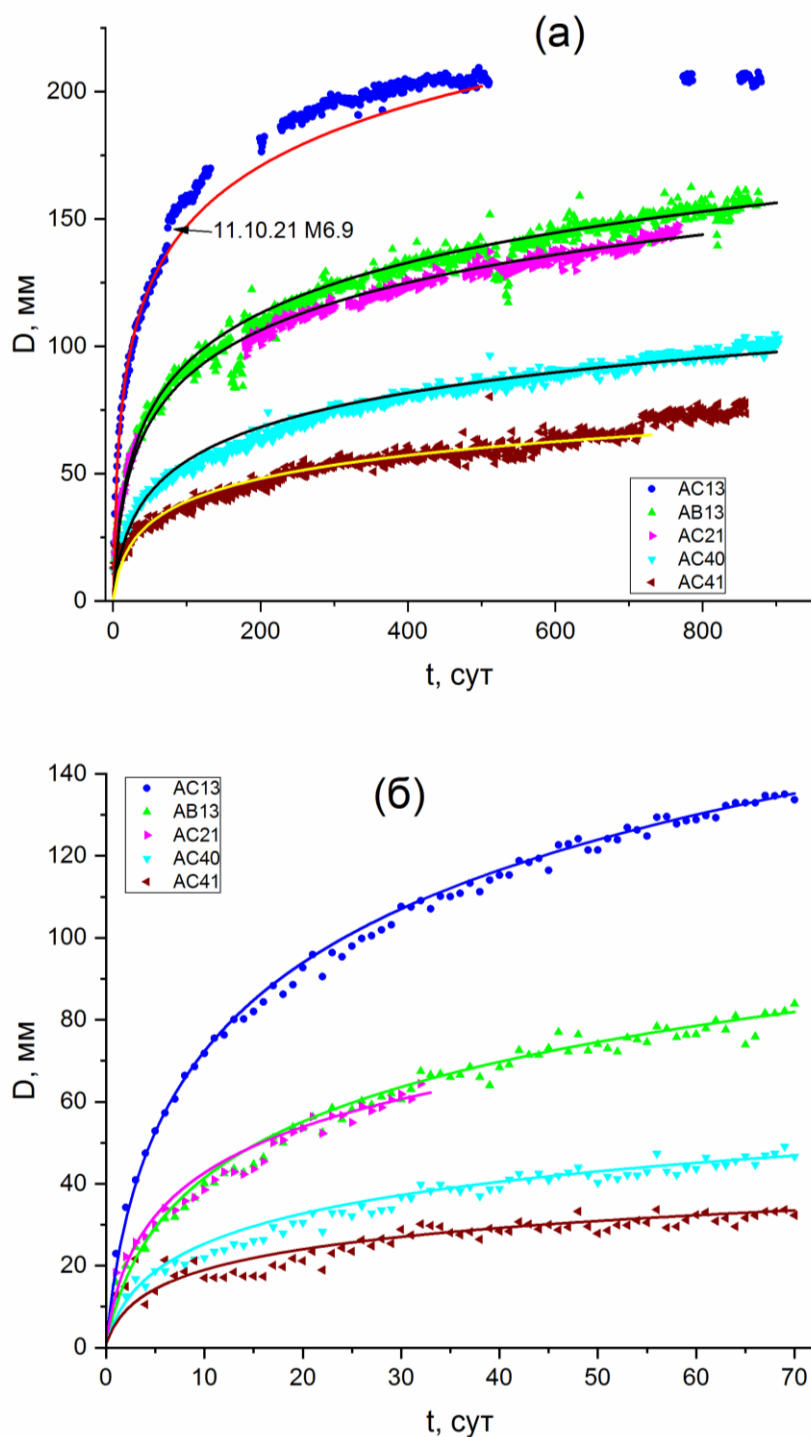
Для анализа характеристик, источников и механизмов постсейсмических движений в очаговых зонах землетрясений используются данные как наземных, так и спутниковых средств измерения перемещений точек земной поверхности после, как правило, сильных землетрясений. Эти данные применяются для построения моделей движений в очаговой зоне в окрестности очага главного события.

Постсейсмические движения демонстрируют относительно медленное затухающее изменение на характерных временах от месяцев до первых лет. С реологической точки зрения зависимость постсейсмической деформации от времени можно рассматривать как эмпирическую оценку функции ползучести. Под функцией ползучести понимают, как известно, должным образом отнормированное изменение деформации, вызванное скачком напряжения и происходящее затем при постоянном напряжении [Магницкий, 1965; Мейз, 1974]. Для объяснения постсейсмических движений и их затухания во времени, как правило, рассматриваются два класса моделей релаксационных явлений в твердых телах: упруго-вязкие реологические тела, релаксация в которых происходит за счет вязкого течения геоматериала [Pollitz, 2005], и криповые механизмы, обусловленные зависящим от скорости смещения трением на разломах или же остаточными смещениями в очагах афтершоков (afterslip) [Marone et al., 1991; Scholz, 2019]. В первом случае постсейсмические деформации имеют экспоненциальный вид $(1 - e^{-t/\tau})$, где t – время после землетрясения, во втором — логарифмический $q \ln(1 + \alpha t) + 1$.

Землетрясение Чигник М8.2 произошло в Алеутской зоне субдукции 29.07.21 недалеко от города Чигник [Liu S. et. al., 2022]. В работе [Конвисар и др., 2023] по комплексу спутниковых данных была построена модель косейсмических смещений в очаговой области землетрясения. Согласно этой модели, тип смещений – практически чистый надвиг, а смещения, в целом, произошли по всей очаговой области.

В работе [Конвисар и др., 2024] в области очага землетрясения Чигник выполнено моделирование процесса вязкоупругой релаксации и проведено ее сопоставление с данными деформометрии, которое показало, что этот процесс не может объяснить наблюдаемые смещения.

Цель настоящей работы – выяснение характера изменения постсейсмических движений во времени по данным GPS и их сопоставление с афтершоковой активностью.



Смещение пунктов GPS (точки) и его логарифмическая аппроксимация вида $q \ln(1+\alpha t) + 1$ (линии). а — за весь интервал времени, б — до сильного афтершока 11.10.21 M6.9 (74-е сутки после землетрясения Чигник); на рис. (а) стрелкой отмечены косейсмические смещения от этого афтершока.

В качестве исходных данных использована открытая информация с сайта The GAGE GNSS Analysis Center об изменении координат пунктов GPS. Дискретность данных — один отсчет в сутки.

Данные об афтершоках взяты из открытой информации о региональном каталоге землетрясений Аляски с сайта USGS: Alaska Earthquake Information Center. Представительная магнитуда оценена как $M_c=2$, объем рабочего каталога составил 2985 афтершоков.

Проведенные исследования позволяют сделать следующие выводы.

1. Постсейсмические движения в очаговой зоне землетрясения Чигник имеют характер крипового скольжения (afterslip). Скорость постсейсмических движений точек поверхности Земли (пунктов наблюдений GPS) спадает по степенному закону близкому к $1/t$ (t – время после землетрясения). На интервале времени в два года величины постсейсмических движений (смещения) увеличиваются во времени по логарифмическому закону $q \ln(1+\alpha t)+1$.

2. Постсейсмические смещения в пунктах наблюдений пропорциональны смещениям в сеймотектоническом течении, обусловленном афтершоками землетрясения. Это позволяет рассматривать суммарные подвижки в очагах афтершоков как общий механизм криповой постсейсмической деформации в очаговой области землетрясения Чигник.

Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда № 23-17-00064, <https://rscf.ru/project/23-17-00064/>

Литература

1. Конвисар А.М., Михайлов В.О., Волкова М.С., Смирнов В.Б. Модель поверхности сейсмического разрыва землетрясения “Чигник” (Аляска, США) 29.07.2021 по данным спутниковой радарной интерферометрии и ГНСС // Вулканология и сейсмология. 2023. №5. С. 74-83
2. Конвисар А.М., Михайлов В.О., Смирнов В.Б., Тимошкина Е.П. Постсейсмические процессы в области землетрясения Чигник на Аляске 29.07.2021. Часть I: Результаты моделирования. // Физика Земли. 2024. №4. С.
3. Магницкий В. А. Внутреннее строение и физика Земли. - М.: Недра, 1965. -379с.
4. Мейз Дж. Теория и задачи механики сплошных сред. — М.: Мир, 1974.-318с.
5. Liu C., Lay T., Xiong X. The 29 July 2021 Mw 8.2 Chignik, Alaska Peninsula earthquake rupture inferred from seismic and geodetic observations: Re-rupture of the western 2/3 of the 1938 rupture zone // Geophys. Res. Lett. 2022 V. 49, e2021GL096004
6. Marone C., Scholz C. H., Bilham R. On the mechanics of earthquake afterslip. // J. Geophys. Res.1991. V. 96: 8441–8452.
7. Pollitz F. F. Transient rheology of the upper mantle beneath central Alaska inferred from the crustal velocity field following the 2002 Denali earthquake // J. Geophys. Res. 2005. 110, B08407, doi:10.1029/2005JB003672.
8. Scholz C. H. The mechanics of earthquakes and faulting. Cambridge Univ. Press, 2019. 493 p.

ОСОБЕННОСТИ СЕЙСМИЧЕСКИХ РОЕВ
ПРИ ФЛЮИДНОЙ ИНИЦИАЦИИ РАЗРУШЕНИЯ
(ПО НАТУРНЫМ И ЛАБОРАТОРНЫМ ДАННЫМ)

Асс. Потанина М. Г., проф. Смирнов В. Б.

Возникновение сгруппированных землетрясений в результате инициации разрушения горных пород флюидом (например, водой) – так называемых, сейсмических роев – подтверждается научными данными [1]. Исследование особенностей, динамики, параметров подобных роев позволит продвинуться в понимании природы возникновения и физических механизмах.

Были исследованы натурные сейсмические рои Коринфского залива, обладающие флюидной природой инициацией [2] и наведенная сейсмичность в районе водохранилищ Койна-Варна, Индия [3]. Проведено физическое моделирование инициации разрушения лабораторных образцов флюидом [4].

Получены оценки сейсмической активности и наклона графика повторяемости, рассчитанные в скользящих окнах. Для обоих исследованных регионов обнаружено противофазное изменение этих параметров: увеличение сейсмической активности (числа событий, отнесенных ко времени в окне счета) от фонового значения до максимального и, далее, уменьшение до фонового, сопровождается сначала уменьшением *b-value* и далее увеличением до фонового значения. В лабораторных экспериментах также увеличение акустической эмиссии сопровождается падением наклона графика повторяемости.

Уменьшение *b-value* при росте сейсмической активности можно интерпретировать как развитие процесса разрушения в рамках модели лавинонеустойчивого трещинообразования (ЛНТ): рост числа землетрясений за счет все более крупных трещин, которые появляются в процессе слияния более мелких. Однако, в модели ЛНТ рост числа трещин не останавливается самопроизвольно, а приводит к образованию макро-разлома, сильного землетрясения, в то время как в сейсмических роях процесс разрушения геологической среды (*a*, соответственно, и землетрясения) останавливается: и число, и величина землетрясений после небольшого всплеска приходят к фоновому, нормальному состоянию.

Другое отличие от модели ЛНТ, по-видимому, в величинах времени этого процесса – в роях это происходит намного медленнее (дни, а, иногда, и месяцы), чем при форшоковой активизации сильных землетрясений (часы).

Увеличение наклона графика повторяемости постепенное, последовательное, то есть наблюдается процесс «обратной» лавины: величины землетрясений в рое становятся всё меньше и меньше, а значит и трещины с более крупных – все более мелкими. Происходит релаксация среды, по-

следовательное перераспределение, затухание, напряжений, вызванных флюидом.

Прямые оценки величины напряжений, возникающих в среде при внесении флюида – затруднительны, как и затруднительно получить информацию о напряжениях в среде до внесения флюида, чтобы оценить, спрогнозировать, величину «триггерного эффекта» внесения флюида: возникнет рой или запуститься форшоковая активизация сильного землетрясения.

Особенность флюида в том, что при его внесении в геологическую среду, кроме прямого увеличения напряжения нагрузкой массы жидкости, происходят и другие физико-химические процессы: диффузия, растворение, и т.д., просачивание по разломной структуре в удаленные от прямого воздействия области, что проявляется как в миграции разрушения, так и в запоздании, в отложенном характере воздействия [5].

Задача оценки времени и магнитуды землетрясений в рое, при которой процесс разрушения прекратится, начнет затухать, а, соответственно, не возникнет сильного землетрясения, на данный момент останется открытым. Ключом к решению этой задачи может стать изучение большего числа сейсмических роев, как вызванных флюидом, так и другими воздействиями, и проведение большего числа лабораторных экспериментов.

Литература

1. Смирнов В.Б., Пономарев А.В. Физика переходных режимов сейсмичности. М.: РАН – 2020. 412 с
2. Потанина М.П., Смирнов В.Б., Бернар П. Развитие роевой активности в Коринфском рифте в 2000–2005 гг. // Физика Земли. 2011 № 7. С. 54–66.
3. Смирнов В.Б., Потанина М.П., Карцева Т.И., Пономарев А.В., Патонин А.В., Михайлов В.О., Сергеев Д.С.. Сезонные вариации наклона графика повторяемости землетрясений в наведенной сейсмичности в области Койна–Варна, Западная Индия // Физика Земли. 2022. № 3. С. 76–91.
4. Потанина М.Г., Смирнов В.Б., Пономарев А., Бернар П., Любушин А., Шозиёев Ш. Особенности акустической эмиссии при флюидной инициации разрушения по данным лабораторного моделирования // Физика Земли. 2015. № 2. С. 126–138.
5. Смирнов В.Б., Пономарев А.В., Исаева А.В., Бондаренко Н.Б., Патонин А.В., Казначеев П.А., Строганова С.М., Потанина М.Г., Chadha R.K., Агога К. Флюидная инициация разрушения в сухих и водонасыщенных горных породах // Физика Земли. 2020. № 6. С. 86–105.

АНОМАЛИИ ПАРАМЕТРОВ RTL И ГУТЕНБЕРГА-РИХТЕРА ПЕРЕД ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯМИ КАЛИФОРНИИ

Студ. *Петрушов А. А.*, проф. *Смирнов В. Б.*

Аномалии сейсмического режима — характерные изменения распределения землетрясений в пространственно-временной области и их энергетического спектра. Для обнаружения аномалий перед сильными землетрясениями анализируются параметры сейсмического режима, каждому из которых соответствует образ предвестника — определенный вид поведения значений во времени, сопровождающий процесс подготовки очага землетрясения.

В настоящей работе проводится исследование аномалий сейсмического режима перед 15 крупнейшими землетрясениями Калифорнии (с магнитудами $M > 6.5$) за период с 1984 по 2023 год. Для анализа сейсмического режима выбраны два параметра: функция RTL, чувствительная к стадиям сейсмического затишья и форшоковой активизации, и наклон графика повторяемости (параметр Гутенберга-Рихтера, или b-value), отражающий соотношение частот землетрясений разных энергий. Данные статистические параметры использовались авторами ранее для поиска и анализа аномалий сейсмического режима в зонах субдукции (Камчатка, Япония) и в рифтовой зоне (Исландия) [Смирнов, Петрушов, 2023]. Образом предвестника для параметра RTL является падение значений в отрицательную область (сейсмическое затишье) с последующим восстановлением до нулевого уровня (форшоковая активизация). Образ предвестника для наклона графика повторяемости — падение его значений относительно фонового уровня, отражающее уменьшение доли более слабых землетрясений, и увеличение доли более сильных. Для каждого из параметров построены пространственные карты значений в момент наибольшего проявления аномалии, и временные графики в точке, соответствующей центру пятна аномалии. Определены характеристики аномалий: длительность, пространственный размер, удаленность от эпицентра землетрясения. Представлены значения настроечных параметров алгоритмов, используемых для анализа каждого землетрясения.

Длительности выявленных аномалий соответствуют типичным значениям для среднесрочных предвестниковых аномалий [Соболев, 1993; 2011]. Заметим, что, как и в [Смирнов, Петрушов, 2023], длительность аномалии отсчитывалась от начала ее формирования, выделяемого согласно образу предвестника, а не от максимума, как это часто делают в прогностических исследованиях. Средняя (медианная) длительность аномалий RTL и b-value в Калифорнии оказалась меньше длительностей таких аномалий в зоне субдукции на Камчатке [Смирнов, Петрушов, 2023]. В части сравнения длительностей аномалий RTL в Калифорнии, на Камчатке и в

Японии в [Соболев, 2003] отмечаются такие же соотношения, но на меньшей, чем у нас статистике событий.

При сравнении длительностей аномалий обнаружено, что для 12 из 15 землетрясений аномалии параметра RTL регистрируются раньше, чем аномалии наклона графика повторяемости. Полученная очередность возникновения аномалий отличается от очередности, обнаруженной авторами ранее при анализе сильных землетрясений в зонах субдукции и рифтовой зоне [Смирнов, Петрушов, 2023]. Это может быть связано как с различием глубин землетрясений в Калифорнии и в зонах субдукции, так и с различием процессов подготовки землетрясений в сдвиговых зонах, зоне субдукции на Камчатке и в переходных зонах от океана к континенту [Соболев, 2003].

Большинство исследованных землетрясений происходит с задержкой после завершения бухтообразных аномалий RTL, отражающих завершения формирования ослабленной области среды. Природа этой задержки остается неясной, а время возникновения землетрясения в такой ситуации связывают, в частности, с триггерными механизмами [Соболев, 2011, 2015]. Анализ аномалий геофизических полей может способствовать прояснению вопроса о причинах таких задержек.

Для пяти из исследованных землетрясений пространственные пятна аномалий b и RTL не перекрываются между собой. Несовпадение пространственных областей проявления аномалий отмечалось ранее в работе [Смирнов, Петрушов, 2023]. Вопрос о

причинах этого наблюдения остается открытым, и по мнению авторов может быть связан с несколькими причинами. Во-первых, очаги землетрясений представляют собой протяженные структуры, размеры которых для исследуемого интервала магнитуд варьируются в диапазоне 30-110 км. Расстояния между неперекрывающимися аномалиями соизмеримы с этими значениями. Аномалии могут относиться к разным частям очага. Во-вторых, расстояния между пятнами соизмеримо с эффективной разрешающей способностью алгоритма расчета RTL, определяемой значением параметра r_0 , равного в настоящей работе 50 км. С учетом погрешности локации гипоцентров землетрясений и неравномерности их распределения в пространстве нельзя пренебречь влиянием этого фактора на расположение «пятен» аномалий в пространстве.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ, грант № 23–27-00067,

<https://rscf.ru/project/23-27-00067/>.

Литература

1. Смирнов В.Б., Петрушов А.А. Стадийность проявления аномалий сейсмического режима перед землетрясениями Камчатки, Японии и Исландии // Физика Земли. 2023. No 5. С. 62–78.

2. Соболев Г.А. Применение алгоритма RTL для анализа стадий подготовки сильных
1. землетрясений Калифорнии // Физика Земли. 2003. N 2. С.3-13.
2. Соболев Г.А. Концепция предсказуемости землетрясений на основе динамики сейсмичности при триггерном воздействии. М.: ИФЗ РАН. 2011. 56 с.
3. Соболев Г.А. Методология, результаты и проблемы прогноза землетрясений // Вестник РАН. 2015. Т. 85, № 3. С. 203–208.
4. Соболев Г.А. Физические основы прогноза землетрясений. М.: Наука. 1993. 314 с.

АНАЛИЗ РЕЖИМА ВУЛКАНИЧЕСКОЙ СЕЙСМИЧНОСТИ ПО ДАННЫМ ИСЛАНДИИ

Асп. Греков Е.М.

Целью работы является изучение особенностей режима вулканической сейсмичности, его сравнение с тектоническими режимами, установление новых закономерностей и связей с реальными физическими процессами, которые, возможно, позволят углубить представление о механизмах генерации сейсмичности. В частности, анализировались вариации наклона графика повторяемости (*b-value*), а также группирование землетрясений.

Вариации *b-value* для вулканической сейсмичности уже были освещены во многих работах (например, [Jacobs, McNutt, Power, 2010]). Показано, что нередко перед извержениями наблюдается аномалия параметра, выражающаяся в резком росте с последующим резким падением значения. Эту аномалию связывают с, так называемыми, вулканическими роями, однако природа такого поведения и причины появления вулканических роёв пока однозначно не ясны. Группирование же событий для вулканических режимов сейсмичности изучено очень слабо. В данной работе для решения этой задачи используется метод ближайшего соседа Заляпина–Бен-Зиона ([Zaliapin et al., 2008], [Zaliapin, Ben-Zion, 2013]).

В этом исследовании проанализирован сейсмический каталог Исландии (ссылка на используемую базу данных Исландской Метеорологической Службы: <http://hraun.vedur.is/ja/>) за период с 1995 по 2023 годы. Были выделены участки каталога, предположительно, в основном представляющие сейсмичность вулканической природы. А именно: изучена сейсмичность вокруг исландского вулкана Бардарбунга (BAR) во время извержения в 2014-2015 годах в районе плато Холухраун (HOL), а также сейсмичность вокруг вулкана Фаградальсфьялль (FAG) во время извержения 2021-го года. В обоих случаях исследуемая сейсмичность наблюдалась в области систем трещин, указанных вулканических систем. В случае вулкана Бардарбунга (BAR) даже наблюдалась миграция сейсмического облака вдоль трещин по направлению от центральной кальдеры к месту истечения лавы

на плато Холухраун, что позволяет предполагать, что данная сейсмичность была связана именно с движением магмы из глубины к поверхности и, вероятно, обусловлена раскрытием каналов и трещин под давлением магмы.

В данной работе выявлены аномалии *b-value*, похожие на те, что указаны в литературе. Эти аномалии приурочены к периоду продвижения магмы по системе трещин в случае извержения вулкана Бардарбунга, что позволяет косвенно связать эти явления. Анализ же группирования событий показал, что форма распределений расстояний до ближайших соседей для вулканических режимов значительно отличается от характерной для тектонической сейсмичности формы. Причём в случае извержения Бардарбунга этот эффект сохраняется на протяжении нескольких лет после извержения и затем возвращается к «тектоническому» виду.

Работа выполнена при поддержке проекта российского научного фонда № 20-17-00180П.

Литература

1. K.M. Jacobs, S.R. McNutt, J.A. Power (2010) Using seismic b-values to interpret seismicity rates and physical processes during the preeruptive earthquake swarm at Augustine Volcano 2005–2006: Chapter 3 in The 2006 eruption of Augustine Volcano, Alaska. U.S. Geological Survey, 1769: 1-17, 10.3133/pp17693
2. Zaliapin I., A. Gabrielov, V.I. Keilis-Borok, H. Wong (2008) Clustering analysis of seismicity and aftershock identification. Physical review letters, 101: 018501-1 – 018501-4, <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.018501>
3. Zaliapin I., and Y. Ben-Zion (2013) Earthquake clusters in southern California I: Identification and stability, J. Geophys. Res. Solid Earth, 118, 2847–2864, 10.1002/jgrb.50179

ТЕРМИЧЕСКИ СТИМУЛИРОВАННОЕ РАЗРУШЕНИЕ ГОРНЫХ ПОРОД: АНАЛИЗ ПАРАМЕТРОВ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ И МИКРОСТРУКТУРЫ

Инженер-иссл. *Индаков Г.С.* (асп. МГУ),
вед. науч. сотр. *Казначеев П.А.*, ст. науч. сотр. *Майбук З.-Ю.Я.*,
гл. науч. сотр. *Пономарев А.В.*, ст. науч. сотр. *Матвеев М.А.*,
гл. науч. сотр. *Морозов Ю.А.* (ИФЗ РАН)

Исследования, посвященные анализу разрушения горных пород, являются одним из важнейших фундаментальных направлений развития наук о Земле. Для пород, слагающих глубинные зоны земной коры и вулканические постройки, характерно воздействие высоких температур, что приводит к термически стимулированному разрушению, а также изменению их прочностных свойств. Процесс термического разрушения горных пород активно изучается в лабораторных условиях [1 – 4]. Подобные исследова-

ния имеют особую значимость не только для анализа вулканической и глубокофокусной сейсмичности, но также могут найти прикладное применение в задачах повышения эффективности методов разработки месторождений углеводородов путем термического воздействия на породу-коллектор.

В качестве наиболее удобного и эффективного способа мониторинга развития разрушения используется регистрация акустической эмиссии (АЭ). При нагреве горной породы растут термомеханические напряжения, приводящие к возникновению термостимулированной АЭ (ТАЭ), которая вызывается ростом и закрытием трещин, трением между берегами трещин, фазовыми переходами, испарением влаги, взрывами газовой-жидких включений и проч. Вклады каждого из источников в результирующую ТАЭ существенно различаются и зависят, в частности, от режимов нагрева, исходных характеристик, минерального состава, упругих, прочностных свойств материала, энергии генерируемых импульсов [4]. События ТАЭ распределены по энергиям, в основном, согласно закону Гутенберга-Рихтера [2], что позволяет проводить аналогии между результатами лабораторных экспериментов и параметрами сейсмического процесса. В данной работе был проведен сравнительный анализ особенностей процесса термически стимулированного разрушения горных пород разного происхождения на основе статистики импульсов ТАЭ. Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 1.

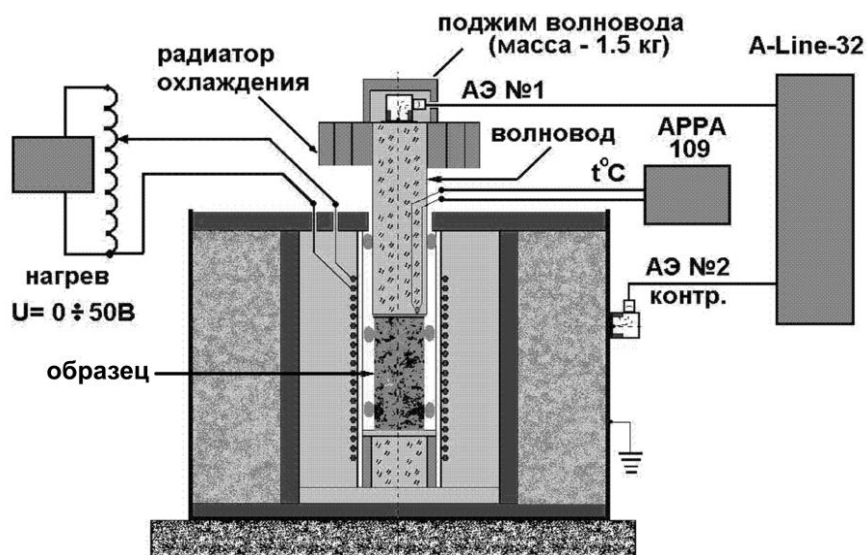


Рис.1. Схема экспериментальной установки.

Были рассмотрены образцы магматического происхождения — граниты и базальты, — и образцы метаморфического происхождения — т.н. метапесчаники Северного Приладожья. Метапесчаники представляют собой образцы осадочных пород, подвергшихся древнему метаморфизму (более

1,5 млрд лет назад) при различных рТ-условиях в зависимости от глубины залегания.

Для анализа развития разрушения были рассмотрены статистические параметры ТАЭ — активность и b-value. Эксперименты с образцами гранитов и базальтов были систематизированы по типу активности для возможности сравнения результатов. Параметр b-value был пересчитан для сопоставления с натурными данными [1]. Для объяснения выявленных закономерностей изменения b-value предложена интерпретация результатов в рамках модели лавинно-неустойчивого трещинообразования (ЛНТ) [5]. Выдвинута гипотеза о возможности наличия взаимосвязей между физически различными статистическими параметрами, характеризующими разрушение, и микроструктурой горных пород. Объектом исследования при изучении микроструктуры является зернистая структура горной породы как совокупность зерен, характерные величины каждого из которых измеримы, что позволяет оценить статистические параметры распределения величин (прежде всего, средний размер [6]). В работе рассмотрены методы оценки распределения зерен горных пород по размерам на основе анализа микрофотографий шлифов, полученных на оптическом микроскопе. Приводятся предварительные результаты расчета параметров микроструктуры метаморфизированных пород, среди которых среднее, квантили (медиана, 90%, 95%), максимальное и минимальное значения распределения зерен по размеру.

Экспериментальные данные получены в рамках гос. задания ИФЗ РАН.

Литература

1. Индаков Г.С., Казначеев П.А. Оценка статистических параметров потока импульсов термически стимулированной акустической эмиссии в лабораторных экспериментах // Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та. 2021. № 1. 2110501
2. Казначеев П.А., Майбук З.-Ю.Я., Пономарев А.В., Смирнов В.Б., Бондаренко Н.Б. К вопросу об анализе статистики событий акустической эмиссии по данным одиночного датчика в экспериментах с термическим разрушением горных пород // Геофизические исследования, 2019, том 20, № 1, с. 52-64.
3. Казначеев П.А., Майбук З.-Ю.Я., Пономарев А.В. Оборудование и методика исследования термоакустоэмиссионных эффектов памяти в горных породах // Сейсмические приборы. 2019. Т. 55, № 1. С.29–45.
4. Шкуратник В.Л., Новиков Е.А., Вознесенский А.С., Винников В.А. Термостимулированная акустическая эмиссия в геоматериалах. — М. : Горная книга, 2015. — 241 с. — ISBN: 978-5-98672-401-0.
5. Соболев Г.А. Модель лавинно-неустойчивого трещинообразования – ЛНТ // Физика Земли. 2019. № 1. С. 166–179.
6. Papadakis E.P. From micrograph to grain size distribution with ultrasonic applications // J. Appl. Phys., 1964, vol. 35, no. 5. P. 1586-1594.

ГЕОСТРОФИЧЕСКАЯ И ВЕТРОВАЯ СОСТАВЛЯЮЩИЕ
АНТАРКТИЧЕСКОГО ЦИРКУМПОЛЯРНОГО ТЕЧЕНИЯ

Вед. инж. *Багатинская В.В.*, гл. науч. сотр. *Дианский Н.А.*, ст. науч. сотр. *Гусев В.А.* (ИВМ), гл. науч. сотр. *Морозов Е.Г.* (ИО РАН), науч. сотр. *Багатинский В.А.*

Многоструйная структура Антарктического циркумполярного течения (АЦТ) впервые была описана в работах [1, 2]. В работе [3] выделены три основные струи: северная – течение мыса Горн, центральная – стрежень АЦТ, южная – течение из моря Беллингаузена. Однако, в [4] предложено описывать структуру АЦТ девятью, а в [5] 12 струями. АЦТ тесно связано с меридиональной термохалинной стратификацией Южного океана, которая формируется под воздействием длительного ветра и потоков тепла и пресной воды; оно также управляется рельефом дна и береговой линией. Структура АЦТ довольно сложна, и есть необходимость детального выяснения относительного вклада дрейфового и градиентного компонентов скорости в общую циркуляцию АЦТ.

Был изучен вклад ветровых и термохалинных факторов в формирование средnekлиматической структуры АЦТ с использованием численного моделирования с помощью модели общей циркуляции океана INMOM в режиме диагноза-адаптации А.С. Саркисяна. Исследования проводились для летнего (февраль) и зимнего (август) состояния АЦТ.

Была подтверждена трехструйная структура АЦТ [3]. Показано, что трехструйная структура АЦТ имеет термохалинную природу. Генерируемая ветром циркуляция в поверхностном слое АЦТ поворачивается влево относительно направления ветра (в Южном полушарии) в соответствии с теорией Экмана. Из-за более сильных ветров зимой реакция на скорость дрейфа сильнее, чем летом.

Показано, что, несмотря на сильные ветры над Южным океаном, термохалинный фактор формирования АЦТ преобладает над дрейфовым фактором. Тем не менее, вклад ветровой составляющей в увеличение зональной скорости в проливе Дрейка у Антарктиды может достигать в среднем 15–20% от термохалинной скорости в 20-метровом слое. Было обнаружено вызванное ветром ослабление АЦТ в подповерхностном слое (20–40 м), что объясняется разворотом течений в соответствии с теорией Экмана.

Влияние ветра приводит к увеличению перепада широтного изменения средней динамической топографии (СДТ) в АЦТ от открытого океана до Антарктиды более чем на 6 см, что соответствует увеличению расхода АЦТ в среднем на 8–11 Св ($1 \text{ Св} = 10^6 \text{ м}^3/\text{с}$) в феврале (летом) и на 12–17 Св в августе (зимой), что связано с более сильными зимними западными ветрами в Южном океане.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ № 22-17-00267.

[*nikolay.diansky@gmail.com](mailto:nikolay.diansky@gmail.com)

Литература

1. Burkov V.A. (1994) Antarctic jets. *Oceanology* 34:169–177.
2. Orsi A. H., Whitworth Th. III, Nowlin W.D. Jr. (1995) On the meridional extent and fronts of the Antarctic Circumpolar Current. *Deep-Sea Res* 42(5):641–673.
3. Антипов Н.Н., Данилов А.И., Клепиков А.В. Исследования Южного океана по научным программам ААНИИ: от программы «ПОЛЭКС-ЮГ» до ФЦП «МИРОВОЙ ОКЕАН» // Проблемы Арктики и Антарктики. 2014. № 1 (99). С. 65–85.
4. Sokolov S., Rintoul S.R. Multiple Jets of the Antarctic Circumpolar Current South of Australia // *J. Phys. Oceanogr.* 2007. V. 37. № 5. P. 1394–1412.
5. Tarakanov R.Y., Gritsenko A.M. (2018) Jets of the Antarctic Circumpolar Current in the Drake Passage based on hydrographic section data. *Oceanology* 58(4):503–516

ОСОБЕННОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАЛЕОИНТЕНСИВНОСТИ В ИНЕРТНОЙ СРЕДЕ ПО ПИЛЛОУ-БАЗАЛЬТАМ

Мл. науч. сотр. *Целебровский А. Н.*, проф. *Максимочкин В. И.*

Определение палеонапряженности геомагнитного проводят, сравнивая скорость разрушения естественной термоостаточной намагниченности с искусственной термоостаточной намагниченностью в известном поле, полученной в лабораторных нагревах [1]. Такое сравнение может дать ложный результат определения величины палеонапряженности, если в процессе лабораторных нагревов происходят минералогические изменения носителей NRM [2, 3]. Нами в работе проведено определение палеонапряженности геомагнитного поля по базальтам с рифтовой зоны Красного моря [4] методом Телье в модификации Кое [1] при нагревах в воздухе и в нейтральной среде аргона.

Показано, что при нагревах базальтов в воздухе происходят минералогические изменения входящих в их состав титаномагнетита – носителя остаточной намагниченности, при температурах меньших максимальной блокирующей температуры на 20–200°C (рис. 1). Вследствие этого при нагревах в воздухе для расчета H_{op} удастся использовать только 50–60% остаточной намагниченности (рис. 2). Проведение нагревных экспериментов Телье в аргоне позволяет использовать до 87% NRM для расчета палеонапряженности (рис. 2). При этом коэффициент качества оказывается в 1.5–2 раза выше, чем в экспериментах по методике Телье при нагревах в воздухе. Величина палеонапряженности (H_{op}) рассчитанная по данным нагре-

вов в воздухе оказалась на 1.1–9.9% выше, чем определенная по данным нагревов в аргоне.

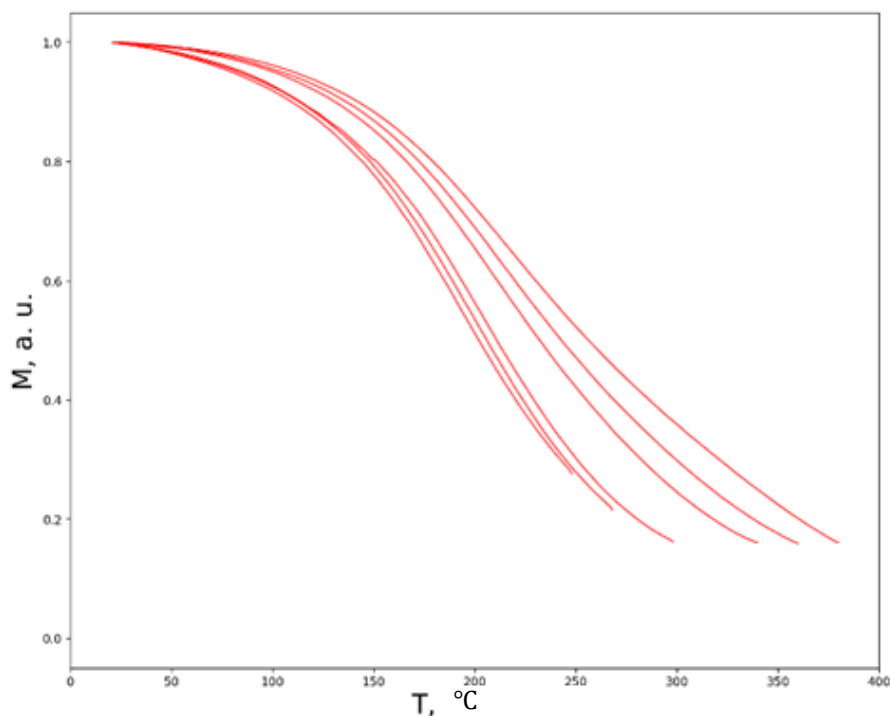


Рис. 1. Ступенчатые нагревы в сильном магнитном поле (0.24 Тл). Смещение кривых вправо свидетельствует о минералогических изменениях.

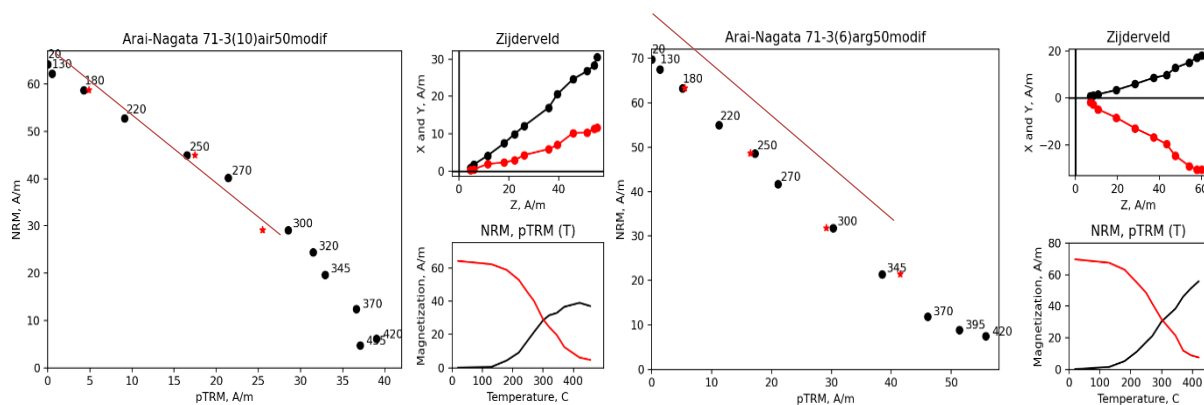


Рис. 2 Эксперимент Телье по естественной намагниченности на дублях одного образца в воздухе (слева) и аргоне (справа).

Литература

1. Coe R. S. / Geomagnetic Paleointensities From Radiocarbon-Dated Lava Flows on Hawaii and the Question of the Pacific Nondipole Low // J. Geophys. Res. 1978. Т. 83. № В4. С. 1740–1756.
2. Щербаков В. П., Грибов С. К., Афиногенова Н. А., Цельмович В. А. / Однофазное окисление ферритмагнитных зерен как причина L-образной формы диаграмм Арай-Нагата // Физика Земли. 2020. № 5. С. 70–80. DOI 10.31857/S0002333720050105

3. Максимочкин В. И., Грачев Р. А., Целебровский А. Н. / Влияние однофазного окисления титаномагнетита в базальтах на определение величины и направления древнего магнитного поля // Физика Земли. 2022. № 2. С. 73–87. DOI 10.31857/S0002333722020077
4. Шрейдер А. А. и др. / Детальные геомагнитные исследования рифтовой зоны на юге красного моря // Океанология. 1982. Т. 22. № 3. С. 439–445.

ЗАВИСИМОСТЬ ДИСПЕРСИОННОГО СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ ВЕТРОВЫХ ВОЛН ОТ ПРОФИЛЯ ДРЕЙФОВОЙ СКОРОСТИ

Доц. *Плаксина Ю.Ю.*, науч. сотр. *Пуштаев А.В.*, доц. *Винниченко Н.А.*,
проф. *Уваров А.В.*

Под воздействием ветра в воде возбуждаются гравитационно-капиллярные волны, на которые накладывается дрейфовое течение. Для покоящейся среды дисперсионное соотношение хорошо известно и оно совпадает с экспериментальными измерениями. Для оценки дисперсионного соотношения в ветровых волнах дрейфовую скорость часто либо не учитывают, либо делают поправку на эффект Доплера

$$(\omega - kU(0))^2 = kg + \frac{\sigma k^3}{\rho} \quad (1)$$

где k — волновой вектор, ω — частота, $U(0)$ — скорость течения на поверхности, g — ускорение свободного падения, ρ — плотность жидкости, σ — коэффициент поверхностного натяжения. Но следует иметь ввиду, что гравитационно-капиллярная волна приводит к колебаниям скорости до глубины порядка длины волны и формула (1) выполнена только в том случае, если дрейфовая скорость остается постоянной до глубины порядка $1/k$. Если это условие не выполнено, то уравнение (1) приводит к неверным результатам. При необходимости корректировки (1) вводятся поправки, связанные с конечной глубиной или с различием в направлении движения течения и направлением движения волн (см, например, [1]). Зависимость скорости дрейфа от глубины также может сильно влиять на дисперсионное соотношение. Общий анализ дисперсионного соотношения хорошо известен и опирается на уравнение Рэлея

$$(\omega - kU) \left(\frac{d^2 \tilde{v}}{dz^2} - k^2 \tilde{v} \right) + k \tilde{v} \frac{d^2 U}{dz^2} = 0 \quad (2)$$

где величина $\tilde{v}(z)$ определяется из разложения в спектр вертикальной скорости $v(z, x, t)$ в гравитационно-капиллярной волне $v(z, x, t) = \tilde{v}(z) \exp(-i\omega t + ikx)$.

Уравнение Рэлея не имеет аналитического решения для произвольной зависимости $U(z)$. В то же время, может быть выполнен точный численный расчет.

Для проверки выполнимости уравнения Рэлея в работе получены экспериментальные зависимости $\omega(k)$, а также выполнены экспериментальные измерения профиля дрейфовой скорости в ветровом Т-образном канале с размерами длинной части $300 \text{ см} \times 15 \text{ см}$ и короткой части $18,5 \text{ см} \times 45,5 \text{ см}$ при разных скоростях обдува. Профили скорости измерялись в разных частях канала методом цифровой трассерной визуализации [2], рельеф поверхности с помощью цветного шпирен-метода [3]. Из зависимости рельефа от координат и времени находился волновой спектр $\omega(k)$. Как было выяснено, на вертикальный профиль дрейфовой скорости влияет состояние поверхности воды, поэтому измерения проводились в чистой технической воде и при добавлении $0,1 \text{ мМ}$ додецилсульфата натрия (SDS). На рисунке 1 показаны усреднённые профили дрейфовой скорости на расстоянии 40 см от начала канала при одной и той же мощности обдува в воде и в воде с SDS. При рассматриваемой скорости обдува в воде плёнка естественных примесей смещается в конец канала, а примеси из объёма не успевают её восстанавливать. В воде с добавлением SDS плёнка всё ещё присутствует на поверхности, из-за этого амплитуда волн в чистой воде на порядок больше, чем в воде с SDS, зато скорость дрейфа поверхности воды без SDS значительно ниже.

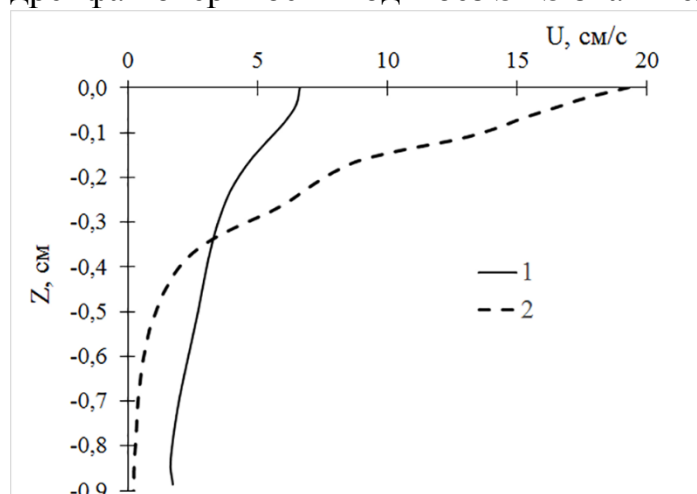


Рис. 1. Зависимость дрейфовой скорости от глубины 1 — в воде, 2 — в воде с добавлением $0,1 \text{ мМ}$ SDS, при скорости обдува порядка $3,2 \text{ м/с}$.

Теоретическую дисперсионную кривую получали, решая уравнение Рэлея и подставляя в него экспериментально найденные вертикальные профили дрейфовой скорости. На рисунке 2 приведены в качестве примеров дисперсионные соотношения, найденные для профилей дрейфовой скорости, изображённых на рисунке 1.

Как видно из рисунка 2, дисперсионные кривые, построенные с учётом профиля дрейфовой скорости, лучше всего совпадают с экспериментальными данными. В случае отсутствия на поверхности плёнки естественных примесей скорость дрейфа спадает с глубиной гораздо мед-

леннее, чем при наличии плёнки и поэтому дисперсионное соотношение, рассчитанное по формуле (1) не сильно отличается от рассчитанного с учётом вертикального профиля скорости дрейфа.

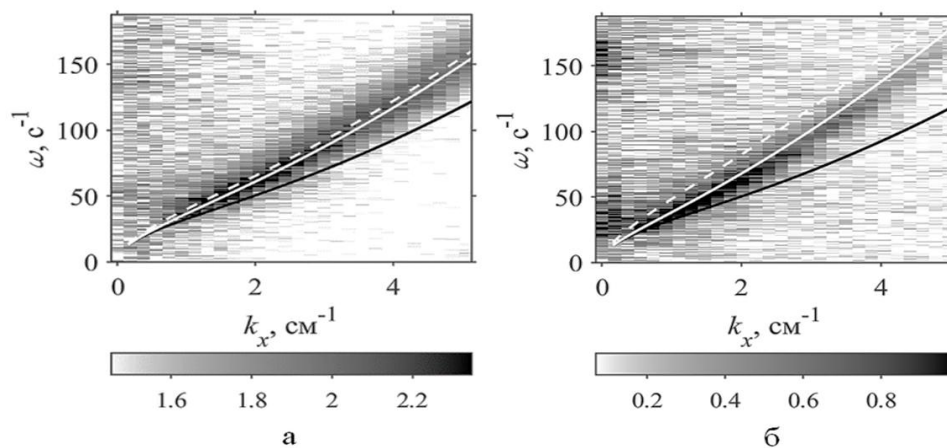


Рис. 2. Дисперсионные кривые для а — воды, б — для воды с 0,1 мМ SDS, при скорости обдува порядка 3,2 м/с. Черная кривая — расчет без учёта скорости дрейфа, пунктирная — расчет по формуле (1), светлая кривая — расчет с учетом профиля скорости. Цветовые шкалы показывают десятичные логарифмы амплитуды спектральной плотности.

Профиль дрейфовой скорости в ряде случаев аппроксимируется экспонентой. Тогда по экспериментальному спектру $\omega(k)$ можно восстановить показатель экспоненты и, тем самым, получить изменение профиля скорости с глубиной.

По итогам работы могут быть сделаны следующие выводы. Дисперсионное соотношение для ветровых волн при наличии дрейфа хорошо описывается уравнением Рэлея при условии, что величина дрейфовой скорости существенно больше колебаний скорости в гравитационно-капиллярной волне. Несмотря на отсутствие аналитического решения задачи, численное восстановление дисперсионного соотношения не представляет значительных проблем. Таким образом, причиной отклонений дисперсионного отношения от (1) может быть профиль дрейфовой скорости, и его учет приводит к более точному описанию задачи.

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (грант № 22-79-00135). Было использовано оборудование, приобретённое за счёт средств Программы развития Московского университета.

Литература

1. Tilinina N., Ivonin, D., Gavrikov A., Sharmar V. et al. Wind waves in the North Atlantic from ship navigational radar: SeaVision development and its validation with the Spotter wave buoy and Wave Watch III // Earth Sys. Sci. Data 2022. V.14. № 8. P. 3615–3633.
2. Raffel M., Willert C.E., Wereley S.T., Kompenhans J. Particle Image Velocimetry. Springer, Berlin, Heidelberg, 2007.

3. Плаксина Ю.Ю., Пуштаев А.В., Винниченко Н.А., Уваров А.В. Влияние слабой поверхностной плёнки на возникновение и распространение ветровых волн в канале // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2023. Т. 59. № 5. С. 661–672.

ТРЕХМЕРНАЯ ГЛОБАЛЬНАЯ ФОТОХИМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ CHARМ-DE

(Примеры расчетов)

Криволицкий А. А., Куколева А. А. МГТУ ГА, Банин М. В. ЦАО

Глобальная трехмерная фотохимическая модель CHARМ-DE (Chemical Atmospheric Research Model with D and E regions) позволяет рассчитывать концентрации 84 компонент, включая нейтральные (озон и 50 других составляющих), а также ионы: положительные O_2^+ , O_4^+ , $O_2^+(H_2O)$, $H^+(H_2O)$, $H^+(H_2O)_3$, $H^+(H_2O)_4$, $H^+(H_2O)_2$, NO^+N_2 , NO^+CO_2 , $NO^+(H_2O)$, $NO^+(H_2O)_2$, $NO^+(H_2O)_3$, NO^+ ; отрицательные O_2^- , O_3^- , O_4^- , CO_4^- , O^- , OH^- , CO_3^- , $O_2^-(H_2O)$, HCO_3^- , NO_3^- , NO_2^- , и электроны, в любой точке атмосферы Земли (в узлах сетки модели) с заданной широтой, долготой и на высотах от 0 до 130 км. В модели учтены 167 фотохимических реакций. Шаг интегрирования — 100 секунд. Учитывается ионизация в линии Лайман-альфа. Скорости фотодиссоциации пересчитываются через 1 час модельного времени, что позволяет описать суточный ход параметров. Шаг по высоте — 2 км, разрешение по широте — 10 градусов, долготе — 10 градусов. Для описания процессов адвективного переноса химически активной примеси реализован один из наиболее точных методов — метод Пратера. При этом использовалась модель общей циркуляции ARM [2] Модель CHARМ-DE является развитием модели CHARМ-I (Chemical Atmospheric Research Model with Ions), в которой верхняя граница расположена на высоте 90 км [1].

При расчёте коэффициента поглощения радиоволны в земной атмосфере использовалась формула Эплтона [2]. При этом электронная концентрация бралась из расчётов по модели, а частота соударений электронов из открытых источников. Результаты расчетов показали, что поглощение радиоволн (dB) в ионосфере для 45° широты в полдень, для максимума солнечной активности (1991 г.) и частоты $f = 3$ МГц, увеличивается в несколько раз.

Литература

1. Криволицкий А.А., Черепанова Л.А., Репнев А.И., Вьюшкова Т.Ю., Трехмерная численная глобальная фотохимическая модель CHARМ-I. Учет процессов в области D ионосферы. Геомагнетизм и аэронавигация, том 55, № 4, с. 483–503, 2015

2. Криволицкий, Л.А. Черепанова, А.В. Дементьева, А.И. Репнев, А.В. Ключникова. Глобальная циркуляция атмосферы Земли на высотах от 0 до 135 км, рассчитанная с помощью модели ARM. Учет вклада солнечной активности. Геомагнетизм и аэрономия, том 55, N 6, с. 1–21.

ВЛИЯНИЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОГО ОКИСЛЕНИЯ ТИТАНОМАГНЕТИТА НА ВОЗМОЖНОСТЬ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАЛЕОНАПРЯЖЕННОСТИ ПО ЕГО ТЕРМОСТАТОЧНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ

Вед. электроник *Грачев Р. А.*

Информация о древнем магнитном поле Земли хранится в термооста- точной намагниченности крошечных ферритмагнитных минералов, случай- ным образом рассеянных в пара/диамагнитной матрице горной породы. Для вулканических горных пород, таких как базальт, характерен титано- магнетит (ТМ) — твердый раствор магнетита (Fe_3O_4) и ульвошпинели (Fe_2TiO_4). ТМ в условиях поверхности Земли химически нестабилен и мо- жет быть подвержен процессам окисления и распада, что самым негатив- ным образом сказывается на сохранности его палеомагнитной информа- ции.

До настоящего времени остается непонятным: возможно ли коррект- но расшифровать информацию о древнем магнитном поле (палеона- пряженность и палеонаправление) по образцам ТМ, испытавшим низко- температурное (ниже температуры Кюри) однофазное окисление в естест- венных условиях? В данной работе было проведено лабораторное модели- рование подобного процесса посредством отжига образцов базальта П72/4 рифтовой зоны Красного моря при повышенных температурах в магнит- ном поле.

Показано, что определение палеонапряженности методом Телье- Коэ[Сое, 1967] по термооста- точной намагниченности (TRM) титано- магнетита можно считать надежным, если титаномагнетит испытал низко- температурное однофазное окисление степени не более $Z = 0.5$ в магнит- ном поле, близком по направлению к TRM: расчетное значение поля (B_{calc}), определенное после лабораторного окисления титаномагнетита базальта при температуре $260^\circ C$ в магнитном поле (B_{an}) параллельном TRM, совпа- ло в пределах погрешности с лабораторным полем (B_{lab}) создания TRM для времен отжига 12,5–400 часов (степень окисления титаномагнетита $Z < 0.5$.) В случае окисления титаномагнетита в магнитном поле перпендикулярно TRM — результаты определения палеонапряженности не надежны: рас- четное значение поля B_{calc} , определенное после отжига в магнитном поле $B_{an} \perp TRM$ для $t = 12$ часов оказывалось завышенным на $\sim 40\%$, а в случае $t = 400$ и 1300 часов занижено на $\sim 20\%$ относительно поля создания TRM B_{lab}

Таким образом установлено, что определение палеонапряженности по базальтам, содержащим однофазно-окисленный ТМ, зависит от направления магнитного поля относительно его TRM действовавшего в процессе его низкотемпературного окисления.

Литература

1. Coe R. S. The Determination of Paleo-Intensities of the Earth's Magnetic Field with Emphasis on Mechanisms Which Could Cause Non-Ideal Behavior in Thellier's Method // Journal of geomagnetism and geoelectricity. 1967. Т. 19. № 3. С. 157–179.

ГИСТЕРЕЗИСНЫЙ ОТКЛИК НАЗЕМНОГО УГЛЕРОДНОГО ЦИКЛА НА НЕМОНОТОННЫЕ АНТРОПОГЕННЫЕ ЭМИССИИ CO₂ В АТМОСФЕРЕ

Вед. науч. сотр. *Елисеев А. В.*

Целью работы является анализ гистерезисного отклика характеристик наземного углеродного цикла на немонотонное во времени воздействие на Земную климатическую систему (ЗКС). Эта задача тесно связана с анализом инерционности компонент ЗКС и с возможной необратимостью происходящих климатических изменений.

При немонотонных во времени (с нарастанием в течение нескольких десятилетий и последующим ослаблением) антропогенных эмиссиях CO₂ в атмосферу возвращение системы к исходному состоянию траектория системы может носить гистерезисный характер: в координатах "внешний управляющий параметр-исследуемая переменная модели" или в координатах "глобальная характеристика модельного климата-исследуемая переменная модели" имеет вид гистерезисной петли. В качестве глобальной характеристики модели для системы координат второго типа часто используют глобально осреднённую среднегодовую приземную температуру.

В работе была использована модель Земной климатической системы промежуточной сложности (МЗС) [1–3] Института физики атмосферы им. А.М. Обухова Российской академии наук (ИФА РАН) и Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова (МГУ).

С моделью были проведены численные эксперименты в соответствии с условиями проекта ZECMIP (Zero Emissions Commitment Model Intercomparison Project) [4]. Единственным воздействием на модель были внешние эмиссии CO₂ в атмосферу, интенсивность которых имела вид симметричного по времени "колокола" длительностью 100 лет с нулевыми значениями в первый и сотый годы интегрирования и максимумом в модельный год $\tau_0 = 50$ лет (см. рис. 1b из 4]). С моделью были проведены 3 численных эксперимента, в которых суммарное по времени выделение

CO₂ в атмосферу составило 1000 ПгС, 750 ПгС и 2000 ПгС (В.1, В.2 и В.3 соответственно). Остальные граничные условия модели были заданы в соответствии с их доиндустриальными значениями. Для установления конечного равновесного состояния модели длительность каждого из указанных численных экспериментов была выбрана равной 1000 лет. В качестве начальных условий для интегрирования МЗС были использованы результаты равновесного доиндустриального численного эксперимента с моделью.

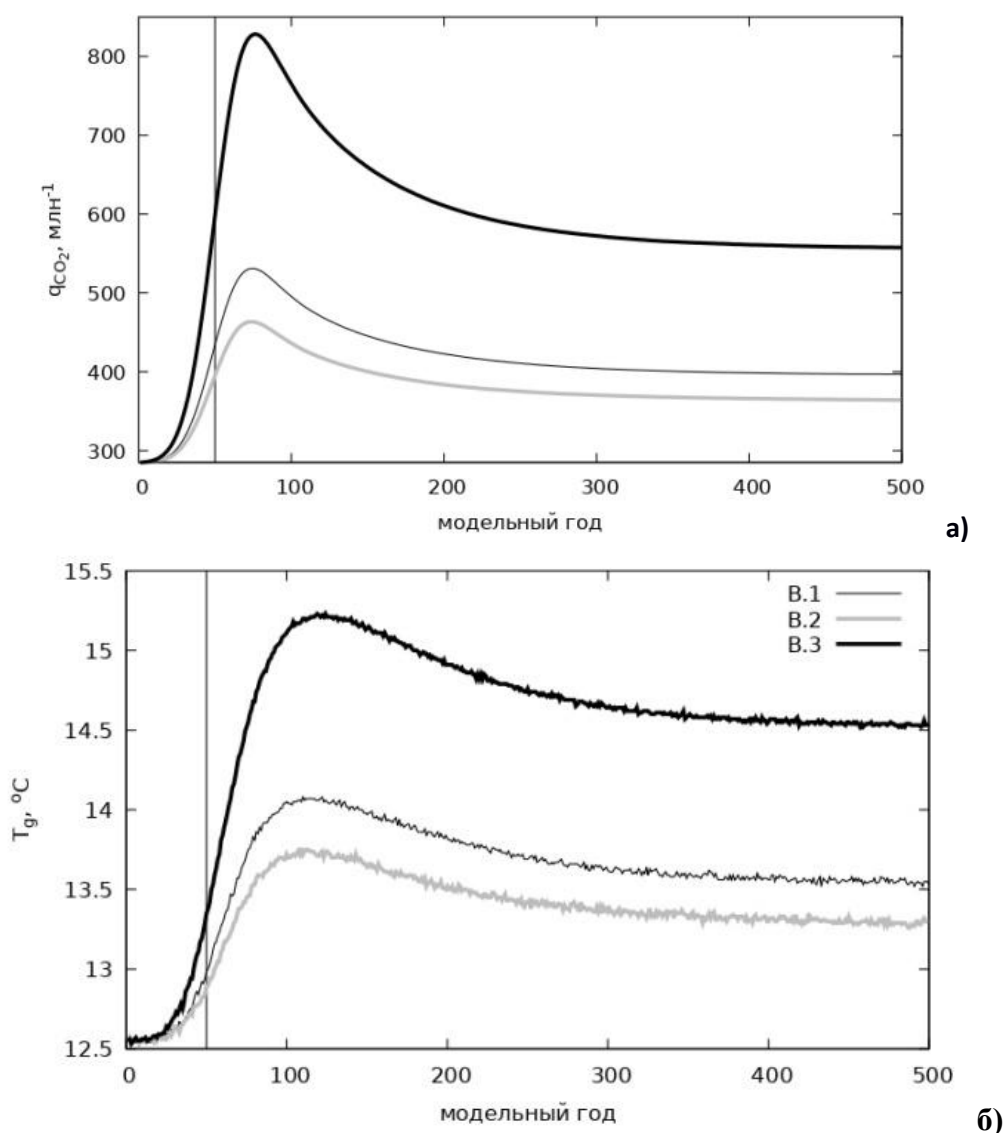


Рис. 1. Временные зависимости концентрации q_{CO_2} в атмосфере (а) и глобально осреднённой среднегодовой приземной температуры T_g в численных экспериментах с МЗС ИФА РАН-МГУ. Вертикальным серым пунктиром указан модельный год с максимальной интенсивностью ежегодных антропогенных эмиссий CO₂ в атмосферу.

В указанных численных экспериментах инерционность различных компонент Земной климатической системы приводит к запаздыванию макси-

му концентрация CO_2 в атмосфере q_{CO_2} на 25 лет относительно года максимума антропогенных эмиссий, глобальной температуры T_g — соответственно на 60–70 лет (рис. 1). Различные компоненты глобального углеродного цикла характеризуются широким интервалом инерционности. Например, взаимная компенсация составляющих глобального нетто-потока CO_2 из атмосферы в наземные экосистемы F_L приводит к запаздыванию его интенсивности относительно модельного года максимальной интенсивности антропогенных эмиссий на несколько лет. Составляющие F_L при этом могут запаздывать относительно указанного модельного года на 4–6 десятилетий. Запас углерода в атмосфере (в форме углекислого газа) запаздывает относительно года максимальной интенсивности антропогенных эмиссий CO_2 в атмосферу на 25 лет, запас углерода в наземной растительности C_V — на 4–5 десятилетий, а в почве C_S — на 5–6 десятилетий.

В свою очередь, инерционность компонент углеродного цикла приводит к гистерезисному отклику его характеристик на немонотонные во времени антропогенные эмиссии CO_2 в атмосферу (рис. 2). Так, соответствующий гистерезисный отклик отмечен для поглощения углекислого газа океаном из атмосферы и для запаса углерода в океане. В меньшей мере гистерезис отклика заметна для поглощения углекислого газа атмосферы наземными экосистемами. Тем не менее, он значим для отдельных составляющих этого потока — полной первичной продукции и дыхания растений и почвы — и составляет несколько процентов от их средних значений. Более того, на региональном уровне гистерезис отклика нетто-потока углерода из атмосферы в наземные экосистемы также оказывается значимым со взаимной компенсацией между значениями в средних и субполярных широтах с одной стороны и в тропиках — с другой.

В соответствии с классификацией [5] механизм формирования проанализированного в данной работе гистерезиса характеристик наземного углеродного цикла является линейным.

Гистерезисный отклик характеристик глобального углеродного цикла указывает на необратимость его изменений на масштабах (по крайней мере) в несколько десятилетий. Последнее должно учитываться при планировании мероприятий по предотвращению изменений климата и/или смягчению последствий этих изменений.

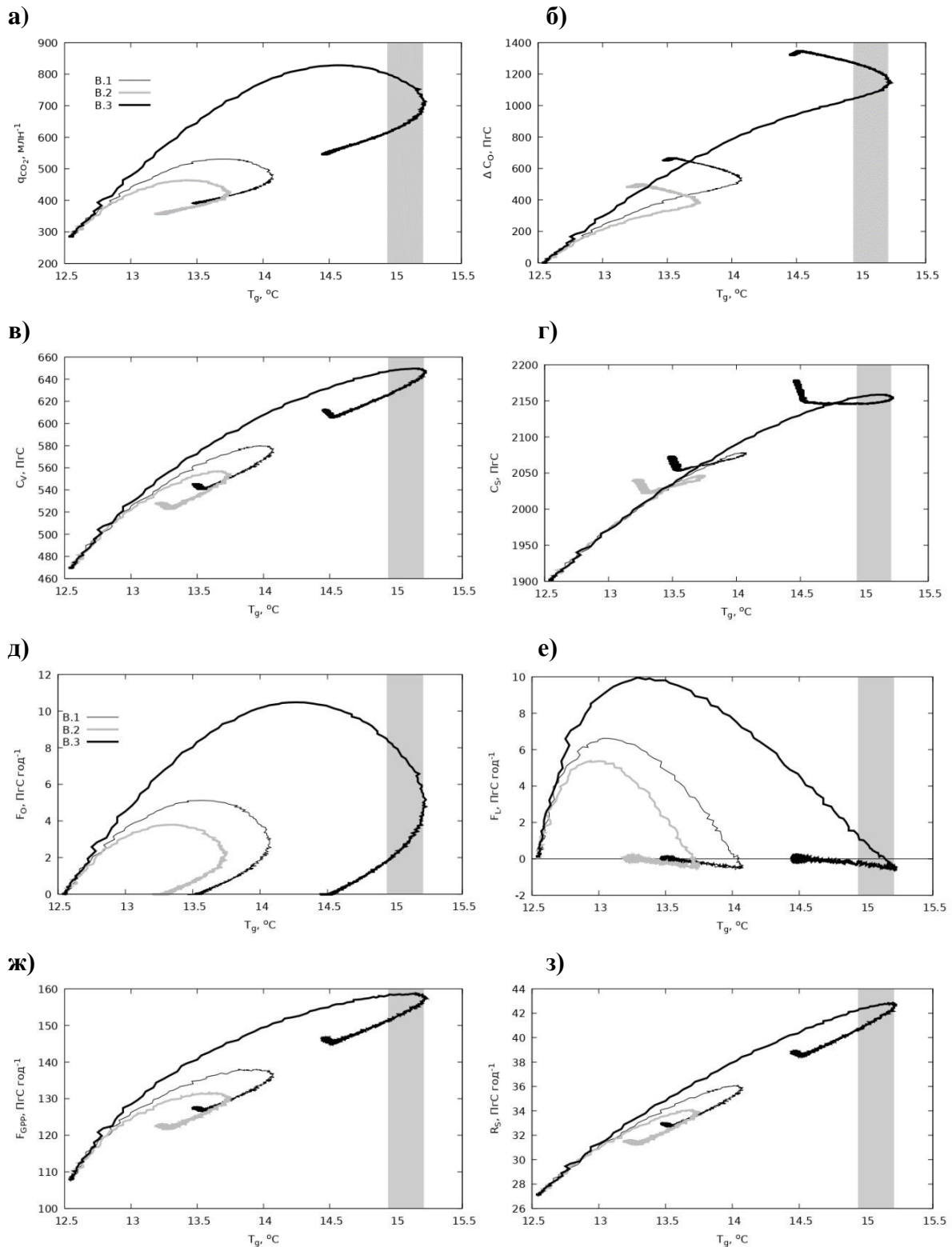


Рис. 2. Гистерезисные кривые в зависимости от глобально осреднённой среднегодовой температуры T_g для концентрации углекислого газа в атмосфере q_{CO_2} (а), аномалии запаса углерода в океане ΔC_O (б), запасов углерода в наземной растительности C_V и в почве C_S (в и г соответственно), интенсивностей потоков CO_2 из атмосферы в океан F_O и наземные экосистемы F_L , фотосинтеза наземной растительности F_{GPP} и потока CO_2 в атмосферу из-за разложения органики почвы R_S (д, е ж и з соответственно).

Литература

1. Мохов И.И., Елисеев А.В., Демченко П.Ф. и др. Климатические изменения и их оценки с использованием глобальной модели ИФА РАН // ДАН. 2005. Т. 402. № 2. С. 243–247.
2. Мохов И.И., Елисеев А.В. Моделирование глобальных климатических изменений в XX-XXIII веках при новых сценариях антропогенных воздействий RCP // ДАН. 2012. Т. 443. № 6. С. 732–736.
3. Мохов И.И., Елисеев А.В., Гурьянов В.В. Модельные оценки глобальных и региональных изменений климата в голоцене // ДАН. 2020. Т. 490. № 1. С. 27–32.
4. MacDougall A.H., Frölicher T.L., Jones C.D., et al. Is there warming in the pipeline? A multi-model analysis of the Zero Emissions Commitment from CO₂ // Biogeosciences. 2020. V. 17. № 11. P. 2987–3016.
5. Елисеев А.В. Линейные и нелинейные аспекты отклика климата на внешние воздействия // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. 2023. Т. 66. № 2. С. 87–103.

Подсекция:
ГАЗОДИНАМИКА, ТЕРМОДИНАМИКА
И УДАРНЫЕ ВОЛНЫ

Сопредседатели
профессор Н.Н. Сысоев, профессор И.А. Знаменская

ЭВОЛЮЦИЯ ТЕПЛОВЫХ ПОЛЕЙ НА ПОВЕРХНОСТЯХ КАНАЛА, НАГРЕТЫХ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ И ИМПУЛЬСНЫМ РАЗРЯДОМ

Профессор *Знаменская И.А.*, аспирант *Карнозова Е.А.*,
профессор *Сысоев Н.Н.*

Определение конвективного и теплопроводностного нагрева стенок канала в пограничном слое высокоскоростного потока имеет как фундаментальное значение, связанное с изучением процессов высокоскоростной газодинамики и физико-химической кинетики [1], так и прикладное значение, связанное с определением свойств теплозащитных материалов, обеспечением оптимальных условий обтекания поверхностей, а также горения в камерах сгорания летательных аппаратов [2, 3]. При моделировании подобных процессов, возможно реализовывать и контролировать достаточно широкий диапазон параметров течений на ударных трубах различных типов [4, 5]. Нагрев обтекаемой поверхности может быть вызван ударно-волновым воздействием и воздействием газодинамического потока, а также плазменным воздействием различной длительности – при инициировании разрядов разного типа.

В данной работе исследована термографическим методом динамика тепловых полей в пограничном слое на обтекаемой поверхности стенки канала рабочей камеры ударной трубы около прямоугольной вставки. Исследован нестационарный процесс нагрева и остывания зоны за отраженной от вставки ударной волной и зоны локализации импульсного приповерхностного разряда в потоке за вставкой в области отрыва потока. Импульсный разряд имел многоканальную структуру: он представлял собой набор параллельных плазменных микроканалов поперек потока, длиной 30 мм, распределенных по поверхности диэлектрика протяженностью 100 мм. Импульс напряжения инициирует развитие распределенного скользящего разряда наносекундной длительности. Регистрация теплового излучения стенок канала в диапазоне 1.5 - 5.1 μm ведется через боковые окна рабочей камеры установки УТРО-3, прозрачные как для теплового излучения стенок, так и для видимого излучения разряда. Поскольку при проведении экспериментов длительность экспозиции кадра тепловизора (от 0,2 до 1 ms) существенно превосходит характерные времена исследуемых быстропротекающих газодинамических процессов (1–2 μs), необходимо было, чтобы исследуемый временной интервал процесса газодинамического нагрева (и остывания) попал в интервал экспозиции кадра тепловизионной съемки. Запуск съемки камерой относительно запуска разряда от внешнего сигнала корректировался посредством системы синхронизации.

В первые сотни микросекунд после прохождения ударной волны через препятствие спутный поток – сверхзвуковой; перед вставкой-препятствием в канале возникает отраженная ударная волна торможения, которая с тече-

нием времени отходит вверх по потоку. Затем набегающий спутный поток перестает быть сверхзвуковым, изменяется картина обтекания препятствия. За это время (порядка 1 ns) горячий газ в зоне ударного слоя и за отходящей УВ нагревает участки верхней стенки, профилированной нижней стенки, а также внутренние поверхности двух боковых стенок (стекол) разрядной секции.

При инициировании поверхностного разряда в сверхзвуковом потоке реализуются два основных механизма нагрева нижней стенки канала с препятствием (рис. 1). Тепловые процессы включают 1 – взаимодействие набегающей и отраженной УВ в наветренной области с нижней стенкой и 2 – взаимодействия плазмы разряда и инициируемых им возмущений с нижней стенкой в подветренной области – за препятствием. Длительность тока разряда составляет порядка 150 ns, за этот отрезок времени выделяется основная часть энергии разряда.

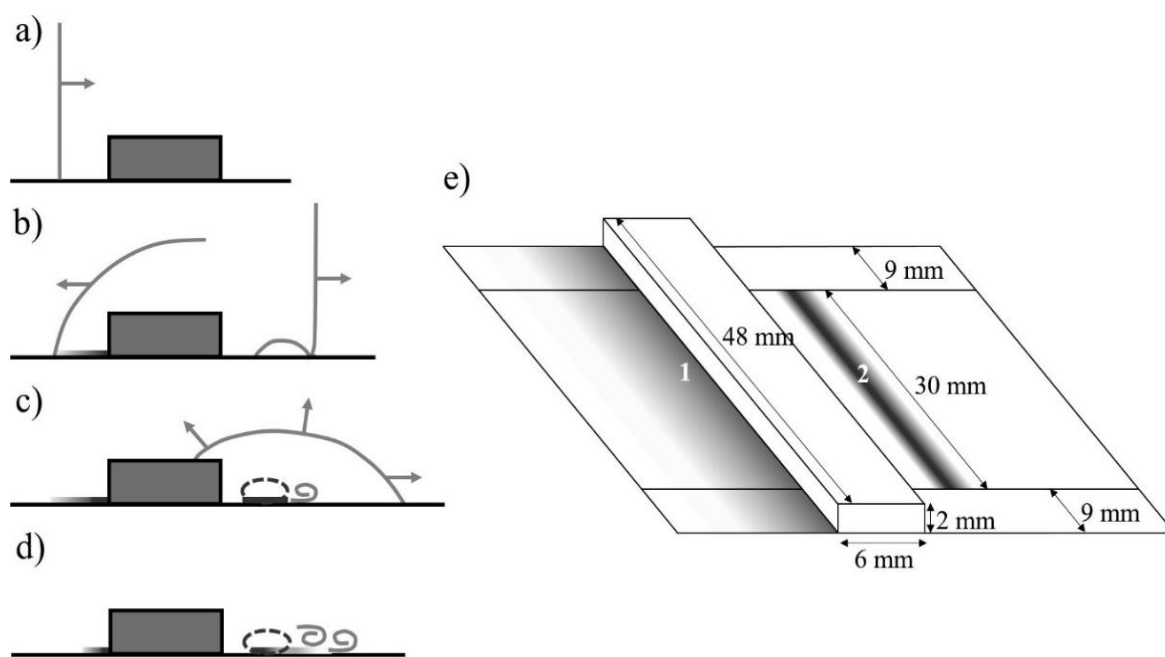


Рис. 1. Схема нагрева нижней стенки канала в 1 – наветренной и в 2 – подветренной областях.

Термографической съёмкой получены изображения тепловых полей, формирующихся на нижней стенке рабочей (разрядной) камеры ударной трубы после взаимодействия плоской ударной волны с числом Маха $M=2.8$ – 3.3 с прямоугольным уступом $48 \times 6 \times 2$ мм. Проведено измерение нестационарных тепловых потоков нагретой стенки газодинамического канала за ударной волной после ее взаимодействия с прямоугольным препятствием. Тепловизором регистрировался нагрев участков нижней стенки канала

в пограничном слое высокоскоростного потока через боковые окна рабочей камеры.

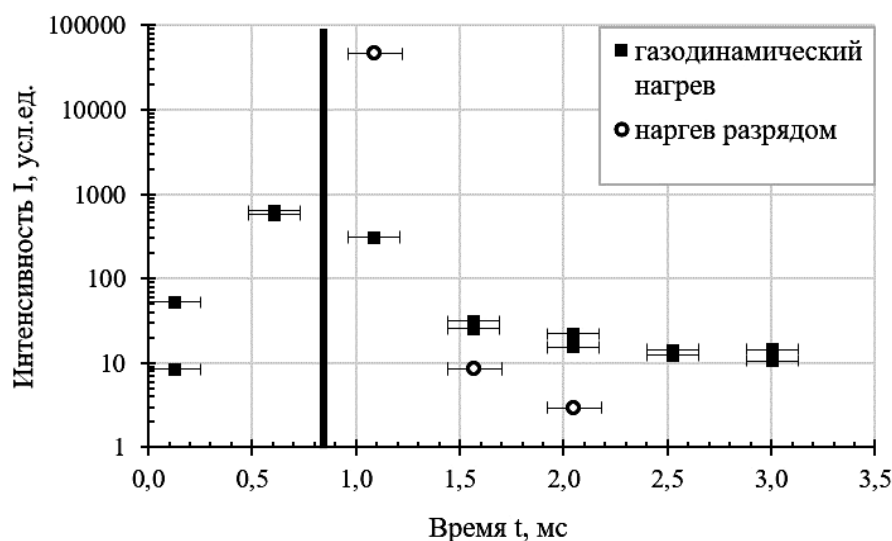


Рис. 2. Зависимости интенсивности теплового излучения нижней стенки канала (в условных единицах) от времени.

С экспозицией кадра 500 мк зарегистрированы нестационарные процессы нагрева и остывания ударно-нагретой наветренной зоны нижней стенки канала и подветренной области локализации импульсного приповерхностного разряда за вставкой в области отрыва потока; получены количественные зависимости интенсивности теплового излучения от времени (рис.2). Вертикальной линией на графике отмечен момент инициирования поверхностного разряда и, соответственно, его локализации в наветренной области.

В результате экспериментов было получено, что в ударно-нагретой наветренной области нижней стенки канала (в зоне торможения перед вставкой) увеличение интенсивности тепловых потоков происходит в течение нескольких сотен микросекунд, уменьшение интенсивности тепловых потоков - за 3-4 мс (после прихода волны разрежения). Показано, что остывание импульсно нагретой локализованным в зону отрыва скользящим наносекундным разрядом области подветренного участка нижней стенки канала за вставкой происходит за время менее 1 мс; протяженность зоны прогрева – до 4 мм вниз по потоку.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-19-00096.

Литература

1. М.А. Котов, П.В. Козлов, и др. Письма ЖТФ, 49 (17), 36. DOI: [10.21883/PJTF.2023.17.56086.19633](https://doi.org/10.21883/PJTF.2023.17.56086.19633).

2. M. Fenot, E. Dorignac. *Int. J. Therm. Sci.*, 109, 386 (2016). DOI: [10.1016/j.ijthermalsci.2016.06.010](https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2016.06.010).
3. T. Ombrello, D.L. Blunck, M. Resor. *Exp. Fluids.*, 57, 140 (2016). DOI: [10.1007/s00348-016-2210-0](https://doi.org/10.1007/s00348-016-2210-0).
4. Ю.В. Добров, В.А. Лашков. *ЖТФ*, 92 (9), 1327 (2022). DOI: 10.21883/JTF.2022.09.52923.39-22.
5. И.А. Знаменская, М.И. Муратов. *Письма ЖТФ*, 49 (16), 42 (2023).

О НОВЫХ ВОЗМОЖНОСТЯХ РЕГИСТРАЦИИ ПОЛНОГО ТЕПЛОВОГО ПОТОКА В ИНТЕНСИВНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССАХ С ВЫСОКИМ ВРЕМЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ

Ст.науч.сотр. *Котов М.А.* (НИИ механики МГУ), ст.науч.сотр. *Козлов П.В.* (НИИ механики МГУ), вед.науч.сотр. *Герасимов Г.Я.* (НИИ механики МГУ), зав.лаб. *Леваишов В.Ю.* (НИИ механики МГУ), гл.науч.сотр. *Соловьев Н.Г.* (ИПМех РАН), ст.науч.сотр. *Шемякин А.Н.* (ИПМех РАН), вед.науч.сотр. *Якимов М.Ю.* (ИПМех РАН), ст.науч.сотр. *Глебов В.Н.* (ИПЛИТ РАН), науч.сотр. *Дуброва Г.А.* (ИПЛИТ РАН), науч.сотр. *Малютин А.М.* (ИПЛИТ РАН)

В работе говорится о новых возможностях, которые открываются в газодинамическом эксперименте при использовании термоэлектрических детекторов (ТД) и косонапыленных пленок с анизотропией термоэдс (рис. 1).

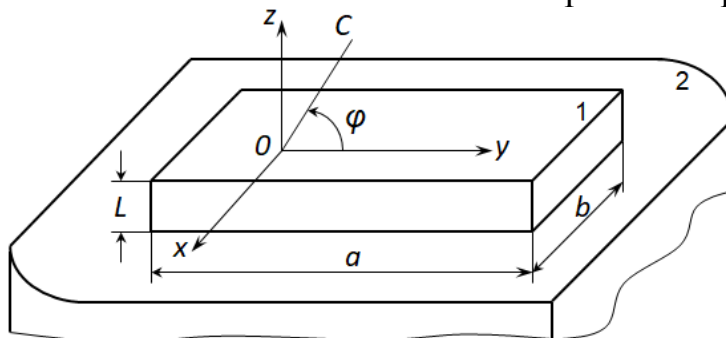


Рис. 1. Пластина анизотропного термоэлемента (1) с наклонной ориентацией оси анизотропии C к ее поверхности (угол наклона φ) на теплопроводящей подложке (2).

Величина термоэдс ε_{yz} для такого элемента вдоль оси y при градиенте температуры вдоль оси z через $\alpha_{\parallel C}$ и $\alpha_{\perp C}$ (коэффициенты термоэдс материала пластины вдоль и поперек C) запишется [1]:

$$\varepsilon_{yz} = \oint \alpha_{yz} \frac{\partial T}{\partial z} dy = \frac{1}{2} (\alpha_{\parallel C} - \alpha_{\perp C}) \frac{\partial T}{\partial z} a \sin 2\varphi \quad (1)$$

Величина градиента температуры вдоль z составит:

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\varepsilon_{\Pi} q}{\chi_z} \quad (2)$$

где ε_{Π} - степень черноты поверхности, q – плотность потока излучения, χ_z - удельная теплопроводность по толщине пластины в направлении OZ . Чувствительность пластины S и скорость реакции на скачок интенсивности падающего излучения τ_0 (постоянная времени отклика на тепловое воздействие) через температуропроводность k материала пластины в направлении $\frac{\partial T}{\partial z}$ запишется [2]:

$$S = \frac{\varepsilon_{yz}}{q \cdot ab} = \frac{\varepsilon_{\Pi} (\alpha_{\parallel c} - \alpha_{\perp c})}{2\chi_z} b \sin 2\varphi, \quad (3)$$

$$\tau_0 = \frac{L^2}{k}. \quad (4)$$

Структурные исследования [3] показали, что при наклонной конденсации в пленках формируется наклонная волокнистая микроструктура (рис. 2) и аксиальная кристаллографическая текстура, которая является благоприятной для возникновения анизотропии свойств и анизотропии термоэдс.

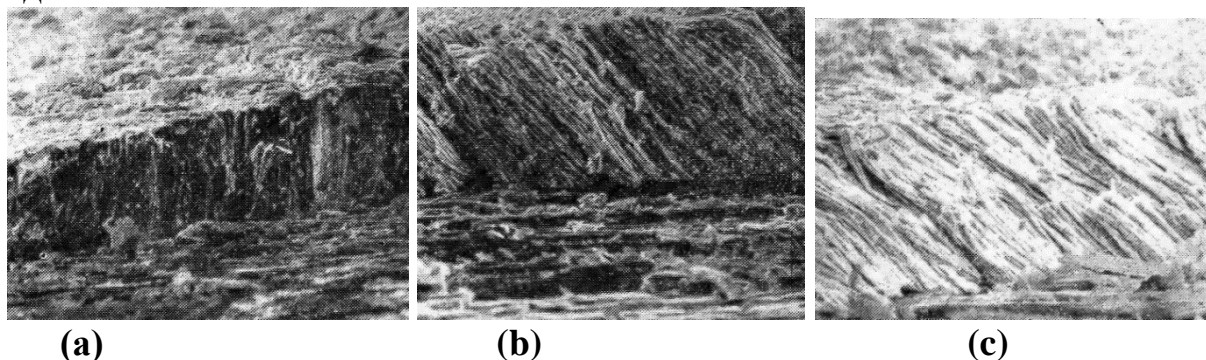


Рис. 2. Микроструктура сколов пленок висмута [3], конденсированных при различных углах подложки к горизонтали: (а) – 0°; (б) – 60°; (с) – 75°.

Время отклика у устройств на основе таких пленок на резкое тепловое возмущение меньше чем у других аналогичных датчиков, а характер их инерционности позволяет регистрировать зависимость теплового потока от времени в масштабе десятых долей микросекунды. Одновременная работа датчиков разного типа (ТД и градиентный датчик теплового потока, ГДТП [4]) позволила определить высокую степень достоверности показаний ТД в условиях ударно-волнового взаимодействия [5]. В работе [6] с помощью ТД были получены достаточно большие значения тепловых потоков (до 50 МВт/м²) в ударно нагретом ксеноне при числах Маха УВ до М=8.

Проводились эксперименты при ударных волнах малой, средней и высокой интенсивностей, при процессах самовоспламенения и горения пропан- и пропен-воздушных смесей. Благодаря высокому временному разре-

шению ТД получилось уточнить времена задержки самовоспламенения пропан-воздушных смесей [7] и показать перспективность использования датчиков для данных целей (рис. 3).

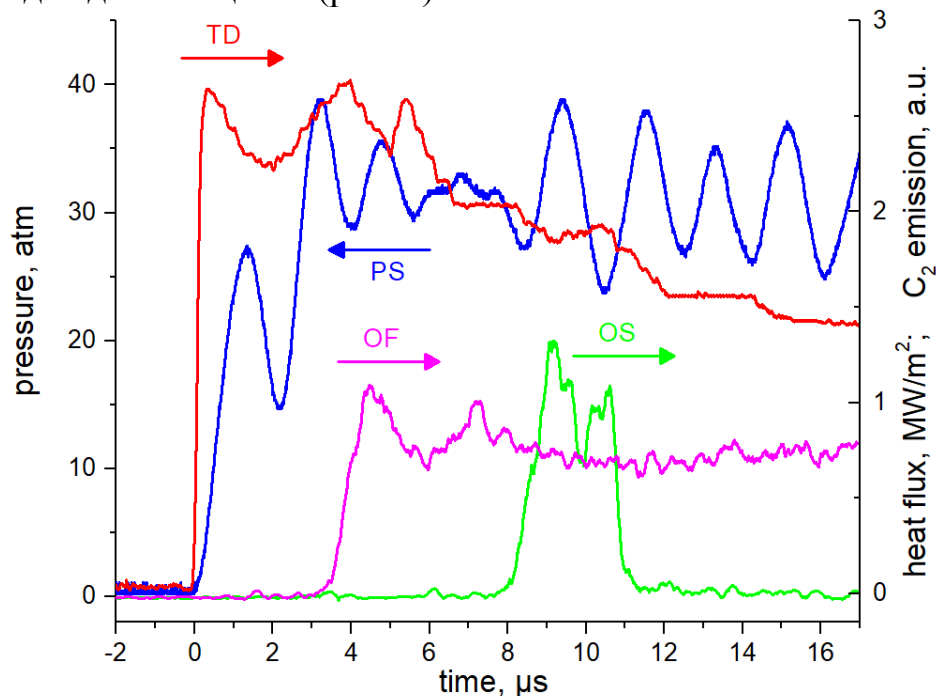


Рис. 3. Данные [7] по давлению (PS), тепловому потоку (TD) и излучению молекулы C_2^* (OF 506 нм и OS 513 нм), записанные во время самовоспламенения пропан-воздушной смеси.

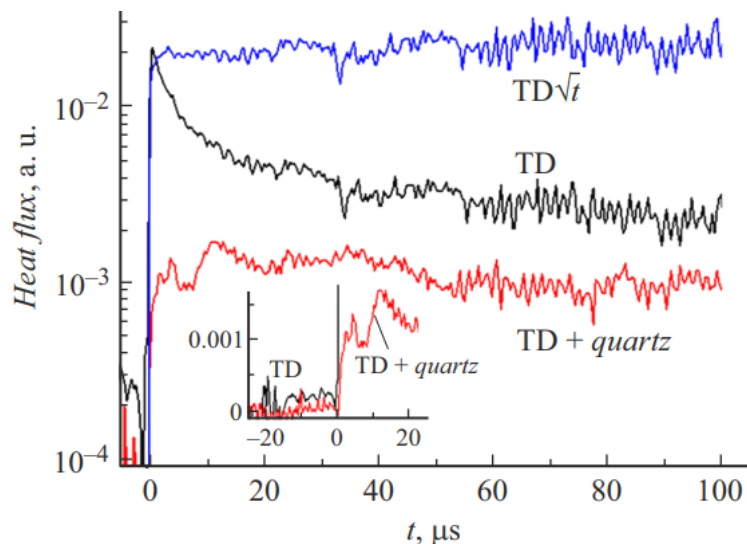


Рис. 4. Регистрация теплового потока в аргоне за отраженной ударной волной [8]. TD — показания термоэлектрического детектора; TD + quartz — данные с кварцевой вставкой.

С помощью специальных фильтров выделялась широкополосная радиационная составляющая полного теплового потока, наблюдался ее рост при увеличении интенсивности ударно-волнового воздействия. При увели-

чении интенсивности ударной волны наблюдался рост вклада радиационного теплопереноса в полный тепловой поток [8]. Полученные результаты (рис. 4) показывают, что использование ТД может быть полезно при проведении экспериментов в высокоэнтальпийных импульсных газодинамических процессах, регистрации полного и лучистого тепловых потоков с высоким временным разрешением.

Характеристики ТД, продемонстрированные им при регистрации теплового потока в импульсных газодинамических течениях, позволяют говорить, что использование таких устройств может быть полезно для исследования различных задач высокоскоростной газовой динамики, например, для наземных испытаний в ударных трубах по имитации входа космического аппарата в плотные слои атмосфер планет и спутников Солнечной системы.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-19-00096.

E-mail: kotov@ipmnet.ru

Литература

1. Снарский А. А., Пальти А. М., Ащеулов А. А. Анизотропные термоэлементы Обзор // Физика и техника полупроводников. – 1997. – Т. 31. – №. 11. – С. 1281-1298.
2. Ухлинов Г.А., Марков Ф.В., Каримов Ф.Ч., Резников Б.Л. Плёночные анизотропные датчики излучения // Опт.-мех. Промышленность. 1985. №6. С.50-52.
3. Вигдорович В.Н., Ухлинов Г.А., Каримов Ф.Ч., Краснов Д.М. Природа анизотропного термоэлектрического эффекта в наклонноконденсированных плёнках // Известия АН СССР. Неорганические материалы. 1987. Т.23. №7. С.1081-1085.
4. Sapozhnikov S. Z., Mityakov V. Y., Mityakov A. V. Heatmetry: the science and practice of heat flux measurement. – Springer Nature, 2020.
5. Kotov M. A. et al. Performance assessment of thermoelectric detector for heat flux measurement behind a reflected shock of low intensity // Applied Thermal Engineering. – 2021. – Т. 195. – С. 117143.
6. Popov P. A. et al. Heat flux measurement at the initial phase of normal shock wave reflection using the sensor on anisotropic thermoelements // Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2020. – Т. 1697. – №. 1. – С. 012225.
7. Kotov M. A. et al. Thermoelectric detector application for measuring the ignition delay time in a shock heated combustible mixture // Acta Astronautica. – 2023. – Т. 204. – С. 787-793.
8. Котов М. А. и др. Регистрация радиационного теплового потока в ударной трубе с помощью термоэлектрического детектора // Письма в Журнал технической физики. – 2023. – Т. 49. – №. 17. – С. 36-38.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ПО ОБЛАСТИ ИМПУЛЬСНОГО ОБЪЕМНОГО РАЗРЯДА

Доцент *Мурсенкова И.В.*, доцент *Иванов И.Э.*,
магистрант *Иванова А.А.*

В последние десятилетия широко обсуждаются процессы, происходящие при взаимодействии электрических разрядов с высокоскоростными потоками газа и ударными волнами [1, 2]. Разряды наносекундной длительности сопровождаются генерацией ударных волн за счет быстрого нагрева газа [1, 3]. Это приводит к формированию течения, включающего движение ударных волн, контактных поверхностей и волн разрежения [3, 4]. При газодинамическом моделировании область разряда рассматривается как локальный объем энерговыведения [1, 5]. Целью работы было экспериментальное исследование структуры течения после наносекундного комбинированного объемного разряда перед фронтом ударной волны в канале, и численное моделирование газодинамических процессов после импульсного объемного энерговклада.

Эксперименты проведены на установке, состоящей из ударной трубы и разрядной камеры [3, 4] с внутренним сечением прямоугольной формы размером $24 \times 48 \text{ мм}^2$ ($z \times y$) (Рис. 1 а). Числа Маха ударных волн составляли 2.9-4.4 при начальном давлении воздуха 5-70 Торр. Комбинированный объемный разряд инициировался при различных положениях ударной волны в разрядном объеме [3]. При импульсном напряжении 25 кВ ток разряда достигал 1500 А, его длительность составляла около 500 нс. Свечение разряда регистрировалось интегрально по времени фотокамерой, и с наносекундным разрешением – электронно-оптической камерой. В одной из двух серий экспериментов фронт ударной волны в разрядной камере был плоским, в другой – искривленным в результате дифракции на небольшом препятствии, расположенном на нижней стенке разрядной камеры [3, 4]. Препятствие в виде диэлектрического параллелепипеда имело размеры $48 \times 2 \times 6 \text{ мм}^3$ ($z \times y \times x$) (Рис. 1 а). Течение в разрядной камере исследовалось на этапах движения ударной волны по плазменной области и за ее пределами. Поле течения визуализировалось прямым теневым методом, теневые изображения регистрировались высокоскоростной камерой (частота кадров 150-525 тыс. кадров в секунду, экспозиция кадра 1 мкс) [4]. Теневое зондирование осуществлялась через кварцевые боковые стенки разрядной камеры.

Комбинированный объемный разряд реализовывался в экспериментах перед фронтом ударной волны, в области низкого давления. Теневые исследования поля течения после разряда показали образование и движение конфигурации из двух ударных волн и контактной поверхности между ни-

ми (рис. 1 б). После распада газодинамического разрыва на границе «поток-плазма» [5] фронт ударной волны $УВ_1$ идет вправо, по области энерговклада, за ним движется контактная поверхность КП. Ударная волна $УВ_2$ движется влево, навстречу спутному потоку и практически не смещается. Движение ударной волны $УВ_1$ по области энерговклада происходит в течение 9 мкс при указанных условиях. Эксперименты показали, что скорость ударной волны $УВ_1$ по мере движения по области релаксирующей плазмы увеличивается [3].

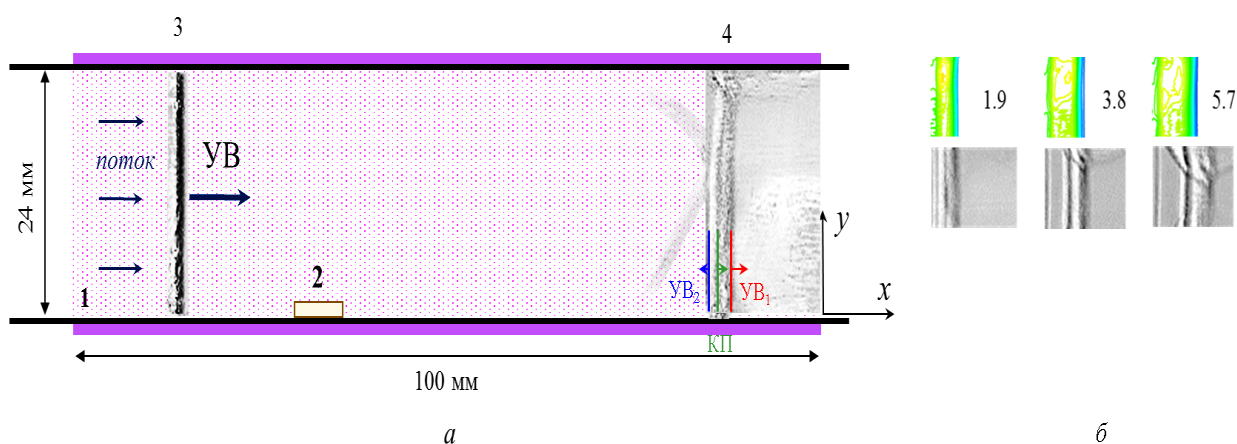


Рис. 1. а) Схема движения ударной волны в разрядной секции: 1 – область разряда, 2 – препятствие; 3 – фронт плоской ударной волны, 4 – теневое изображение ударно-волновой конфигурации через 2 мкс после разряда; б) теневые изображения через 1.9, 3.8 и 5.7 мкс после разряда и расчетные поля давления при $M = 3.0$, $p_0 = 25$ Торр. Расчет: энерговклад 0.13 Дж, длительность 500 нс.

Целью численного моделирования было определение динамики ударной волны, распространяющейся в области энерговклада. Расчеты проведены в двумерной постановке. Газодинамическое течение моделировалось решением нестационарных двумерных уравнений Навье-Стокса для вязкого сжимаемого газа с постоянным показателем адиабаты ($\gamma = 1,4$) и числом Прандтля $Pr = 0,72$ [6, 4]. Зависимость коэффициента вязкости от температуры описывалась формулой Сазерленда. Условия входного и выходного потоков задавались соответственно на левой и правой границах расчетной области; на твердых стенках и на поверхности препятствия задавались условия прилипания. Параметры среды и ударной волны соответствовали условиям эксперимента. Объемный энерговклад перед фронтом ударной волны задавался с постоянной мощностью энергоподвода и с уменьшающейся во времени (моделирующей релаксационный процесс). Величина и время энерговклада варьировались.

На рисунке 1, б показаны численные поля давления (верх) и соответствующие им теневые изображения (низ) в центральной части канала. Расчеты

ты показали, что скорость ударной волны UV_1 на интервале движения 5-9 мкс больше, чем на первом этапе движения (до 5 мкс). Изменение скорости происходит при взаимодействии фронта ударной волны с возмущениями от границ области энерговклада. После выхода за пределы области энерговклада восстанавливается исходное значение скорости ударной волны. Тепловая энергия, выделяющаяся в области объемного разряда, по результатам сопоставления экспериментов и численного моделирования оценивается в диапазоне 0.12-0.20 Дж.

Иванова А.А. благодарит Фонд развития теоретической физики и математики “БАЗИС” за поддержку (стипендию для студентов МГУ имени М.В. Ломоносова).

Литература

1. Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V., Varaksin A.Y. Computational and Experimental Modeling in Magnetoplasma Aerodynamics and High-Speed Gas and Plasma Flows (A Review). *Aerospace* 2023, 10, 662. <https://doi.org/10.3390/aerospace10080662>

2. Podder N.K., Locascio A.C. Shock wave interaction with pulsed glow discharge and afterglow plasmas. *2009 Physics Letters A* 373(12-13):1148-1154. DOI: 10.1016/j.physleta.2009.01.046

3. Иванова А.А., Мурсенкова И.В. Экспериментальное исследование движения ударной волны в плазме импульсного объемного разряда в воздухе. *Вестник МГУ, Сер. 3. Физика. Астрономия.* 2023. № 2. 2320601.

4. Mursenkova I., Ivanova A., Ivanov I.E., Sysoev N., Karimov A. High-speed flow visualization by a nanosecond volume discharge during shock wave diffraction on an obstacle. *Scientific Visualization*, 2023. V. 15, № 3. С. 40-49. DOI: 10.26583/sv.15.3.05

5. Znamenskaya I., Mursenkova I., Doroshchenko I., Ivanov I. Flow analysis of a shock wave at pulse ionization: Riemann problem implementation. *Physics of Fluids*. 2019. Vol. 31. N 11. DOI: 10.1063/1.5125884

6. Глушко Г.С., Иванов И.Э., Крюков И.А. Метод расчета турбулентных сверхзвуковых течений. *Матем. моделирование*, 2009. Т. 21. № 12. С. 103–121.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОВОГО ПОТОКА ПРИ ТЕЧЕНИИ СЖИМАЕМОГО ГАЗА НА ПЛОСКОЙ СТЕНКЕ

Ст. науч. сотр. НИИ механики МГУ *Попович С.С.*, ст. науч. сотр. НИИ механики МГУ *Здитовец А.Г.*, ст. науч. сотр. НИИ механики МГУ *Козлов П.В.*, ст. науч. сотр. НИИ механики МГУ *Котов М.А.*, инж. 1-ой кат. НИИ механики МГУ *Загайнов И.А.*

Тело, движущееся с высокой скоростью, испытывает на себе эффект аэродинамического нагрева пропорциональный скорости движения. В то же время при течении газового потока в канале, например, аэродинамической трубы, часть внутренней энергии потока преобразуется в кинетиче-

скую энергию. В результате термодинамическая температура потока значительно снижается. При этом теплоизолированные стенки канала принимают равновесную температуру стенки – адиабатную температуру, близкую к начальной температуре торможения потока.

В области сверхзвуковых внутренних течений в каналах актуальным представляется учёт при определении теплового потока и коэффициента теплоотдачи локальных изменений определяющей температуры – равновесной (адиабатной) температуры стенки. Как показано в ряде работ [1, 2], погрешность в определении коэффициента теплоотдачи, рассчитанного без учета локальных изменений адиабатной температуры стенки, может составлять до 50%. В центре Лэнгли NASA, подводя итоги проведенных за последние 50 лет исследований в области высокоскоростного аэродинамического нагрева [3], отмечают, что дальнейшее повышение точности определения закономерностей теплоотдачи при обтекании сверхзвуковым потоком поверхностей сложной формы требует тщательного исследования локальных значений адиабатной температуры стенки.

Определение адиабатной температуры стенки необходимо для представления данных по теплообмену в высокоскоростном потоке в виде коэффициента теплоотдачи (1), равного отношению местной плотности теплового потока к температурному напору между адиабатной температурой стенки и локальной температурой обтекаемой стенки [4]:

$$\alpha = \frac{q}{T_{aw}^* - T_w}, \quad (1)$$

где α – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м²·К); q – плотность теплового потока, Вт/м²; T_{aw}^* – адиабатная температура стенки, К; T_w – локальная температура обтекаемой стенки, К

В практике инженерных и научных расчётов адиабатная температура стенки T_{aw}^* определяется через коэффициент восстановления температуры r :

$$T_{aw}^* = T_0^* \cdot \frac{1 + r \frac{k-1}{2} M^2}{1 + \frac{k-1}{2} M^2}, \quad (2)$$

$$r = \frac{T_{aw}^* - T_\infty}{T_0^* - T_\infty}, \quad (3)$$

где T_0^* – температура торможения в потоке, К; r – коэффициент восстановления температуры; M – число Маха; k – показатель адиабаты газа; T_∞ – статическая температура во внешнем потоке, К.

Коэффициент восстановления температуры r показывает долю энергии потока, переходящей в тепло на стенке. Он находится в наибольшей зависимости от рода газа – числа Прандтля рабочего тела:

$$r \approx Pr^n, \quad (4)$$

где $n=1/2$ (ламинарный режим течения), $n=1/3$ (турбулентный режим – чаще всего реализуется на практике).

Для воздуха ($Pr=0.7$) коэффициент восстановления температуры r при турбулентном безотрывном обтекании пластины и тел вращения с гладкими образующими (цилиндр, конус), в согласии с многочисленными экспериментальными данными [1-4], составляет 0.89 ± 0.01 . Внешние воздействия (градиент давления, проницаемость стенки, изменение числа Прандтля рабочего тела, формы и рельефа поверхности, скачки уплотнения и отрывные течения) могут приводить как к повышению аэродинамического нагрева в локализованной области, так и к охлаждению стенки – снижению коэффициента восстановления температуры [5, 6]. В результате перечисленных воздействий значение коэффициента восстановления температуры может значительно отклоняться от теоретической величины (4) для пластины и тел вращения.

В рамках данной работы проведена отработка методики определения теплового потока в стенку при обтекании пластины сверхзвуковым потоком газа на аэродинамической установке АР-2 непрерывного действия (Рис. 1). Тепловой поток определялся двумя методами: аналитическим и экспериментальным. Аналитический метод заключался в решении обратной задачи теплопроводности по измеренному темпу охлаждения стенки и теплофизическим свойствам материала модели [6, 7].

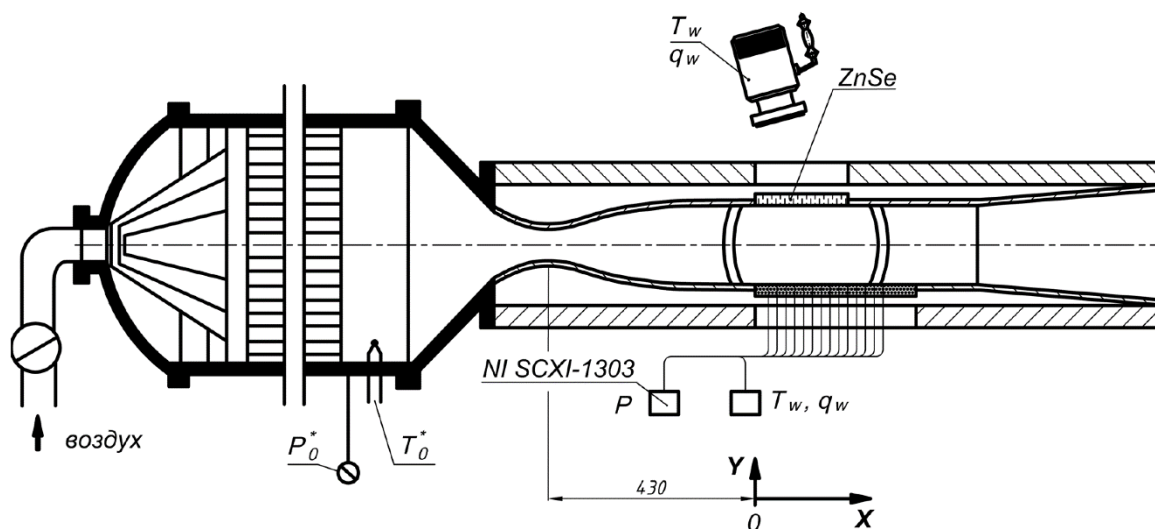


Рис. 1. Схема сверхзвукового аэродинамического стенда АР-2

Экспериментальный метод измерения теплового потока заключался в прямом измерении датчиком теплового потока [8-11]. При отсутствии дополнительного нагрева стенки температурный напор (разность температуры стенки и адиабатной температуры) составлял до 10 градусов. Диапазон изменения теплового потока составлял от 300 до 700 Вт/м² (без подогрева стенки), с подогревом увеличивался до около 2 кВт/м² (что можно было

определить по темпу охлаждения стенки, измеренному термопарами или тепловизором). При дополнительном нагреве стенки генерируемый тепловой поток уже превышал диапазон измерения термодатчиком теплового потока – около 1 кВт/м^2 .

Работа выполняется при поддержке гранта РФФИ №23-19-00096.

Литература

1. Леонтьев А.И., Лущик В.Г., Макарова М.С., Попович С.С. Коэффициент восстановления температуры в сжимаемом турбулентном пограничном слое. Теплофизика высоких температур. 2022. Т. 60, №3. С. 455-480.
2. Аэродинамика ракет: в 2-х кн. Кн. 2. Под ред. М. Хемша, Дж. Нилсена. М.: Мир, 1989, 512 с.
3. Neumann R.D., Freeman D.C. Experimental Measurement of Aerodynamic Heating About Complex Shapes at Supersonic Mach Numbers. Journal of Spacecraft and Rockets, 2012, V. 49. N. 6. P. 1080-1087.
4. Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергоатомиздат, 1985. 320 с.
5. Попович С.С., Здитовец А.Г., Киселёв Н.А., Виноградов Ю.А., Медвецкая Н.В. Измерение адиабатной температуры стенки плоской пластины, обтекаемой сверхзвуковым воздушно-капельным потоком. Известия РАН. МЖГ. 2020. № 5. С. 130–136.
6. Popovich S.S. Aerodynamic cooling of the wall in the trace of a supersonic flow behind a backward-facing ledge. Fluid Dynamics. 2022. V. 57. N. 1. P. 57–64.
7. Алифанов О.М., Артюхин Е.А., Ненарокомов А.В. Идентификация математических моделей сложного теплообмена. М.: МАИ, 1999, 268 с.
8. Добров Ю.В., Лашков В.А., Машек И.Ч., Митяков А.В., Митяков В.Ю., Сапожников С.З., Хоронжук Р.С. Измерение существенно нестационарных тепловых потоков градиентным датчиком на основе висмута. Журнал технической физики, 2021. Т. 91. №2. С. 240-246.
9. Попов П.А., Сахаров В.А., Лапушкина Т.А., Поняев С.А., Монахов Н.А. Измерение тепловых потоков датчиками на анизотропных термоэлементах в газодинамическом эксперименте на ударных трубах. Физико-химическая кинетика в газовой динамике, 2021. Т. 22. №3. 11 с.
10. Рулева Л.Б., Солодовников С.И. Измерение тепловых потоков в аэродинамической ударной трубе с помощью калориметрических датчиков. Физико-химическая кинетика в газовой динамике, 2022. Т. 23, №3. 13 с.
11. Котов М.А., Козлов П.В., Левашов В.Ю., Герасимов Г.Я., Соловьев Н.Г., Шемякин А.Н., Якимов М.Ю., Глебов В.Н., Дуброва Г.А., Малютин А.М. Регистрация радиационного теплового потока в ударной трубе с помощью термоэлектрического детектора. Письма в Журнал технической физики. 2023. Т. 49. №17. С. 36-38.

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПОЛЕЙ СКОРОСТИ, ДАВЛЕНИЯ И ТУРБУЛЕНТНОЙ ВЯЗКОСТИ В ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ ТУРБУЛЕНТНОЙ СТРУЕ ПО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМ ПОЛЯМ ТЕМПЕРАТУРЫ

Мл. науч. сотр. *Ю.К. Руденко*, доцент *Винниченко Н.А.*,
 науч. сотр. *Пуштаев А.В.*, доцент *Плаксина Ю.Ю.*,
 профессор *Уваров А.В.*

Одновременное измерение полей нескольких гидродинамических величин, например, скорости, температуры, затруднено на практике, а измерение некоторых других, например, турбулентной вязкости и давления невозможно. В настоящее время совершенствуются экспериментальные методы измерения мгновенных полей гидродинамических параметров. Для измерения скорости используется метод цифровой трассерной визуализации (PIV). Мгновенные поля температуры можно получить при помощи бесконтактного оптического теневого фонового метода (ТФМ). Экспериментальные данные для одной величины могут быть использованы для расчета остальных величин с помощью численного моделирования. Такой подход называется ассимиляцией данных. В настоящее время развиты методы определения полей давления по данным PIV [1]. В нашей группе был предложен метод неполного численного моделирования [2], основанный на прямой подстановке мгновенных полей температуры, измеренных теневым фоновым методом, в систему уравнений гидродинамики. Таким образом можно достаточно точно определять мгновенные поля скорости и давления в задачах естественной конвекции без использования засева.

У такого подхода к ассимиляции данных есть недостатки: экспериментальные данные могут содержать слишком много шума или их может быть слишком мало. Есть альтернативный подход с применением нейронных сетей, учитывающих уравнения гидродинамики [3].

В данной работе предлагается метод восстановления полей турбулентной вязкости, скорости и давления по экспериментально измеренному с помощью теневого фонового метода полю температуры и проводится его тестирование на примере стационарной осесимметричной турбулентной струи горячего воздуха. Связь турбулентной теплопроводности λ_t и турбулентной вязкости η_t через турбулентное число Прандтля $Pr_t = \eta_t C_p / \lambda_t = 0.9$ позволяет записать уравнение энергии (в приближении малых чисел Маха) относительно полной теплопроводности $L = \lambda + \lambda_t$ в следующем виде:

$$\nabla T \nabla L + L \nabla T = C_p \rho (\bar{v} \nabla) T. \quad (1)$$

Поле температуры измеряется экспериментально, поле плотности определяется из уравнения состояния. Уравнения движения, уравнение непрерывности и уравнение (1) образуют замкнутую систему, позволяющую найти распределения скорости, давления и турбулентной вязкости без ис-

пользования дополнительной модели турбулентности. В уравнении (1) производные по температуре вычисляются из экспериментальных данных. Особенностью исследуемого течения является то, что в некоторых областях эти производные близки к нулю и тогда уравнение (1) вырождается. Поэтому в данной работе в уравнение (1) для регуляризации добавляется член, пропорциональный лапласиану L .

В эксперименте исследовалась турбулентная струя горячего воздуха из круглого сопла диаметром 22 мм. Максимальная скорость струи на выходе сопла составляла около 9 м/с. Температура варьировалась от 200 до 500°C. Экспериментальные поля температуры были получены ТФМ с использованием черно-белого фона из регулярно расположенных пятен с периодом 8.5 пикс и обработкой изображений с применением фурье-профилометрии. Для получения среднего поля смещения были использованы 399 рабочих снимков, сделанных с частотой 1 кадр/с. С помощью обратного преобразования Абея были определены осевые и радиальные производные поля показателя преломления. С помощью решения уравнения Пуассона из поля смещения было получено поле показателя преломления, а из него определено поле температуры. Из-за большого шума первых и вторых производных от экспериментальных данных поле температуры аппроксимировалось функцией Гаусса.

На рис. 1 показано сравнение полей турбулентной вязкости, полученное четырьмя разными способами: с помощью ассимиляции данных и с помощью стандартного моделирования с использованием оригинальной и модифицированной моделей Спаларта-Аллмараса [4] и k - ε -модели.

За исключением оригинальной модели Спаларта-Аллмараса, которая завышает угол расширения струи [4], во всех случаях получено примерно одинаковое отношение турбулентной вязкости к молекулярной. Для ассимиляции данных оно достигается на оси, в других моделях – при r примерно равном 1.5 см. Это может быть связано с особенностями аппроксимации экспериментального поля температуры. Для количественной оценки были посчитаны среднеквадратичные значения отклонений отношения турбулентной вязкости к молекулярной от полученных в модели k - ε (NRMSE), нормированные на максимальные значения. Для метода ассимиляции данных она составила 15%, для модифицированной модели Спаларта-Аллмараса – 25%, для оригинальной модели Спаларта-Аллмараса – 61%. Таким образом, расхождения турбулентной вязкости между ассимиляцией данных и стандартным моделированием сравнимы с расхождением данных между различными моделями турбулентности.

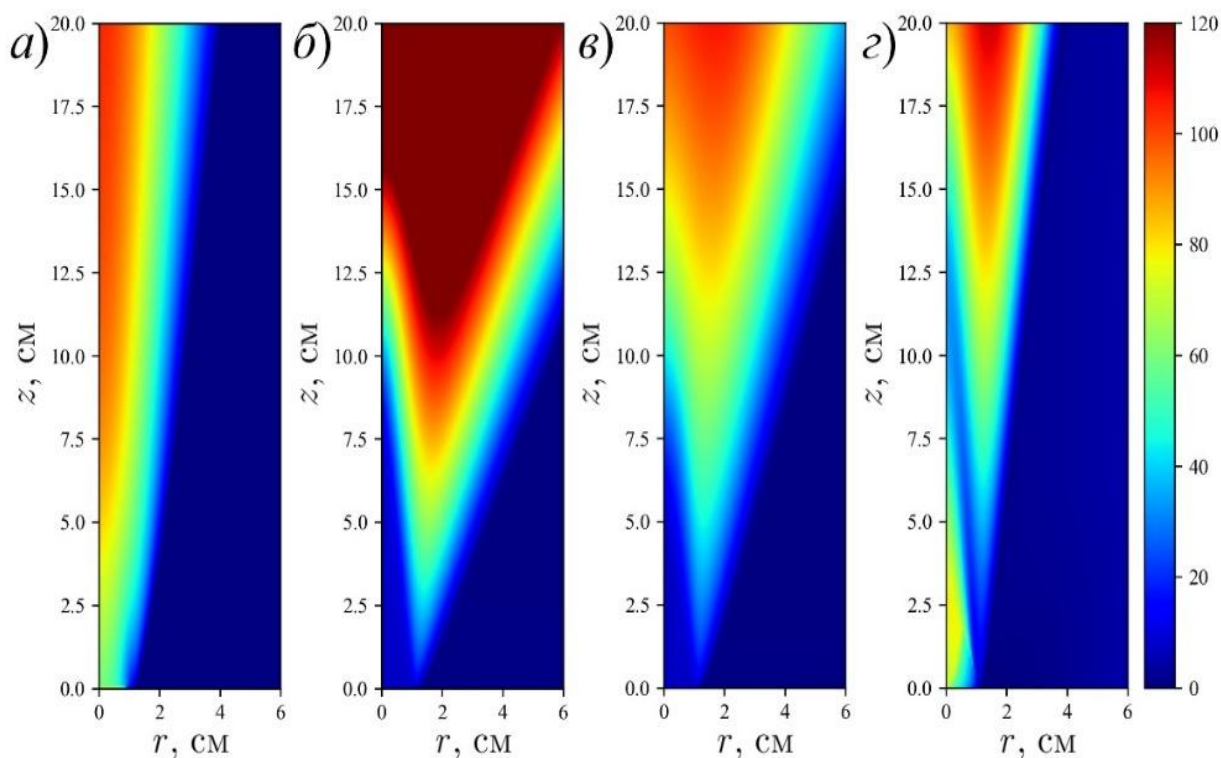


Рис.1. Распределения отношения турбулентной вязкости к молекулярной для а) ассимиляции данных, б) оригинальной модели Спаларта-Аллмараса, в) модифицированной модели Спаларта-Аллмараса [4], з) k - ϵ модели

Работа частично поддержана Российским научным фондом (грант 23-19-00591). Ю.К. Руденко также выражает благодарность Фонду развития теоретической физики и математики «Базис» за личную финансовую поддержку (грант 22-2-2-5-1).

Литература

1. Bobrov M., Hrebtov M., Ivashchenko V. et al. Pressure evaluation from Lagrangian particle tracking data using a grid-free least-squares method // Meas. Sci. Technol. 2021. Vol. 32. 084014.
2. Vinnichenko N.A., Plaksina Yu.Yu., Pushtaev A.V., Uvarov A.V. Obtaining velocity and pressure distributions in natural convection flows using experimental temperature fields // Appl. Therm. Eng. 2022. Vol. 215. 118962.
3. Molnar J.P., Venkatakrishnan L., Schmidt B.E. et al. Estimating density, velocity, and pressure fields in supersonic flows using physics-informed BOS // Exp. Fluids. 2023. Vol. 64. 14.
4. Spalart P.R., Garbaruk A.V. A new “ λ_2 ” term for the Spalart–Allmaras turbulence model, active in axisymmetric flows // Flow, Turbul. Combust. 2021. Vol. 107. P. 245-256.

Подсекция:
МЕТОДИКА ПРЕПОДАВАНИЯ

Сопредседатели
доцент А.А. Якута,
ст. преподаватель А.В. Селиверстов

ЧТО КАКОЕ ЭНТРОПИЯ?

Профессор *Николаев П.Н.*

Представление об энтропии играет важную роль в целом ряде областей науки, включая термодинамику, статистическую физику, химию, космологию, теорию информации, экономику и ряд других [1-4]. При этом существует множество подходов к пониманию энтропии, а также обсуждаются проблемы, связанные с энтропией, такие как хаос, случайность, стрела времени [5,6]. Несмотря на множество определений энтропии их объединяет идея введения понятия вероятности в науку [7,8].

Конечно, унифицированное представление об энтропии имело бы несомненное преимущество перед обособленным изложением данного вопроса [1]. Но в настоящее время такого общепринятого подхода не существует. Целью настоящей работы является изучение истории введения энтропии в термодинамику и статистическую механику.

Понятие энтропии было введено Клаузиусом в 1865 году [9]. До этого в 1857 году он первым получает основное уравнение элементарной кинетической теории газов [10]. Здесь дается представление о молекулярном хаосе. За эту работу Максвелл называл Клаузиуса основоположником кинетической теории газов, а Гиббс писал, что Клаузиус является «отцом статистической механики».

Таким образом, второе начало термодинамики предполагает существование у всякой равновесной системы однозначной функции состояния – энтропии, которая не изменяется у изолированной системы при равновесных процессах и всегда возрастает при неравновесных процессах [2]. Энтропию в термодинамике чаще всего интерпретируют как меру необратимого рассеяния энергии [1], хотя есть и другие подходы [9].

Еще в 1850 году Клаузиус подходит к работе тепловой машины с новой точки зрения. В отличие от Карно он считает, что не все количество теплоты, взятое от нагревателя, передается холодильнику. Часть его превращается в совершаемую машиной работу. Клаузиус утверждает, что теплота всегда обнаруживает тенденцию к уравниванию температурной разницы путем перехода от теплых тел к холодным. В результате он доказывает теорему Карно, а также получает выражение для функции Карно [11].

Существенные результаты были получены Клаузиусом в работе 1954 года [12]. Здесь он записывает первое начало термодинамики в современном виде, а для второго начала термодинамики дается следующая формулировка: «Теплота не может переходить от более холодного тела к более нагретому, если одновременно не происходят в связи с этим другие изменения». В этой же работе дана формулировка второго начала термодинамики в интегральном виде.

Несколько позже он уточняет формулировку второго начала термодинамики; «Переход теплоты от более холодного тела к более теплему не может иметь места без компенсации» [13]. В этой же работе Клаузиус отмечает свой приоритет на введение энтропии в дифференциальной форме второго начала термодинамики в работе 1865 года [9], что в то время стали связывать с теоремой Карно.

В статистическую механику энтропия была введена Больцманом, который связал ее с вероятностью состояния [14]. В статистической механике энтропия рассматривается как мера вероятности осуществления какого-либо макроскопического состояния.

Больцман вводит энтропию как величину, пропорциональную вероятности. В этом случае стремление газа к состоянию с максимальной энтропией есть стремление к наиболее вероятному состоянию.

Статистическая механика возникла из рассмотрения вопроса о том, как объяснить законы термодинамики на основе классической механики. Эту проблему чаще всего называют проблемой Больцмана.

С механической точки зрения движение системы частиц является квазипериодическим, и ничего похожего на «стремление к равновесию» здесь нет. Не играет никакой роли и тот факт, находится ли система в состоянии равновесия, или нет.

Что касается термодинамики, то здесь утверждается, что изолированная неравновесная система должна монотонно приближаться к равновесию. Возникает, казалось бы, противоречие между обратимостью микроскопических движений частиц системы и необратимостью макроскопических процессов в ней. Но это лишь кажущееся противоречие, которое устранили Больцман, а затем Гиббс, указывая на различный уровень описания состояния системы многих частиц механикой и термодинамикой [15,16].

Согласно Больцману энтропия газа с точностью до аддитивной постоянной пропорциональна H -функции и имеет противоположный знак. Он обобщает это выражение и на случай неравновесных систем.

Гиббс построил равновесную статистическую механику для произвольных физических систем. Однако если обобщить введенное им определение энтропии на равновесные системы, то энтропия не зависит от времени. Возникшую проблему Гиббс предложил решать на основе перехода от истинной фазовой плотности к крупномасштабной фазовой плотности. В настоящее время существует целый ряд способов построения неравновесной энтропии [1,16].

Литература

1. Brandsen S., Geng I.J., Gour G. // Phys. Rev. E 2022. 105. 024117.
2. Базаров И.П. Термодинамика. Санкт-Петербург – Москва – Краснодар, Лань, 2010.

3. Jakimowicz A. // Entropy 2020. 22. P. 452.
4. Bekenstein J.D. // Phys. Rev. D 1973. 7. P. 2333.
5. Mackey M. Time's arrow: the origins of thermodynamics behavior. Berlin, Springer, 1992.
6. Гинзбург В.Л. // УФН 2007. 177. P. 346.
7. Базаров И.П., Николаев П.Н. // Вопросы философии 1986. № 12. С. 142.
8. Николаев П.Н. // Ученые записки физического факультета Московского университета 2018. № 5. 1851001.
9. Clausius R.J. // Pogg. Ann. 1865. Bd 125. S. 393.
10. Clausius R.J. // Pogg. Ann. 1857. Bd 100. S. 353.
11. Clausius R.J. // Pogg. Ann. 1850. Bd 79. S. 500.
12. Clausius R.J. // Pogg. Ann. 1854. Bd 93. S. 481.
13. Clausius R. Abhandlungen über die mechanische Wärmttheorie. Bd. 1-3, Braunschweig, 1879-1891.
14. Boltzmann L. // Sitzungberichte der Kaiserlichen Akademie der Wissenschaften. Mathematisch-Naturwissen Classe. Part II. 76. S. 373.
15. Гиббс Дж.В. Термодинамика. Статистическая физика. М.: Наука, 1982.
16. Боголюбов Н.Н. Избранные университетские лекции. М.: изд-во Моск. ун-та, 2009.

ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЕ РАБОТЫ СО ШКОЛЬНИКАМИ НА ПРИМЕРЕ ИЗУЧЕНИЯ ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЙ

Доцент *Рыжиков С.Б.*, вед. науч. сотр. *Рыжикова Ю.В.*

Проведение исследовательских работ со школьниками является важнейшей составляющей развития их творческих способностей и изучения предмета [1]. Для успешного проведения исследовательских работ необходимо, чтобы они были понятны и интересны школьникам. Одним из возможных путей решения этой проблемы являются работы в русле «физика вокруг нас», т.е. связанные с хорошо известными явлениями.

Например, школьнику захотелось подробнее узнать о физике такого сложного физического явления, как полярное сияние. Оно хорошо известно, хотя и не наблюдается в наших широтах. Как раз основным вопросом является ответ на вопрос: почему сияния наблюдаются только на полюсах?

Исследование проблемы можно провести в несколько этапов.

1 этап. Ученикам можно либо рассказать, либо предложить узнать самостоятельно, что полярные сияния вызываются быстро движущимися заряженными частицами солнечного ветра: протонами, электронами и альфа-частицами. На движение частиц оказывает влияние магнитное поле Земли [2]. Отсюда следуют цель и задачи исследовательской работы: путем ком-

пьютерного моделирования рассчитать движения заряженных частиц солнечного ветра в магнитном поле Земли.

2 этап. Планирование и проведение вычислительного эксперимента. Для расчёта траекторий можно использовать схему Эйлера [3]. Проекция ускорений рассчитываются через силу Лоренца. Поскольку школьники не знают векторного произведения, формулы для расчетов лучше дать в виде проекций [4]. Остаётся написать программу для расчетов.

3 этап. Увеличение точности расчётов. Можно использовать факт, что сила Лоренца не меняет модуля скорости. При старте программа запоминает начальную скорость, затем по схеме Эйлера на каждом шаге вычисляются новые проекции скорости. После этого проекции скоростей корректируются так, чтобы полная скорость оставалась постоянной.

4 этап. Расчет поля диполя. Магнитное поле Земли имеет сложное строение, но в первом приближении его можно считать диполем. Проекция магнитной индукции поля диполя вычисляются по формулам [4].

5 этап. Обработка результатов и подведение итогов.

Расчеты показывают, что магнитное поле Земли оказывает заметное влияние на движение частиц. Они отклоняются, не долетая до Земли. При этом их орбиты могут приобретать причудливый характер, что очень нравятся школьникам. Выбирая различные начальные параметры, можно убедиться, что частицы солнечного ветра не могут приблизиться к Земле около экватора, но могут приблизиться в районе полюсов, что мы и наблюдаем на опыте. В процессе работы получаются многие затейливые траектории частиц.

6 этап. Публикация. Исследовательские работы по изучению полярных сияний были выполнены учениками 8-9 классов и доложены на школьных конференциях: «Потенциал» (МЭИ), конкурс им. В.И. Вернадского, «От атома до галактики».

Литература

1. Рыжиков С.Б. Развитие исследовательских способностей одаренных школьников при обучении физике. – Диссертация на соискание ученой степени доктора педагогических наук. М. 2014.

2. Рыжиков С.Б., Рыжикова Ю.В. Как была проложена дорога в мир электроники. Учебное пособие. М.: ООО «Делу время». 2021.

3. Рыжиков С.Б. Развитие исследовательских компетенций школьников при выполнении исследовательских работ по физике с использованием численного моделирования: монография. М.: Школа будущего. 2012.

4. Буханов В.М. и др. Электричество и магнетизм. Методика решения задач. М.: МГУ. 2018.

ПРЕПОДАВАНИЕ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ В МОСКОВСКОМ УНИВЕРСИТЕТЕ В 20-Х ГГ. XX В.

Доцент *Якута А. А.*

Преподавание общей физики в Московском государственном университете в 20-х гг. XX в. достаточно слабо освещено в историко-педагогической научной литературе. Краткие сведения по данному вопросу можно найти в [3, 4]. Частично восполнить данный пробел можно с помощью обнаруженных автором архивных документов [2, 5, 6, 8].

В первой половине 20-х гг. процесс обучения на физико-математическом факультете был достаточно слабо формализован. Отсутствовало учебное расписание, не существовало четко выстроенной курсовой системы, посещение занятий студентами было свободным. Преподаватели при помощи специальных записок объявляли о своих курсах, а студенты самостоятельно записывались на них. Широко практиковался перевод студентов на следующие курсы без учета выполнения учебного плана («переводной минимум» был установлен только в середине 20-х гг.). Все перечисленные в учебном плане дисциплины были лишь рекомендованы для изучения, и было указано рекомендованное для их освоения количество часов. Формально был установлен четырехлетний срок обучения, однако фактически студенты могли обучаться по 15–20 лет и более.

В указанный период лекции по опытной физике (так в те годы называлась общая физика) читали для студентов 1-го и 2-го курсов в объеме по 4 академических часа в неделю [2, л. 4–4об]. Первую годовую часть курса (в нее входили разделы «Механика» и «Теплота») читал профессор К. П. Яковлев (в 1925 г. чтение было поручено профессору В. И. Романову). Представление о содержании данной части курса можно получить по пособию [12] (его исправленные и дополненные издания вышли в 1924 г. и в 1928 г.), которое было подготовлено К. П. Яковлевым на основе дореволюционного курса лекций профессора Н. А. Умова [7]. Вторую годовую часть курса («Электричество» и «Оптика») читал В. И. Романов (с 1925 г. – профессор А. Б. Млодзеевский), рекомендуя студентам пособия профессора А. А. Эйхенвальда [11, 10], а также дополнительную современную литературу по радиоактивности и по теории атома. Преподавание опытной физики хорошо поддерживалось демонстрационными экспериментами – на каждой лекции работали сразу четыре ассистента: В. А. Володкин, М. В. Колбанов, С. И. Усагин и В. Г. Тихонов [5]. Последнего на лекциях В. И. Романова заменял К. Ф. Теодорчик, которому после смерти И. Ф. Усагина пришлось по рассказам и воспоминаниям очевидцев восстанавливать технику и методику показа многих лекционных демонстраций [1, с. 11].

Помимо чтения лекций, К. П. Яковлев курировал занятия студентов в общем физическом практикуме, на которые, согласно кафедральному плану, выделялось по 4 академических часа в неделю в течение двух семестров на втором курсе [8, л. 4об]. Фактически начать выполнять задачи этого практикума мог студент любого курса, сдавший специальный вступительный коллоквиум. В практикуме продолжали использовать задачи, которые на рубеже XIX–XX вв. разработал профессор А. П. Соколов со своими ассистентами, и учебное пособие [9]. Занятия в практикуме вели Б. В. Ильин, А. С. Предводителей, В. К. Аркадьев, А. А. Глаголева-Аркадьева, В. А. Карчагин, В. И. Баранов, Э. В. Шпольский, А. С. Ирисов, Г. Ф. Комовский, Т. К. Молодой, П. Б. Лейберг, А. Ф. Павша и другие [2, л. 4об]. При этом практикум никак не был связан с лекциями по опытной физике, а представлял собой отдельный учебный предмет.

В начале 20-х гг. для студентов-физиков обязательные «семинарии» по физике не проводились, хотя для этих занятий и было рекомендовано выделять по 4 часа в неделю в течение каждого из четырех первых семестров обучения [8, л. 2, 4об]. Лишь в 1925 г. студенты обратились в Наркомпрос с просьбой ввести вместо лекционного метода преподавания семинарский метод. В ответ Наркомпрос предложил университету рассмотреть целесообразность реализации данного предложения. Несмотря на возражения почти всех преподавателей кафедры физики, которые считали, что введение семинаров превратит университет в гимназию, председатель предметной комиссии по физике А. К. Тимирязев настоял на «проведении линии Наркомпроса». В результате было решено пересмотреть распределение нагрузки педагогического состава, выделив для ведения семинаров ряд преподавателей практикума, в котором их должны были заменить аспиранты. Для оказания помощи педагогам, которым поручили вести семинары, было решено привлечь в каждую семинарскую группу студента старшего курса, «отнюдь не допуская передачи ему ведения группы» ([6], протокол от 26.01.1926 г.).

Однако довольно скоро на кафедре вместо семинарского метода преподавания физики начали внедрять новаторский бригадный метод. Он заключался в самостоятельной проработке учебной программы «бригадами» студентов, в каждую из которых входили по 4–5 человек. Изучение предмета шло исключительно по книгам при незначительной поддержке преподавателей в виде разъяснений и консультаций [5]. Данный метод был признан неэффективным лишь на рубеже 20-х–30-х гг.

Стабильные учебные планы и программы преподававшихся курсов, в том числе курса общей физики, были разработаны и утверждены только в 30-е годы. Это позволило в короткие сроки значительно увеличить количе-

ство выпускников, добившись при этом заметного повышения качества подготовки специалистов-физиков [4].

Литература

1. Кузнецов Ю. И., Минакова И. И. Казимир Францевич Теодорчик. Серия «Выдающиеся учёные физического факультета МГУ». Вып. VII. – М.: Физический факультет МГУ, 2003. – 86 с.
2. План работы по кафедрам и отделениям факультета на 1920/21, 22 уч. годы // Архив МГУ. Ф. 24. Оп. 1. Д. 20.
3. Предводителей А. С. 1923–1929 // Учен. запис. Моск. гос. ун-та, Физика, Юбилейная серия. 1940. Вып. 52. С. 203–206.
4. Предводителей А. С. Подготовка кадров // Учен. запис. Моск. гос. ун-та, Физика, Юбилейная серия. 1940. Вып. 52. С. 234–236.
5. Преподавание физики в Московском университете в 1922–1926 гг. // Архив МГУ. Ф. 201. Оп. 1. Д. 380.
6. Протоколы заседаний Предметной комиссии по кафедре физике за май, июнь, сентябрь, ноябрь 1925 г.; январь – июнь 1926 г. // Архив МГУ. Ф. 24. Оп. 1. Д. 146.
7. Умов Н. А. Курс физики: Лекции Н. А. Умова: Изд. предназначено исключительно для слушателей автора. Т. 1 Механика; Молекулярная физика; Теплота. – М.: Тип. О. Л. Сомовой, 1901. – 408 с.
8. Учебные планы математического, химического, геолого-географического и биологического отделений на 1923/24 уч. год // Архив МГУ. Ф. 24. Оп. 1. Д. 81.
9. Физический практикум. Руководство к упражнениям для начинающих в физической лаборатории, состоящей при физическом институте Московского университета / Сост. А. П. Соколов. М.: Тип. Импер. Моск. ун-та, 1909. – 293 с.
10. Эйхенвальд А. А. Акустика и оптика: (Конспект лекций). – М.: Госиздат, 1921. – 162 с.
11. Эйхенвальд А. А. Электричество: (Курс лекций). – М.: Тип. Моск. ун-та, 1911. – 621 с.
12. Яковлев К. П. Опытная физика: Лекции, читанные в Московском университете. Ч. 1 (Механика, теплота). – М.: Изд-во студ. Эфрос и Ялтуновский, 1923. – 223 с.

КОНТРОЛЬНЫЕ РАБОТЫ В УДАЛЁННОМ ФОРМАТЕ ПО МАТЕМАТИЧЕСКОМУ АНАЛИЗУ И АНАЛИТИЧЕСКОЙ ГЕОМЕТРИИ НА 1-М КУРСЕ КАК СРЕДСТВО ОБУЧЕНИЯ СТУДЕНТОВ И КОНТРОЛЯ КАЧЕСТВА ОБРАЗОВАНИЯ

Вед. программист *Хлебников Ф.Б.*, доцент *Шапкина Н.Е.*,
доцент *Овчинников А.В.*, доцент *Левашова Н.Т.*

Учебные планы многих математических дисциплин, преподаваемых на физическом факультете МГУ им. М. В. Ломоносова, предполагают выполнение значительного количества рутинных вычислительных задач, целью которых является формирование и развитие у студентов необходимых технических навыков и аккуратности в проведении математических преобразований. Студентам-первокурсникам, недавно окончившим школу, требуется быстро освоить целый ряд новых для них типов заданий, например, вычисление пределов и интегрирование в курсе математического анализа, векторные и матричные преобразования в аналитической геометрии и линейной алгебре и многое другое.

Начиная с 2016 г. в рамках курса аналитической геометрии студентам предлагались объёмные домашние работы [3] с целью отработки навыков решения «технических» задач, на проверку которых преподаватели затрачивали большое количество времени и сил. В осеннем семестре 2019 года в нескольких группах были впервые проведены контрольные работы в дистанционном формате, включающие в себя основные задачи по различным темам курса, с использованием системы MOODLE.

MOODLE позволяет создавать как задания тестового типа (с выбором варианта ответа из предложенного списка), так и более содержательные задачи, ответом на которые может служить число, набор чисел или алгебраическое выражение. Это позволило переносить на платформу MOODLE многие задачи из домашних контрольных заданий практически без изменений.

В осеннем семестре 2020 года в систему контрольных работ были включены задания по математическому анализу, куда вошли как технические упражнения по курсу математического анализа первого семестра, так и некоторые теоретические вопросы. Ещё большую значимость online-формат обучающих и контрольных работ приобрёл во время пандемии COVID-19 и непосредственно после её окончания. В весеннем семестре 2022 года все первокурсники прошли дистанционное тестирование как в традиционном формате, предполагающем фотографирование (сканирование) выполненных работ и их отправку преподавателю для проверки, так и в виде интерактивных задач с использованием системы MOODLE.

Решите квадратное уравнение. В качестве ответа введите *любой* из корней.

$$z^2 - (4 - 4i)z + 1 - 8i = 0$$

Ответ представьте в алгебраической форме.

Перед отправкой ответа нажмите «Display response», чтобы убедиться в отсутствии опечаток.

Answer:

Рисунок 1. Задание с ответом в виде комплексного числа, которое студенту следует вводить самостоятельно.

Студенты первого курса, прошедшие компьютерное тестирование, положительно оценивают этот опыт, с большим интересом решают предложенные задачи и многократно повторяют тест с целью добиться наилучшего результата; преподаватели, освобожденные от утомительной и трудоемкой проверки рутинных технических упражнений, также благосклонно отзываются о данной форме работы, позволяющей более эффективно использовать аудиторные часы для глубокого обсуждения теоретических вопросов и вычислительных задач повышенной сложности.

Авторы предполагают в будущем дополнить систему компьютерного тестирования на основе платформы MOODLE новыми задачами и темами и продолжить разработку теоретического, методического и дидактического аспектов компьютерного тестирования.

Литература

1. Корпусов М.О., Овчинников А.В. Аналитическая геометрия. Методы решения задач. – М.: Физический факультет МГУ, 2019.
2. Овчинников А.В. Алгебра и геометрия в вопросах и задачах. Кн. 1: Основы алгебры и аналитической геометрии. — М.: ЛЕНАНД, 2016.
3. Овчинников А.В. Контрольные задания по аналитической геометрии для студентов 1 курса. — М.: Физический факультет МГУ, 2016.

АКТУАЛЬНОСТЬ И ВОСТРЕБОВАННОСТЬ КУРСА
«ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОЛИМПИАДНЫЕ ЗАДАЧИ ПО ФИЗИКЕ»
ДЛЯ УЧИТЕЛЕЙ 7-11 КЛАССОВ

Ассистент *Жданова Н.Г.*, ассистент *Старокуров Ю.В.*

В настоящее время существует целый ряд олимпиад школьников, задания которых включают самостоятельное проведение участником экспериментов, обработку полученных результатов и их представление в письменном отчёте: Всероссийская олимпиада по физике (региональный и финальный этапы) [1], международная олимпиада по экспериментальной физике (IEPhO)[2], олимпиада им. Дж. Кл. Максвелла (региональный и финальный этапы)[3]. Задачи экспериментальных туров физических олимпиад подразумевают за отведённое время: (1) изучить предложенное задание, (2) провести предварительные расчёты, (3) разработать методику эксперимента с использованием предложенного оборудования (в том числе провести пробные измерения, оценить точность их результатов и при необходимости изменить методику измерений), (4) провести основной эксперимент, (5) обработать полученные данные и проанализировать их, (6) оформить отчёт и сформулировать ответ на вопрос задания. Для успешного участия в экспериментальном туре физической олимпиады школьников участнику необходимо целенаправленно готовиться, что невозможно реализовать в рамках самостоятельной работы в домашних условиях [4].

В январе 2023 года на физическом факультете МГУ были организованы занятия со школьниками в рамках подготовки к региональному этапу Всероссийской олимпиады школьников по физике. Формат занятий подразумевал интенсивную подготовку обучающихся как по решению теоретических задач, так и по выполнению олимпиадного эксперимента. В течение двух недель со школьниками проводились занятия, включающие в себя лекционную и практическую часть. Каждая часть занятий длилась 4 академических часа. В лекционной части школьникам излагались методы и решения теоретических олимпиадных задач. В практической части школьникам давалась базовая теория по методам и приёмам выполнения олимпиадного эксперимента, а затем предлагалось самостоятельно выполнить экспериментальные задачи. При необходимости школьники могли в процессе выполнения задач обратиться за помощью к преподавателям. Многие участники данных занятий успешно выступили на региональном этапе Всероссийской олимпиады школьников по физике, что говорит об эффективности используемой методики для подготовки школьников.

В июне-июле 2023 года в рамках Летней школы учителей физики авторами данной работы был проведён мастер-класс, в рамках которого участникам мероприятия было рассказано об особенностях выполнения эксперимента в рамках физических олимпиад и было предложено выполнить за-

дание олимпиадного практикума [5]. Ввиду ограничения по времени (2 академических часа) для мастер-класса была выбрана задача по измерению объёма и плотности батарейки. Участникам выдавалось следующее оборудование: (1) деревянная линейка, (2) нитка, (3) пластиковый стаканчик с водой, (4) батарейка. Также участникам разрешалось использовать стол в качестве оборудования. При проведении мастер-класса были выявлено, что (1) олимпиадный практикум интересен учителям физики как новый вид деятельности в рамках Летней школы учителей, (2) у учителей есть потребность в изучении методов и приёмов решения экспериментальных олимпиадных задач как с целью подготовки своих подопечных к олимпиадам, так и с целью осуществления проектной деятельности в школе, (3) из-за отсутствия методических и дидактических материалов среди учителей нет понимания, как устроены задачи олимпиадного практикума и как можно организовывать подготовку учащихся к выполнению этих задач, (4) несмотря на включение экспериментальных заданий в государственную аттестацию основного общего образования [6] учителям сложно воспроизвести на практике стандартные экспериментальные методы измерения (метод рядов). Таким образом, авторами подтвердилась на практике актуальность и востребованность курса «Экспериментальные олимпиадные задачи по физике» среди учителей физики, работающих в школе, что находится в полном согласии с результатами работы [7].

В июле 2023 года в рамках программы «Педагогика развития талантов» авторами была проведена смена для студентов студентами российских университетов, интересующихся преподаванием [8]. В ходе проведённого двухнедельного интенсива помимо теоретических лекций был организован олимпиадный практикум. Занятия практикума длились 2 академических часа и проводились по следующей схеме. Студентам выдавался комплект оборудования и условие экспериментальной олимпиадной задачи. Преподаватели практикума (в числе которых были авторы данной работы) обсуждали со студентами возможность решения задачи. После разработки (совместно с преподавателем) методики эксперимента студентам предлагалось провести эксперимент, обработать полученные данные и представить результате в форме, аналогичной требуемой от школьников на олимпиаде. В самом начале смены у студентов возникали трудности на занятиях по олимпиадному практикуму, связанные с низким уровнем сформированности экспериментальных умений, навыков обработки и представления результатов эксперимента. С одной стороны, это связано недостатком опыта экспериментальной работы, а с другой – отсутствием знаний методов и приёмов олимпиадного практикума. Ближе к концу смены студенты научались базовым олимпиадным методам проведения эксперимента. Прогресс в обучении студентов являлся следствием организации олимпиадного практикума в рамках интенсива. Сначала студентам были предложены

задачи базового уровня, для решения которых требовалось применить простые олимпиадные методы и приёмы. Затем уровень сложности задач повышался и их решение требовало применить уже освоенные методики измерения. Стоит отметить, что овладение олимпиадными методами и приёмами для решения задач практикума в случае студентов проходило быстрее по сравнению с уже практикующими преподавателями. Таким образом, авторами подтвердилась на практике гипотеза об актуальности и востребованности курса «Экспериментальные олимпиадные задачи по физике» при обучении будущих учителей физики не только в формате интенсива (дополнительного образования), но и в виде отдельного курса в рамках обучения в ВУЗе. Авторы считают, что внедрение подобного курса в подготовку преподавателей в ВУЗе хотя бы на базовом уровне позволит повысить уровень квалификации будущих преподавателей.

Авторами рассматривается возможность построения разных типов занятий в рамках курса «Экспериментальные олимпиадные задачи по физике». К первому типу относятся занятия базового уровня, цель которых обучить олимпиадному методу. Для этого планируется использовать максимально простые олимпиадные задания, выполнение которых проводится по открытому решению. На таких занятиях помимо освоения олимпиадных методов изучаются и критерии оценивания работ школьников на олимпиадах. Другими словами, практические занятия идут параллельно с лекционными, на которых объясняются основные приёмы обработки данных и оформления отчётов, а также рассказывается о типах олимпиадных заданий и необходимом оборудовании. Ко второму типу относятся занятия, предполагающие выполнение заданий средней сложности. В этих заданиях студентам необходимо самим разработать методику измерений, применяя уже известные им олимпиадные методы. Целью таких занятий является обучение студентов оценивать точность используемых методов и делать выбор в пользу наилучшего. На занятиях, относящихся к третьему типу, предлагается выполнить задания сложного уровня, которые подразумевают максимальное приближение к олимпиаде для старшеклассников. Кроме того, авторами рассматривается возможность включения в курс проектной составляющей – разработки занятий для школьников, в рамках которой студентам необходимо самостоятельно выбрать олимпиадную задачу, описать её решение, провести измерения и получить контрольные данные, а также описать, как такую задачу встроить в обучение школьников, и разработать контрольно-измерительные материалы. Результаты такой работы могут быть представлены слушателями курса в виде доклада на конференции, в виде публикации в методических журналах или в виде учебного пособия.

Таким образом, в данной работе показана актуальность курса как для практикующих учителей, так и для студентов, программа обучения кото-

рых подразумевает возможность работы со школьниками после окончания ВУЗа. Также авторами предложена схема построения такого курса, основанная на опыте проведения занятий со школьниками, студентами и практикующими учителями. Данный курс может быть включён в вариативную часть программы кафедры общей физики для студентов, выбравших методику преподавания в качестве специализации обучения.

Литература

1. Всероссийская олимпиада по физике <https://olimpiada.ru/activity/74/>
2. Международная олимпиада по экспериментальной физике IEPHO <https://iepho.ru/>
3. Олимпиада по физике имени Дж. Кл. Максвелла <https://olimpiada.ru/activity/254/>
4. Тихонов П.С. Учебно-методический комплект для обучения решению задач механики при подготовке школьников к участию в экспериментальных турах олимпиад по физике: Магистерская диссертация, Москва, 2017.
5. Сборник презентаций XI Всероссийской Летней школы учителей физики «Предметная компетентность учителя физики в современной школе» <https://goo.su/vkBY>
6. Государственная итоговая аттестация по образовательным программам основного общего образования в форме основного государственного экзамена (ОГЭ). Спецификация контрольных измерительных материалов для проведения в 2024 году основного государственного экзамена по ФИЗИКЕ, Федеральная служба по надзору в сфере образования и науки, 2024.
7. Тихонов П. С. Новые подходы к повышению квалификации учителей физики в области обучения школьников решению экспериментальных олимпиадных задач //Вестник Московского университета. Серия 20. Педагогическое образование. – 2019. – №. 2. – С. 86-95.
8. Программа «Педагогика развития талантов» Образовательного центра «Сириус» <https://goo.su/z8rdR9>

МЕТОДИЧЕСКИЕ РЕКОМЕНДАЦИИ ПО ПРОВЕДЕНИЮ
ВВОДНОГО ЗАНЯТИЯ В ОБЩЕМ ФИЗИЧЕСКОМ ПРАКТИКУМЕ
ДЛЯ СТУДЕНТОВ ПЕРВОГО КУРСА ФИЛИАЛА ФИЗИЧЕСКОГО ФА-
КУЛЬТЕТА МГУ В ГОРОДЕ БАКУ

Ассистент *Жданова Н.Г.*

Филиал физического факультета МГУ им. М. В. Ломоносова в городе Баку был открыт в сентябре 2016 года. [1]. Образовательная деятельность бакинского филиала по направлению «Бакалавр физики» осуществляется по учебным программам физического факультета МГУ [2]. Для проведения занятий по профильным дисциплинам, в том числе и по общему физическому практикуму, в филиал командированы на короткий срок (от 1 до 3 недель) сотрудники физического факультета МГУ, что обеспечивает аналогичную московской реализацию образовательной программы в Баку. Тем не менее из-за различий в уровне подготовки абитуриентов в Москве и Баку приходится несколько упрощать изложение материала.

Общий физический практикум является неотъемлемой частью программы подготовки специалистов-физиков, что находит отражение в образовательных программах различных ВУЗов [3]. На занятиях в практикуме студент развивает физическое мышление [4] и готовность осуществлять научно-исследовательскую деятельность при решении профессиональных задач [5].

Занятия в практикуме на физическом факультете МГУ в Москве и в Баку начинаются в первом семестре первого курса. Дидактическим материалом, сопровождающим общий физический практикум по механике в Баку, является пособие [6], которое включает в себя описание имеющихся задач, краткие сведения о работе цифрового счётчика/таймера (который является частью большинства установок), краткие сведения о погрешностях и методах обработки результатов (в том числе и о методе наименьших квадратов), таблицу производных основных функций, рекомендации по графическому представлению результатов измерений, а также справочную информацию. Как и в Москве, за семестр студентам в Баку требуется выполнить и сдать 12 задач практикума. В основе проведения занятий в практикуме лежит общепринятая методологическая триада, которая подразумевает следующую работу студента: (1) самостоятельная подготовка учащегося к задаче (изучение теории, подготовка конспекта), (2) «допуск» к выполнению задачи на занятии (беседа с преподавателем), (3) выполнение эксперимента, анализ его результатов и их представление (сдача задачи преподавателю) [7].

В Москве в первом семестре первого курса студенты помимо общего физического практикума по механике осваивают дисциплину «Введение в физический эксперимент» (практикум) [8] и прослушивают курс лекций

«Обработка результатов физического эксперимента». Первое занятие в общем физическом практикуме в Москве проводится в формате лекции, на которой куратор группы в практикуме проводит инструктаж по технике безопасности, рассказывает о том, как устроены занятия в практикуме и как к ним нужно готовиться, как нужно представлять результаты эксперимента и на что обращать внимание при его выполнении. Также преподаватель даёт список рекомендованной учебной литературы и рассказывает о электронных образовательных ресурсах. В отличие от физфака в Москве, в Баку нет курсов, посвящённых обработке результатов и введению в физический эксперимент, а также не предусмотрено полноценное вводное занятие.

Сравнение уровня подготовки абитуриентов, поступивших на первый курс физфака в Москве и в Баку выявило ряд важных отличий.

Опрос, проведённый среди студентов, показал, что большинство первокурсников, обучающихся на физфаке в Москве, выполняли в школе лабораторные работы, а на уроках им демонстрировалось лабораторное оборудование. Это связано с включением экспериментальных заданий в государственную итоговую аттестацию по образовательным программам основного общего образования (в виде экспериментального исследования с применением лабораторного оборудования – задание 17 ОГЭ) [9] и модельных заданий теоретического характера в государственную итоговую аттестацию по образовательным программам среднего общего образования (задания 19 и 20 ЕГЭ) [10]. Длительность ОГЭ – 3 часа, а ЕГЭ – 3 часа 55 минут [9, 10].

Аналогичный опрос среди студентов бакинского филиала показал, что большинство первокурсников не сталкивались в школе с проведением измерений физических величин и демонстрацией приборов на уроках. Это связано с тем, что выпускные и вступительные экзамены, а также подготовка школьников в Азербайджане устроена иначе [11-13]. В состав заданий выпускных экзаменов в 9 и 11 классе входят задания по иностранному языку, математике и языку, на котором проходило обучение (русский или азербайджанский). В состав заданий вступительных экзаменов в вузы входят задания по группе из трёх предметов, относящихся к группам специальностей, на обучение по которым абитуриенты планируют поступать. В варианты вступительного экзамена включаются только модельные задания теоретического характера (задания 28-30, физика для специальностей IV группы) [13]. На выполнение заданий выпускных и вступительных экзаменов отводится 3 часа.

Указанное сравнение уровня подготовки абитуриентов и программы обучения на первом курсе физического факультета в Москве и в Баку показывает необходимость проведения полноценного вводного занятия по практикуму, а также разработки дидактических материалов для этого заня-

тия, что позволит за минимальное время подтянуть знания студентов первого курса до уровня, необходимого для успешного освоения программы общего физического практикума.

Для разработки вводного занятия и дидактических материалов были проанализированы рабочие программы дисциплин вузов России. Основываясь на результатах этого анализа и на проведённом сравнении уровня подготовки студентов первого курса физфака в Москве и в Баку, были выделены темы, которые необходимо рассматривать на вводном занятии. В результате работы составлен плане вводного занятия практикума на физическом факультете в городе Баку: (1) общие сведения о физических величинах, методах их измерения, выполнении эксперимента, анализа и представления его результатов, инструктаж потехнике безопасности в лабораториях практикума (лекция – 2 академических часа), (2) проведение простого измерения линейных размеров тел и определение плотности тел (лабораторная работа – 1 академический час, самостоятельная работа – 1 академический час), (3) проведение и анализ результатов совместных измерений (лабораторная работа – 2 академических часа, самостоятельная работа – 1 академический час), (4) подготовка отчёта (самостоятельная работа – 1 час).

Литература

1. Открытие Физического факультета стало главным событием года в Бакинском филиале МГУ (ФОТО), *«Вестник Кавказа»*, <https://vestikavkaza.ru/>, <https://goo.su/boJXTBf> .

2. Сайт филиала Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова в городе Баку <https://msu.az/faculties/physics/> .

3. Рабочие программы дисциплин вузов (Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, Казанского (Приволжского) федерального университета, Иркутского государственного университета, Пермского государственного национального исследовательского университета, филиала МГУ им. М.В. Ломоносова в г. Севастополе, Магнитогорского государственного технического университета им. Г.И. Носова, Тверского государственного университета, Сибирского государственного университета науки и технологий имени академика М. Ф. Решетнева, Российского университета дружбы народов, Костромского государственного университета), которые можно найти на официальных сайтах образовательных учреждений.

4. Антифеева Е. Л., Петрова Д. Г. Исследовательское обучение как средство формирования физического мышления //Мир науки, культуры, образования. – 2020. – №. 6 (85). – С. 138-140.

5. Лебедева О. В. и др. Непрерывное исследовательское обучение физике в системе «школа-вуз» //Вестник Нижегородского университета им. НИ Лобачевского. – 2013. – №. 5-2. – С. 113-118.
6. Клавсюк А. Л., Киров С. А., Нахмедов Э. П., Салецкий А. М. Лабораторный практикум по общей физике. Механика. – Баку, 2017. 186 с.
7. Кузнецова И. В. Развитие и совершенствование методик физических лабораторных практикумов от второй половины XIX века до настоящего времени //Ученые записки физического факультета Московского Университета: научный журнал. – 2019. – №. 3. – С. 1-10.
8. Рабочий план на 2023/2024 учебный год для 1-го курса физического факультета (основное отделение, очная форма обучения) обучающихся по программе "МС_ФУНДАМЕНТАЛЬНАЯ И ПРИКЛАДНАЯ ФИЗИКА_Ф" (специальность 03.05.02 "Фундаментальная и прикладная физика") <https://goo.su/zZpivc>
9. Государственная итоговая аттестация по образовательным программам основного общего образования в форме основного государственного экзамена (ОГЭ). Спецификация контрольных измерительных материалов для проведения в 2024 году основного государственного экзамена по ФИЗИКЕ, Федеральная служба по надзору в сфере образования и науки, 2024.
10. Единый государственный экзамен по ФИЗИКЕ. Спецификация контрольных измерительных материалов для проведения в 2024 году единого государственного экзамена по ФИЗИКЕ, Федеральная служба по надзору в сфере образования и науки, 2024.
11. Микаилова У. Т., Гусейнзаде Г. З. Школьная неуспешность в Азербайджане: кто виноват и что делать? //Психологическая наука и образование. – 2023. – Т. 28. – №. 5. – С. 34-45.
12. Alasgarova G. A. Cultural, economic, and educational predictors of school exit exam scores in Azerbaijan //Образование и наука. – 2022. – Т. 24. – №. 10. – С. 103-123.
13. Журнал «Абитуриент», выпуск 1, 2023, Государственный экзаменационный центр, <https://www.abiturient.az/>

СКИН-ЭФФЕКТ В ЗАДАЧАХ ОБЩЕГО ФИЗИЧЕСКОГО ПРАКТИКУМА

Ассистент *Старокуров Ю.В.*

Явление «скин-эффект» в курсе «Электричество и магнетизм» рассматривается очень иллюстративно в лекционной части курса, а на семинарских занятиях не рассматривается вовсе. Но в лабораторном практикуме в одних задачах, посвящённых цепям переменного тока, скин-эффект проявляется довольно сильно, а других является ключевой частью метода.

Для корректного учёта скин-эффекта требуется решение достаточно сложных дифференциальных уравнений в частных производных. Но эти уравнения студенты второго курса осеннего (3-го) семестра решать ещё не умеют, так как необходимые курсы математики «Дифференциальные уравнения» и «Методы математической физики» читаются в 4 и 5 семестрах.

В разделе «Электричество и магнетизм» общего физического практикума явление скин-эффекта проявляется в следующих задачах:

«Электромагнитные волны в двухпроводной линии»

«Изучение резонанса в колебательном контуре»

«Бесконтактное измерение электропроводности металлов»

В первой из указанных задач приводится факт вытеснения тока на поверхность проводников двухпроводной линии без каких-либо пояснений.

При выполнении задачи о колебательном контуре студенты сталкиваются с противоречием результатов эксперимента и простейшей теории электрических цепей: омическое сопротивление проводника заметно зависит от частоты. Указанное противоречие может быть снято за счёт уточнения модели: в условиях эксперимента в толще проводника возникает неоднородность переменного электрического поля, что приводит к необходимости учёта скин-эффекта.

И наконец, бесконтактное измерение электропроводности металлов базируется на явлении скин-эффекта. Для этой задачи требуется глубокое понимание, как сути явления скин-эффекта, так и владение довольно сложным математическим аппаратом, позволяющим адекватно интерпретировать результаты измерений и корректно их обрабатывать.

В качестве решения, возникающих противоречий, нужно в описания задач включить необходимые математические сведения и их приложения к решению конкретной физической задачи.

Для задачи о двухпроводной линии можно явно указать приближения модели и обосновать их на качественном уровне без построения громоздкой физической теории.

В описании задачи о резонансе в колебательном контуре предлагается кратко изложить теорию скин-эффекта и получить зависимость активного сопротивления от частоты:

$$R(\omega) = R_0 \frac{r(1+i)\sqrt{\frac{\sigma\mu_0\omega}{2}} J_0\left(r(1+i)\sqrt{\frac{\sigma\mu_0\omega}{2}}\right)}{2 J_1\left(r(1+i)\sqrt{\frac{\sigma\mu_0\omega}{2}}\right)},$$

где R_0 – сопротивление проводника при постоянном токе, r – радиус проводника, i – мнимая единица, σ – удельная проводимость материала проводника, μ_0 – магнитная постоянная, J_0 и J_1 – функции Бесселя нулевого и

первого порядков, а величина $\delta = \sqrt{\frac{2}{\sigma\mu_0\omega}}$ – обычно называется толщиной скин-слоя. Так, для медного проводника при низкой частоте переменного тока $\nu_{\text{низ}} = 50$ Гц толщина скин-слоя получается равной $\delta=9,3$ мм, а для высокой частоты $\nu_{\text{выс}} = 5$ кГц уменьшается до $\delta=0,93$ мм.

При низких частотах сопротивление проводника можно приближённо записать как:

$$R(\omega) = R_0 \left(1 + \frac{1}{192} (r^2 \sigma \mu_0 \omega)^2 \right),$$

а при высоких частотах –

$$R(\omega) = R_0 \frac{r}{2} \sqrt{\frac{\sigma \mu_0 \omega}{2}}$$

и использовать эти приближения для анализа результатов эксперимента.

Для задачи о бесконтактном измерении электропроводности металлов, нужно не только описать теоретически явление скин-эффекта, но и проанализировать случаи, в которых искомая зависимость может быть приближённо выражена в элементарных функциях.

ЭДС индукции вторичной обмотки дифференциального трансформатора, содержащего исследуемый образец, пропорционально току I в первичной обмотке:

$$\varepsilon \sim -i I \left(1 - \frac{2}{r(1+i) \sqrt{\frac{\sigma \mu_0 \omega}{2}}} \frac{J_1 \left(r(1+i) \sqrt{\frac{\sigma \mu_0 \omega}{2}} \right)}{J_0 \left(r(1+i) \sqrt{\frac{\sigma \mu_0 \omega}{2}} \right)} \right).$$

Аргумент полученного комплексного выражения равен разности фаз, измеряемой в эксперименте.

В приближении малых частот тангенс сдвига фаз равен:

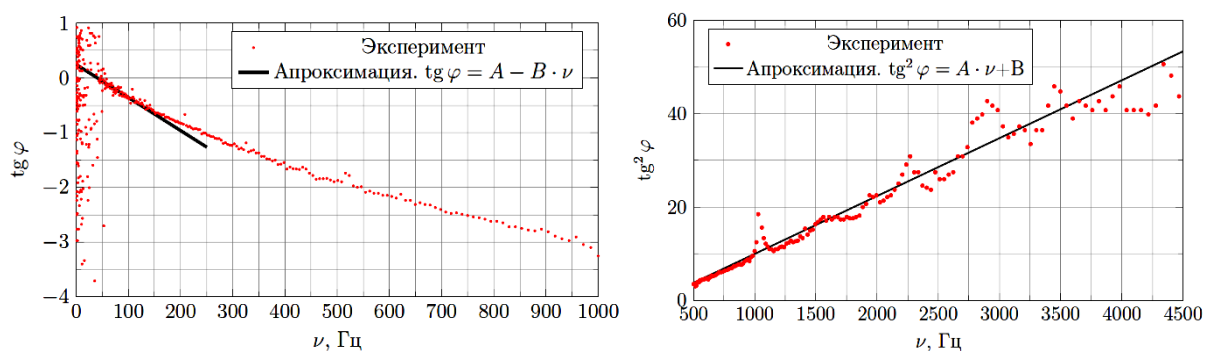
$$\text{tg}(\varphi) = -\frac{r^2 \mu_0 \sigma \omega}{6},$$

а в приближении высоких частот:

$$\text{tg}(\varphi) = -r \sqrt{\frac{\sigma \mu_0 \omega}{2}}.$$

Для анализа экспериментальных результатов удобнее использовать линеаризованную форму записи последнего выражения:

$$\text{tg}^2(\varphi) = \frac{r^2 \mu_0 \sigma \omega}{2}.$$



На рисунках представлен результат обработки экспериментальных данных для эталонного (медного) образца по описанной выше методике. Заметим, что при низких частотах (слабый скин-эффект) наблюдается сильный разброс значений разности фаз и рекомендуемая в существующем описании задачи линейная аппроксимация данных в этой области ненадёжна. Напротив, при рассмотрении высокочастотной области предложенная линеаризация позволяет определить значение удельной проводимости меди, близкое к табличному.

В ходе выполнения работы рассмотрены задачи общего физического практикума раздела «Электричество и магнетизм», а также проведены измерения в соответствии с описаниями задач. В ходе анализа теоретическое введение и полученных экспериментальных результатов показана необходимость уточнения модели изучаемых явлений. Сформулированы предложения по изменению описания задач.

Литература

1. Сивухин Д.В. Электричество. Т. III, М.: Физматлит, 2004.
2. Матвеев А.Н. Электричество и магнетизм. М.: Наука, 2005.
3. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Электродинамика сплошных сред, М.: Физматлит, 2001.
4. Батыгин В.В., Топтыгин И.Н., Сборник задач по электродинамике, М.: НИЦ «Регул. и хаот. динамика», 2002
5. Уравнения математической физики. Тихонов А.Н., Самарский А.А. Глава VII.
6. Буханов В.М., Николадзе Г.М., Салецкий А.М., Харабадзе Д.Э. ЭЛЕКТРИЧЕСТВО И МАГНЕТИЗМ. Лабораторный практикум. Часть 2. Цепи переменного тока. Уч.-метод. пособие. – М.: Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 2023.
7. Буханов В.М., Николадзе Г.М., Салецкий А.М., Харабадзе Д.Э. ЭЛЕКТРИЧЕСТВО И МАГНЕТИЗМ. Лабораторный практикум. Часть 5. Электромагнитные свойства вещества. Уч.-метод. Пособие. – М.: Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 2023.
8. Буханов В.М., Николадзе Г.М., Салецкий А.М., Харабадзе. ЭЛЕКТРИЧЕСТВО И МАГНЕТИЗМ. Лабораторный практикум. Часть 6. Электромагнитные волны. Уч.-метод. пособие. – М.: Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 2023.

9. Лабораторная работа № 3.7.1 Скин-эффект Составители: П.В. Попов, А.В. Зелёная, М.Е. Зелёный

(https://old.mipt.ru/education/chair/physics/S_III/lab_el/3_7_1.pdf)

10. М. И. Захаров, А. А. Дорошкин, Б. А. Князев, И. А. Котельников, А. В. Сорокин, А. А. Тютин, В. С. Черкасский. Лабораторный практикум «ЭЛЕКТРИЧЕСТВО И МАГНЕТИЗМ» Учебно-методическое пособие. ВЫПУСК 6. Проникновение электромагнитного поля в вещество. Новосибирский государственный университет, 2008.

(http://www.phys.nsu.ru/electricity/text/elmaglab_Laboratory_practical_6_Knyazev_V_A_KOF_NGU_2008_63s.pdf)

РАЗЛИЧНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ФОРМУЛЫ ТОНКОЙ ЛИНЗЫ, ПОЗВОЛЯЮЩИЕ УПРОСТИТЬ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ОПТИКИ

Ассистент *Старокуров Ю.В.*, ассистент *Жданова Н.Г.*

Важнейшие из оптических инструментов или их составные части относятся к так называемым центрированным оптическим системам. Они представляют собой оптически однородные, преломляющие или отражающие, среды, разделённые друг от друга сферическими поверхностями, центры кривизны которых расположены на одной той же прямой, называемой главной оптической осью системы. Для анализа хода лучей в таких системах применяется теория идеальных оптических систем (параксиальная или Гауссова оптика)[1, 2, 3].

В данной работе будет рассматриваться частный случай центрированной оптической системы – тонкая линза, т.е. линза, толщиной которой по сравнению с радиусами кривизны её поверхностей можно пренебречь. Известно несколько форм записи формулы тонкой линзы, каждая из которых может быть строго обоснована в рамках теории Гаусса. Целью данной работы было охарактеризовать методическую ценность каждого варианта формулы тонкой линзы: выявить и описать класс задач, решение которых будет оптимальным с использованием именно этого варианта формулы.

При рассмотрении тонких линз в теории Гауссовой оптики обычно получают формулу, связывающую координаты точечного источника и его изображения, в довольно известном виде:

$$\frac{1}{x_{\text{ист}}} - \frac{1}{x_{\text{ил}}} = -\frac{1}{f},$$

где $x_{\text{ист}}$ – координата источника, $x_{\text{ил}}$ – координата его изображения, f – параметр линзы, носящий название фокусного расстояния, при этом система координат направляется вдоль главной оптической оси по направлению распространения света, а нуль системы координат выбирается в центре

тонкой линзы. Записанная форма обычно называется гауссовой. Она обычно упоминается в курсе общей физики в ВУЗе.

В более привычном (школьном) виде формула тонкой линзы была получена Декартом:

$$\frac{1}{x_{\text{ист}}} + \frac{1}{x_{\text{ил}}} = \frac{1}{f'}.$$

Для корректного описания мнимых источников и мнимых изображений и учёта типа линзы в школьном курсе вводят правила знаков [4]. Для ВУЗовского курса оптики раздела общей физики характерно введение пространства источников и изображений: для определения положения источников, изображений и фокусных расстояний вводят соответствующие координатные оси с общим нулём (там, где расположена тонкая линза), направленных в противоположные стороны (как это делал Декарт). В традиции отечественного образования именно с помощью декартовой формы записи решаются задачи на центрированные оптические системы, состоящие из тонких линз.

Отдельный интерес представляет собой форма записи, найденная Ньютоном, которая практически не упоминается в отечественной литературе в отличие от зарубежной [5, 6, 7, 8]:

$$x_{\text{ист}} \cdot x_{\text{ил}} = f^2,$$

где координаты источников и их изображений, так же, как и в декартовой форме, задаются своими осями, направленными вдоль оптической оси, но нули осей координат устанавливаются в положениях соответствующих главных фокусов. Преимуществом использования формулы Ньютона является работа с произведением координат источников и изображений, заданных в условии задачи, а не с обратными к ним величинами. Указанное преимущество этой формы формулы тонкой линзы возникает только в таких задачах, в которых явно известно фокусное расстояние или расстояния до предметов и/или их изображений легко выражаются через фокусные расстояния.

В качестве казуса можно описать ещё одну форму записи формулы тонкой линзы:

$$\frac{1}{x_{\text{ист}}} + \frac{1}{x_{\text{ил}}} = -\frac{1}{f'}.$$

В этой форме начала соответствующих осей координат нужно выбирать в точках двойных фокусов. При этом видно, что данная форма и декартова – отличаются знаком. Чисто математически это означает, что при изменении формы записи формулы линзы собирающую линзу можно формально заменить рассеивающей и наоборот. Это математическое свойство исполь-

зуется в некоторых задачах геометрической оптики олимпиадного уровня [9].

Литература

1. Ландсберг Г. С. Оптика. Учебное пособие. – Физматлит, 2010.
2. Алешкевич В.А. Курс общей физики. Оптика. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2011.
3. Сивухин Д. В. Общий курс физики. Учеб. пособие: Для вузов. В 5 т. Т. IV. Оптика. — 3-е изд., стереот. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005.
4. Грачёв А.В., Погожев В.А, Боков П.Ю. Физика 9 класс. Учебник, 11-е изд., стереот. — М.: Просвещение — 2023
5. Mahajan V. N. Optical imaging and aberrations: Ray geometrical optics. – SPIE press, 1998.
6. Sasián J. Introduction to aberrations in optical imaging systems. – Cambridge University Press, 2013.
7. Kingslake R., Johnson R. B. Lens design fundamentals. – academic press, 2009.
8. Katz M. Introduction to geometrical optics. – World scientific, 2002.
9. В.П. Слободянин. Физика: задания №5 для 8-х классов (2010 – 2011 учебный год). – М.: МФТИ, 2011, 20с.

МАТЕМАТИЧЕСКИЙ КОМПОНЕНТ В КУРСЕ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ: КАК ПОМОЧЬ ПЕРВОКУРСНИКУ?

Ст. препод. *Бушина Т.А.*, ст.препод. *Минаев Д.В.*,
ст.препод. *Селиверстов А.В.*

Общее мнение – в том, что за последние десятилетия существенно снизился уровень подготовки абитуриентов. На наш взгляд, этому способствует комплекс причин: изменение культуры потребления молодёжью информации, в том числе учебной (пресловутое “клиповое мышление”), при практически не изменившейся модели преподнесения этой информации в школьном образовательном процессе, фактическая ориентация результатов обучения на требования ЕГЭ, недостаточная сформированность навыков абстрактного мышления и т.п. В результате падают уровни освоения теоретических знаний и практических умений в базовых для физико-математического образования дисциплинах.

В процессе обучения на первом курсе университета к этому добавляется ещё по крайней мере одна проблема. Сложившаяся к настоящему времени структура курсов общей физики и математических дисциплин такова, что материал лекций и семинаров по физике с точки зрения математических знаний, необходимых для описания изучаемых физических явлений, часто опережает читаемые параллельно курсы математики. Отсутствие таких общепрофессиональных знаний и умений не позволяет в полной мере сформировать умение решать физические задачи и требует от преподава-

теля, ведущего семинары по физике, самостоятельно давать основы математических знаний, что требует не только дополнительного времени, но и владения основами методики.

Для диагностики этой проблемы среди студентов первого курса в конце 2023 г. был проведён опрос, основным вопросом которого был следующий: «Какие новые математические факты, приёмы и методы вы узнали в курсе общей физики (по темам)?». Всего опрос прошли 57 студентов первого курса, обучающиеся по специальности «Физика» (из 402). Анализ ответов позволил выделить следующие упомянутые группы понятий (в скобках указано суммарное число упоминаний):

1. Тригонометрические функции, их преобразования, вычисление средних (4).
2. Использование пределов, например, первого замечательного предела (3).
3. Дифференцирование, производные функции одной переменной (20).
4. Интегрирование, интегралы, включая кратные и криволинейные (41).
5. Ряд Тейлора, разложение функций (1).
6. Частные производные, функции многих переменных (8).
7. Дифференциальные операторы: градиент, набла (9).
8. Дифференциальные уравнения и их решение (34).
9. Векторы, векторные функции и действия с ними (7).
10. Векторное, двойное векторное, смешанное произведения (19).
11. Матрицы и действия с ними (6).
12. Системы линейных уравнений, их решение (2).
13. Тензоры (9).
14. Векторы и их производные в различных системах координат (6).
15. Комплексные числа (9).

В части ответов (34) были указаны не математические, а физические понятия.

С большим отрывом лидируют (по убыванию количества упоминаний): **интегрирование**; решение **дифференциальных уравнений**; **дифференцирование**; **векторное произведение**. Интересно, что во многих случаях (23 раза) они упомянуты в нескольких темах (до четырёх), то есть в процессе обучения студенты открывали для себя всё новые стороны этих понятий. Косвенно это может говорить о том, что введение понятия было неполным, ориентированным на иллюстрацию только каких-то его свойств.

Также интересно распределение упомянутых групп понятий по различным темам курса. В опросе были выделены следующие темы:

- кинематика (32);
- динамика (19);
- законы сохранения (15);
- неинерциальные системы отсчёта (22);

специальная теория относительности (4);
вращательное движение (33);
колебания (35);
волны (18).

Отдельно был предусмотрен пункт для физического практикума.

Видно, что максимальное количество упоминаний математических понятий приходится на следующие три темы курса: самую первую, **кинматику**, когда первокурсники начинают знакомиться с физическими приложениями дифференцирования и интегрирования, а также с методами решения дифференциальных уравнений; **вращательное движение**, где появляются новые объекты – кратные интегралы для расчёта момента инерции и тензор инерции; **колебания**, где решение задач основано на анализе дифференциальных уравнений.

Также студенты указывали в опросе, учились ли они по углублённым программам по физике и математике. Неожиданным оказался тот факт, что заметная их часть обучалась по обычным программам (35% по физике и 40% по математике). Некоторая часть студентов указала, что углубление имело место, но не указало классы (12% по физике и 9% по математике); ранее 10 класса углубление началось у небольшой части студентов (19% по физике и 30% по математике); не позже 10 класса по углублённой программе начали учиться 51% по физике и 49% по математике.

Таким образом, в современной ситуации ориентироваться на углублённые знания студентов на старте обучения неоправданно. Также надо отметить, что углублённая школьная математика всё равно не даёт требуемых математических знаний полностью: выпускники школ с углублённой программой по математике в среднем упомянули ненамного меньше новых математических понятий, чем выпускники обычных школ (2,9 против 3,4).

Сравнение учебных программ ряда ведущих вузов показывает, что пути решения этой проблемы могут различаться. По нашему мнению, целесообразно, особенно в начале обучения, отойти от фундаментальных принципов высшей математики и дать более конкретные инструментальные умения по применению этих принципов для решения реальных физических задач: от постановки задачи – к уравнению или системе уравнений – и далее к их решению. Подобный подход нашёл своё выражение в ряде прекрасных книг, не теряющих свою актуальность со временем [1-3]. Для этого можно не изменять существующие математические курсы, а ввести новый предмет, возможно факультативный, или же выделить определённые часы в рамках курсов “Общая физика”, “Математический анализ”, “Аналитическая геометрия”. Значительное внимание нужно уделить обзору и совершенствованию необходимых математических инструментов, а также базовых физических концепций и навыков решения задач.

Возможная программа курса “Применение принципов высшей математики для решения физических задач” может быть такой:

1. Функции и графики. Табличное задание, координаты, расстояние, графики, уравнение прямой, преобразование графиков, параметрическое задание кривых. Линеаризация графиков.

2. Скаляры и векторы. Базис, координаты. Системы координат. Линейная зависимость. Скалярное и векторное произведение векторов. Двойное векторное произведение.

3. Что такое производная. Касательная к графику, экстремум, выпуклость. Дифференцирование и интегрирование функций одной переменной с приложениями к построению графиков, экстремальным задачам, связь между ними. Неформальное рассмотрение пределов и непрерывности. Порядок малости величин, сравнение бесконечно малых, приближение функций. Метод разделения переменных в дифференциальных уравнениях первого порядка.

4. Определенный интеграл. Приложения интегрирования к геометрии и естественным наукам. Элементарные функции. Методы интегрирования. Полярные координаты.

5. Скалярные функции нескольких переменных: частные производные. Двойные интегралы и криволинейные интегралы на плоскости и в пространстве.

6. Дифференцирование и интегрирование ортов (градиент, дивергенция, ротор). Вращения и инверсия системы координат. Тензоры.

7. Матрицы и определители. Умножение матриц на векторы.

8. Понятие комплексного числа, основные действия с ними. Формула Эйлера.

Такой подход, по нашему мнению, поможет интересующимся студентам получить более полные и устойчивые знания, приобрести уверенность в решении задач и больше внимания уделять сути физических явлений.

Литература

1. Зельдович Я.Б., Мышкис А.Д. Элементы прикладной математики – 6-е изд., стереотип. – М.: URSS, 2018. – 600 с.

2. Зельдович Я.Б., Яглом И.М. Высшая математика для начинающих физиков и техников – М.: Наука, 1982. – 512 с.

3. Арфкен Г. Математические методы в физике – М.: Атомиздат, 1970. – 712 с.

ФАКУЛЬТАТИВ ПО ЗАНИМАТЕЛЬНОЙ И ЗЛОБОДНЕВНОЙ ФИЗИКЕ. ОПЫТ ПЕРВОГО ДЕСЯТИЛЕТИЯ

Профессор *Пятаков А.П.*

При чтении лекций и проведении семинарских занятий общего курса радиофизики, а также отделенческого спецкурса теории колебаний часто возникает потребность более подробного рассмотрения ряда вопросов, важных для становления эрудированного ученого-физика, да и просто современного образованного человека.

Во-первых, это методы анализа процессов, владение которыми позволяет сформировать общий взгляд на явления, встречающиеся в физике и других естественно-научных дисциплинах: в курсе радиофизики – это основы обработки сигналов различной природы, в теории колебаний – графоаналитические методы исследования физических, экологических, биохимических процессов в динамических системах.

Во-вторых, глубокое понимание физического смысла обсуждаемых понятий неотделимо от истории их возникновения, а изучаемых приборов – от истории их изобретения. Так, обстоятельный рассказ о стоячих волнах и резонансе следует начинать даже не с опытов Гельмгольца или Франца Мельде, а с музыкальных открытий Пифагора.

В-третьих, меняющийся технологический уклад требует обновления курсов, в то время как в их содержании отдается предпочтение фундаментальным вопросам, не связанным с модными техническими новинками или преходящими тенденциями в науке, что может породить у студентов ощущение косности учебной программы и оторванности ее от жизни.

Узкие временные и методические рамки курсов не позволяют подобным примерам должного внимания. В случае же спецкурса «Теории колебаний» еще и ограничен круг слушателей (студенты радиофизического отделения). Отсюда возникает потребность в проведении дополнительных факультативных занятий, посещение которых доступно студентам различных специальностей и возраста, включая учащихся младших курсов.

Инициатива создания в марте 2013 года семинара ЗЗФ (Занимательная и Злободневная Физика), продолжающего традицию факультативов по занимательной физике, принадлежит заведующему кафедрой физики колебаний Сергею Петровичу Вятчанину. К названию нового семинара автор данного доклада предложил добавить слово «злободневная», чтобы отразить возможность оперативной реакции на интересные публикации в ведущих научных журналах, а также на появлявшиеся в то время разновидности носимых устройств.



Рис. 1 Самые популярные темы занятий факультатива 33Ф.

В результате родился факультатив, на котором помимо постоянных ведущих – С.П. Вятчина и А.П. Пятакова, выступали множество преподавателей кафедры физики колебаний с интересующими их темами: от топологии векторных расслоений и способов обнаружения экзопланет до физики автомобиля и принципов работы датчиков положения в робототехнике.

В соответствии с названием содержание семинара можно условно разделить на две части (рис.1):

«**Занимательная**» часть семинара черпает свои материалы из истории науки и междисциплинарных исследований с гуманитарной составляющей:

- так, рассмотрение движения математического маятника наводит на разговор о том, как Галилей в своих остроумных опытах обходился без скоростных камер и приборов точного измерения времени, а также к серии кинематических задач о циклоиде – кривой, занимавшей умы математиков на протяжении целого столетия;

- практические занятия спектральным анализом звука выводит на законы консонанса и диссонанса и рассказа о развитии учения о музыке от Пифагора до Винченцо Галилея;

- аналогичный анализ, но уже в случае пространственной фильтрации изображений, позволяет поговорить о механизмах зрительного восприятия, лежащих в основе художественных приемов импрессионистов [1];

- разговор о спектре света выводит на учение о цвете, в создании которого поучаствовали как «физики» (Ньютон), так и «лирики» (Гёте);

- ярким примером междисциплинарной универсальности служит концепция поверхностного натяжения – она с равным успехом применяется к границам между доменами (доменным стенкам) [2], стенкам внутренних органов [3], и к границам между языковыми диалектами на географической карте [4].

«Злободневные» темы, как правило, отталкиваются от информационных поводов: статей в физических журналах или технических новинок, которых за историю проведения семинаров появилось немало, а также просто новостной повестки:

– открытие гравитационных волн, состоявшееся в 2016 году, к которому наша кафедра имеет прямое отношение. По мере появления очередных новостей от международной коллаборации LIGO мы постоянно возвращаемся к этой теме;

– общая теория относительности Эйнштейна стала инженерной наукой, применяемой в каждом навигаторе. Отдельное занятие, проведенное создателем первых в мире оптических микрорезонаторов и учебного курса «Современные стандарты времени и частоты» проф. М.Л. Городецким, было посвящено задачам определения точного времени и геопозиционирования;

– достигли апогея популярности и снова вышли из моды дисплеи со стереоскопическим эффектом, а также экраны, использующие технологию электронных чернил.

– смартфоны обзавелись множеством датчиков, превратившись в карманные лаборатории. У большинства моделей появилось несколько объективов, позволяющих компенсировать несовершенство их оптики и создавать художественные эффекты;

– В Adobe стало возможным редактировать аудиограмму речи так же искусно, как и фотографии;

– в зимних видах спорта не прекращаются исследования по оптимизации коэффициента трения [5], а также появились новые экзотические дисциплины, например кёрлинг с нетривиальной динамикой камня, или хафпайп, принцип набора скорости в котором может быть объяснен в терминах параметрической накачки колебаний;

– во время чемпионата мира по футболу прошла апробация новых видов пассивных устройств в электронных системах фиксации гола;

– во время эпидемии стали обыденными пульсоксиметры, принцип действия которых основан на анализе спектра, отраженного от кожи света;

– не обошел стороной ЗЗФ и тенденцию «Разворота на Восток»: в копилке наших тем есть «Китайская грамота для физиков» – про естественно-научные представления древности, отраженные в китайских иероглифах.

Разумеется, дихотомия «занимательная/злободневная» условна. Так, занятия С.П. Вятчина «Квантовая физика на пальцах» не менее актуальны, чем «физика в High-tech». Занятия на тему поверхностного натяжения, начинаются с рассказа о колесе Яноша Сегнера, а неизменно завершаются новостями на данную тематику в журналах APS (Phys. Rev., PRL). Даже закон Архимеда, прочно ассоциирующийся с «Занимательной физикой»

Я.И. Перельмана, может стать темой публикации в Nature [6], а также иллюстрацией динамической стабилизации в курсе теории колебаний.

При проведении семинаров взаимодействие со студентами не исчерпывается совместным решением задач, численными оценками эффектов или ответами преподавателя на вопросы студентов. Время от времени постоянным посетителям семинара предлагается самим подготовить выступление на интересующую их тему или выбрать что-то подходящее из полного списка тем факультатива. Так были проведены занятия о математических законах музыки, устройствах ввода-вывода, физике автомобилей, о гироскопических устройствах в робототехнике, в которых студенты выступали в качестве со-ведущих с преподавателями кафедры. Подобные занятия оказываются очень поучительными не только для студентов, но и для постоянных ведущих факультатива: так, механизм поворота корпуса квадрокоптера подсказал автору доклада идею электроиндуцированного эффекта Эйнштейна-де-Гааза (декомпенсации механических моментов в антиферромагнетике под действием электрического поля).

Многие наработки семинара ЗЗФ с успехом удается использовать в выступлениях перед школьниками, а в «концентрированном» виде они оказываются полезными при чтении общих и специальных курсов для студентов – радиофизики, теории колебаний, электроники полупроводниковых приборов, физики магнитоэлектрических материалов, что позволяет решить исходную проблему, обозначенную в начале доклада.

Литература

1. Красота и мозг. Биологические аспекты эстетики. Глава 8. Обратим взгляд на искусство. (И. Ренчлер, Т. Селли, Л. Маффеи). — 191 / Пер. с англ. М.: «Мир». 1995. 336с.
2. Thiele A.A. Theory of the Static Stability of Cylindrical Domains in Uniaxial Platelets // J. Appl. Phys. American Institute of Physics, 1970. Vol. 41, № 3. P. 1139–1145
3. Sussman D.M. et al. Soft yet sharp interfaces in a vertex model of confluent tissue // Phys. Rev. Lett. American Physical Society, 2017. Vol. 120, № 5. P. 58001.
4. BurrIDGE J. Spatial evolution of human dialects // Phys. Rev. X. 2017. Vol. 7, P. 31008.
5. R. W. Liefferink, et al, Friction on Ice: How Temperature, Pressure, and Speed Control the Slipperiness of Ice // Phys. Rev. X, Vol. 11, 011025 (2021)
6. Apffel B. et al. Floating under a levitating liquid // Nature. 2020. Vol. 585, № 7823. P. 48–52.

КОМПЬЮТЕРНОЕ ОБУЧЕНИЕ ФИЗИКЕ: НЕИНЕРЦИАЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ ОТСЧЁТА

Доцент В.Ю.Иванов, ст.преподаватель И.Б.Иванова,
ст.научный сотрудник М.А.Терентьев

Настоящий доклад посвящён разработке нового раздела программы дистанционного обучения физике на примере классических задач механики [1, 2]. Речь идёт о разделе, касающемся изучения неинерциальных систем отсчёта, коротко – НИСО. На предыдущих конференциях «Ломоносовские чтения» в 2018 – 2023 годах были представлены основные принципы построения обучающей программы по физике на примере решения классических задач механики. Были анонсированы семь разделов программы: кинематика материальной точки, динамика материальной точки, законы сохранения механической энергии и импульса, механические колебания и волны, кинематика твёрдого тела, динамика твёрдого тела, гидростатика и гидродинамика. Четыре первых раздела касаются основных тем, изучаемых в школьном курсе общей физики. Три последующих раздела программы касаются уже университетского курса общей физики. Обсуждаемый в настоящей работе восьмой раздел программы – неинерциальные системы отсчёта – также относится к университетскому курсу общей физики. Этот важный раздел механики является сложным для понимания студентами первого курса. В нём речь идёт о появлении, математическом описании, физическом смысле и проявлении действия так называемых сил инерции – особенных сил, появляющихся и проявляющих себя только в выделенных системах отсчёта, называемых НЕИНЕРЦИАЛЬНЫМИ. Неинерциальной называется система отсчёта, движущаяся с ускорением относительно инерциальной системы отсчёта. Такой системой отсчёта является Земля. Система отсчёта, связанная с поверхностью Земли – это вращающаяся с постоянной угловой скоростью ω система отсчёта. В этой системе появляются такие силы инерции, как центробежная сила инерции и сила инерции Кориолиса. Эти силы не являются силами взаимодействия, а появляются вследствие ускоренного движения самой системы отсчёта, поэтому нет тела, вызвавшего данную силу. Однако проявления действия этих сил весьма заметны на Земле. Так центробежная сила инерции приводит к уменьшению ускорения свободного падения на экваторе, а сила инерции Кориолиса – к стачиванию правых рельсов на железнодорожных путях в северном полушарии, к подмыванию правых берегов рек, к отклонению падающих тел к востоку, опять-таки в северном полушарии. Всем известно такое проявление сил инерции, как перегрузки при разгоне автомобиля или движение по инерции вперёд при его экстренном торможении. Центробежная сила инерции стремится сбросить вас с карусели, а вода во вращающемся стакане, благодаря этой силе, принимает форму параболоид-

да. Если вы идёте по салону автобуса, когда он движется по закруглению дороги, вас «заносит» в сторону. Это проявление действия силы Кориолиса. Неинерциальные системы отсчёта изучаются в университетском курсе общей физики. В данном разделе нашей программы мы коснулись лишь двух классических задач: задачи об отклонении падающего тела к востоку в северном полушарии и задачи о колебаниях математического маятника в ускоренно движущемся вагоне. Формулировки указанных задач даны ниже.

Основная часть нашей обучающей программы содержит постановки задач и вопросы, требующие решения. В программе рассмотрены следующие классические задачи механики: **раздел 1** - Кинематика материальной точки (задача о движении тела, брошенного под углом к горизонту); **раздел 2** - Динамика материальной точки (задача о движении двух тел, связанных невесомой и нерастяжимой нитью, переброшенной через невесомый блок: машина Атвуда); **раздел 3** - Законы сохранения импульса и механической энергии (задача о взаимодействии тела и незакреплённой горки); **раздел 4** - Механические колебания и волны (задачи о колебаниях пружинного маятника и механических волнах в струне); **раздел 5** – Кинематика твёрдого тела (задачи о качении колеса по твёрдой горизонтальной поверхности без проскальзывания и о плоском движении абсолютно твёрдого стержня по гладкой горизонтальной поверхности); **раздел 6** – Динамика твёрдого тела (задача о движении так называемого маятника Максвелла под действием силы тяжести); **раздел 7** – Гидростатика и гидродинамика (задачи о гидростатическом давлении жидкости на стенку сосуда и о течении идеальной жидкости по трубе переменного сечения). Результатом работы студента в каждом разделе является полученный им при решении задачи численный ответ, который надо ввести в компьютер. Если ответ верный, то студент переходит к следующему вопросу или к более сложной задаче. Если ответ неверный, то студент должен найти ошибку. В этом ему поможет компьютер, задавая наводящие вопросы или давая подсказки. Предусмотрены два вида подсказок: совет и прямое указание. Сначала компьютер даёт советы по решению задачи. Если они не помогают, то даётся прямое указание о том, как следует решать задачу, и приводятся соответствующие формулы. Демонстрационный вариант обучающей программы находится на сайте дистанционного образования МГУ.

Исследуемыми задачами в разделе **неинерциальные системы отсчёта** являются следующие: 1) задача об отклонении падающего тела к востоку в северном полушарии; 2) задача о колебаниях математического маятника в ускоренно движущемся вагоне. Задачи формулируются так:

Вращение Земли приводит к отклонению свободно падающих тел (без начальной скорости) от направления отвеса. В какую сторону направлено это отклонение и чему равна его величина? Провести решение задачи в

системе отсчёта, связанной с Землёй. Угловая скорость вращения Земли ω , высота, с которой начинает падать тело, h , ускорение свободного падения g , широта местности φ .

По горизонтальной поверхности с ускорением a движется поезд, в одном из вагонов которого находится математический маятник, подвешенный к потолку вагона. Определить период T колебаний маятника. Длина маятника l , ускорение свободного падения g .

Как было сказано выше, при неверном решении задачи компьютер выдаёт подсказки разной степени: от наводящих вопросов до прямого указания. Подсказок может быть несколько. Ниже показано, какими могут быть подсказки при решении задачи об отклонении свободно падающих тел от направления отвеса.

Подсказка 1. В системе отсчёта, связанной с Землёй, на движущиеся тела действует сила Кориолиса. Запишите формулу для этой силы и определите её направление. Сила Кориолиса определит направление отклонения падающего тела от линии отвеса.

Подсказка 2. Сила Кориолиса вычисляется по формуле: $\vec{F}_{кор} = -2m[\vec{\omega}\vec{V}]$. В северном полушарии для падающих тел сила Кориолиса направлена на восток и равна по модулю: $|\vec{F}_{кор}| = 2m\omega V \cos \varphi$.

Подсказка 3. Сила определяет ускорение тела, направленное на восток. Запишите формулу для ускорения.

Подсказка 4. Ускорение падающего тела, вызванное силой Кориолиса, равно: $a_{кор} = 2\omega V \cos \varphi$, где V – скорость падающего тела, линейно зависящая от времени, т.е. ускорение переменное.

Подсказка 5. Найдите скорость в поперечном направлении, которую приобретает падающее тело из-за наличия ускорения, и отклонение к востоку в результате наличия этой скорости.

Подсказка 6. Скорость в поперечном направлении равна; $V_{\perp} = \int a_{кор} dt = \omega g t^2 \cos \varphi$ Отклонение падающего тела к востоку равно: $S_{\perp} = \int V_{\perp} dt = \frac{1}{3} \omega g t^3 \cos \varphi$.

Здесь t – время падения тела с высоты h : $t = \sqrt{2h/g}$.

В заключение отметим, что создаваемая авторами программа дистанционного обучения физике поможет студентам и всем желающим в практическом освоении алгоритмов решения классических задач механики.

Литература

1. Иванов В.Ю., Иванова И.Б., Терентьев М.А. Компьютерное обучение физике: кинематика и динамика материальной точки, законы сохранения импульса

и механической энергии. Учёные записки физического факультета Московского Университета. №3, с.1931103, 2019.

2. Иванов В.Ю., Иванова И.Б., Терентьев М.А. Компьютерное обучение физике: механические колебания и волны, кинематика и динамика твёрдого тела. Учёные записки физического факультета Московского Университета. №5, с.2250601, 2022.

Подсекция:
СИНХРОТРОННЫЕ И НЕЙТРОННЫЕ
ИССЛЕДОВАНИЯ

Сопредседатели
профессор А.П. Орешко,
доцент И.А. Каменских

ПРИНЦИП ПРИЧИННОСТИ И ФРЕНЕЛЕВСКОЕ ОТРАЖЕНИЕ НЕЙТРОНОВ

Профессор *Бушуев В.А.*

В электродинамике хорошо известны соотношения Крамерса-Кронига (см., например, [1]), которые получены на основе фундаментального принципа причинности и связывают действительную и мнимую части диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega) + i\varepsilon''(\omega)$. В работе [2] расчетным путем было показано выполнение принципа причинности при зеркальном отражении импульсов нейтронов от слоистых резонансных структур. В настоящей работе получены выражения типа соотношений Крамерса-Кронига для действительной и мнимой частей амплитудного коэффициента отражения $R(\omega) = R'(\omega) + iR''(\omega)$ от однородной среды с гладкой поверхностью.

В силу обязательного выполнения принципа причинности, волновая функция (ВФ) отраженных от среды нейтронов $\Psi_R(t)$ зависит от ВФ падающих нейтронов $\Psi_{in}(t')$, которые взаимодействуют со средой только в предыдущие моменты времени $t' \leq t$:

$$\Psi_R(t) = \int_{-\infty}^t G(t, t') \Psi_{in}(t') dt' = \int_0^{\infty} G(\tau) \Psi_{in}(t - \tau) d\tau. \quad (1)$$

Здесь учтено, что если среда не меняет своих свойств со временем, то функция Грина $G(t, t')$ (функция точечного источника) в (1) должна зависеть лишь от разности времен $\tau = t - t'$, причем $G(\tau < 0) = 0$. Представим ВФ $\Psi_{in}(t)$ в (1) в виде интеграла Фурье:

$$\Psi_{in}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_{in}(\omega) e^{-i\omega t} d\omega, \quad \text{где } \Psi_{in}(\omega) = (1/2\pi) \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_{in}(t) e^{i\omega t} dt, \quad (2)$$

где $\Psi_{in}(\omega)$ – в общем случае комплексная спектральная амплитуда падающего волнового пакета. Подстановка $\Psi_{in}(t)$ (2) в (1) приводит к следующему соотношению для $\Psi_R(t)$:

$$\Psi_R(t) = \int_{-\infty}^{\infty} R(\omega) \Psi_{in}(\omega) e^{-i\omega t} d\omega, \quad (3)$$

где $R(\omega) = \int_0^{\infty} G(\tau) e^{i\omega\tau} d\tau$.

Здесь $R(\omega)$ имеет смысл амплитудного коэффициента зеркального отражения при падении на среду плоской монохроматической волны $\Psi_{in}(\omega)$ с частотой ω .

Рассмотрим для простоты отражение от полубесконечной среды при нормальном падении. В этом случае амплитудный коэффициент френелевского отражения имеет вид

$$R(\omega) = \frac{k - q}{k + q} = \frac{\sqrt{\omega} - \sqrt{\omega - \omega_b}}{\sqrt{\omega} + \sqrt{\omega - \omega_b}}, \quad (4)$$

где k и $q = \sqrt{k^2 - k_b^2}$ – волновые числа нейтронов в вакууме и в среде, k_b – критическое волновое число, $k_b^2 = 2MU / \hbar^2$, $U = U' - iU''$ – потенциал взаимодействия нейтронов со средой, $E = \hbar\omega = \hbar^2 k^2 / 2M$ – энергия нейтронов, $\hbar k = MV$, M – масса нейтрона, V – скорость. На рис. 1 приведены графики действительной, мнимой и абсолютной величин амплитудного коэффициента отражения нейтронов $R(\omega)$ (4) от никеля.

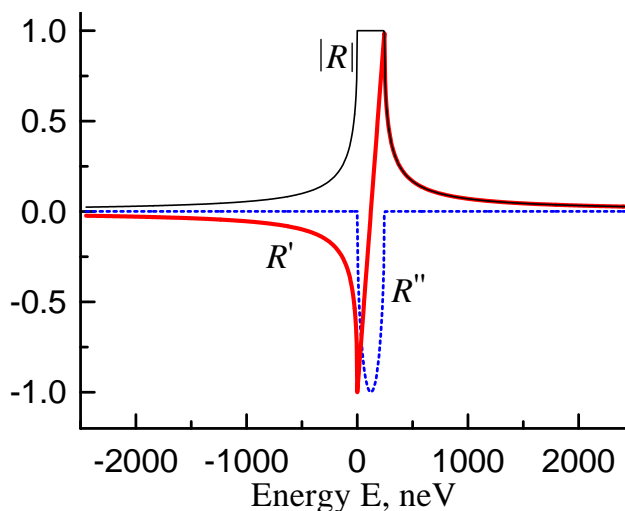


Рис. 1. Зависимости $R'(\omega)$, $R''(\omega)$ и $|R(\omega)|$ от энергии $E = \hbar\omega$ ($U = 245 - i \cdot 0.0238$ нэВ).

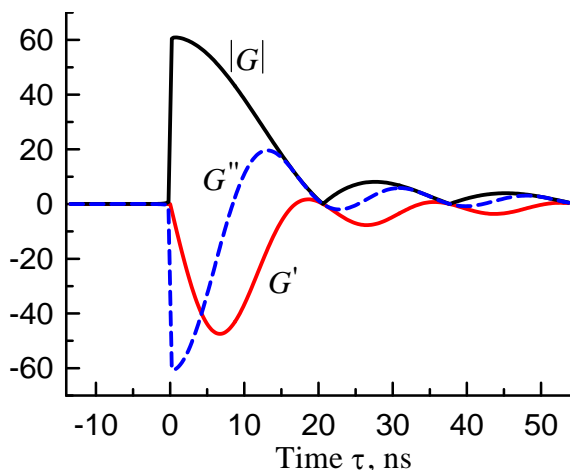


Рис. 2. Действительная $G'(\tau)$ (красная кривая), мнимая $G''(\tau)$ (штриховая синяя кривая) части и абсолютная (черная кривая) величина функции Грина $G(\tau)$ в (3).

На рис. 2 изображены действительная, мнимая и абсолютная величины функции Грина $G(\tau)$. Видно, что с точностью до компьютерных расчетов функция Грина обращается в ноль при $\tau < 0$. Это есть прямое подтверждение того, что классическая формула Френеля (4) удовлетворяет принципу причинности. Интегрирование в (3) можно распространить от $-\infty$ до $+\infty$ путем замены $G(\tau)$ на $G(\tau)H(\tau)$, где $H(\tau)$ – ступенчатая функция Хевисайда: $H(\tau < 0) = 0$ и $H(\tau \geq 0) = 1$, а $H(\omega) = \pi\delta(\omega) + i/\omega$. В итоге из (3) получим следующие соотношения типа Крамерса-Кронига, которые выражают связь между действительной и мнимой частями коэффициента френелевского отражения:

$$R'(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{R''(\omega')}{\omega' - \omega} d\omega', \quad R''(\omega) = -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{R'(\omega')}{\omega' - \omega} d\omega'. \quad (5)$$

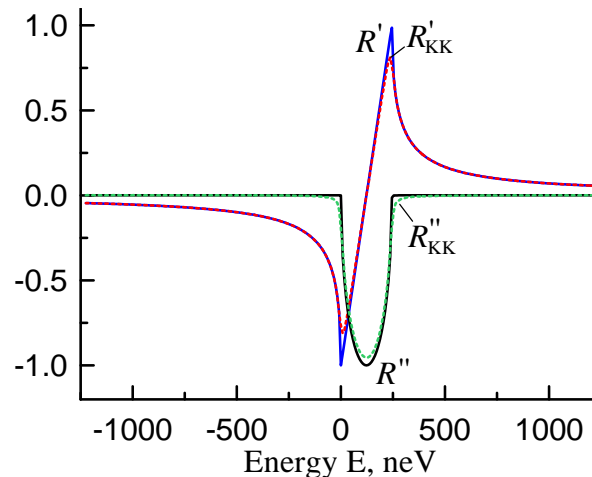


Рис. 3. Действительная $R'(\omega)$ и мнимая $R''(\omega)$ части $R(\omega)$, рассчитанные по формуле Френеля (4), а также соответствующие действительная $R'_{KK}(\omega)$ и мнимая $R''_{KK}(\omega)$ части амплитудного коэффициента отражения в соотношениях (5) в зависимости от энергии.

Сравнение функций $R'(\omega)$ и $R''(\omega)$, рассчитанных по формуле Френеля (4), с теми же функциями, но рассчитанными из соотношений (5) (рис 3) показывает, что соответствующие кривые очень хорошо, но все-таки не полностью совпадают. Причины могут быть такие: 1) несогласованность используемых величин U' и U'' ; 2) не совсем удачный выбор больших, но все-таки конечных пределов интегрирования и числа точек на подинтегральных функциях в (5); 3) возможно, что для нейтронов не вполне соблюдается потенциальный закон дисперсии $q^2 = k^2 - k_b^2$ для волнового числа в среде.

В электродинамике функция Грина и диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(\omega)$ характеризуют отклик материальной среды как таковой. В данном же подходе, как функция Грина, так и функция $R(\omega)$ характеризуют не материал среды, а процесс зеркального отражения нейтронов от самого материального объекта как такового. В первом случае мнимая часть $\varepsilon''(\omega)$ отвечает за поглощение, тогда как для нейтронов мнимая часть $R''(\omega)$ определяется главным образом не поглощением, а недиссипативным (экстинкционным) явлением полного внешнего отражения.

Автор глубоко признателен А. И. Франку за полезные обсуждения и дискуссии.

Литература

М. В. Виноградова, О. В. Руденко, А. П. Сухоруков. Теория волн. - М.: Наука, 1990.

В. А. Бушуев, А. И. Франк. Эффект Гуса-Хенхен в нейтронной оптике и время отражения нейтронных волн // УФН, **188**, № 10, 1049-1062 (2018).

УЗКОПОЛОСНЫЕ ИСТОЧНИКИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА БАЗЕ МОЛЕКУЛЯРНЫХ МОНОКРИСТАЛЛОВ

Мл. науч. сотр. *Синько А. С.*; профессор *Шкуринов А. П.*

e-mail: as.sinjko@physics.msu.ru, ashkurinov@physics.msu.ru

Исследование и разработка новых нелинейно-оптических кристаллических источников является неотъемлемой частью создания эффективных сверхбыстрых оптических и оптоэлектронных устройств благодаря их применению в терагерцовом спектральном диапазоне. В последние десятилетия в качестве источников терагерцового диапазона исследовались нелинейные диэлектрические кристаллы, такие как ZnTe, GaP, LiNbO₃. Были также созданы эффективные нелинейные молекулярные кристаллы, такие как, например, DAST или OH1 [1]. Они проявляют более сильные нелинейные свойства, чем ионные кристаллы, за счет более эффективной нелинейной динамики разделения заряда вдоль молекулярных структурных единиц решетки.

В последние годы узкополосные терагерцовые источники становятся востребованными в различных областях фотоники, одной из которых является создание компактных лазеров на свободных электронах, где использование терагерцового диапазона частот открывает путь к более высокой напряженности поля для ускорения и торможения электронов со значительным превышением порога повреждения [2]. Для получения узкополос-

ного излучения в нелинейно-оптических кристаллах применяются схемы, использующие принцип квазифазового согласования. Особенностью таких методов является большая чувствительность к качеству создаваемой структуры. Альтернативой является использование монокристаллических нелинейных сред в схемах с генерацией на разностной частоте, для которых существенной сложностью выступает создание источников возбуждающего излучения. Другими источниками узкополосного терагерцового излучения являются квантово-каскадные лазеры и лазеры на свободных электронах, а также газовые лазеры. Расширение ряда доступных узкополосных перестраиваемых источников терагерцового излучения является важной прикладной задачей.

В работе представлены результаты экспериментальных исследований генерации узкополосного терагерцового излучения в молекулярных кристаллах при их взаимодействии с фемтосекундным импульсным лазерным излучением. Впервые получена генерация узкополосного терагерцового излучения в молекулярных кристаллах гидрофосфита гуанилмочевины GUHP, в кристаллах фталевой кислоты NaAP, KAP, RbAP и в кристалле сахарозы. Рекордные для данной работы спектральные параметры генерации терагерцового излучения были получены для молекулярного кристалла RbAP для выделенного направления X при температуре образца 6,3К: линия на 1,549 ТГц была измерена с шириной, не превышающей 2,2 ГГц, что соответствует длительности импульса более 455 пс. Предложен механизм генерации узкополосного терагерцового излучения на основе нелинейно-оптической восприимчивости второго порядка при выполнении условий фазового согласования, КР- и ИК- активности фононных колебаний молекулярно-кристаллической решетки [3-4].

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ «Курчатовский институт» в части экспериментов по генерации терагерцового излучения, а также поддержана Министерством науки и высшего образования РФ (грант № 075-15-2021-1353) в части подготовки и характеристики исследованных образцов.

Список литературы

- [1] Sinko A. et al. Perspective on Terahertz Applications of Molecular Crystals //Electronics. – 2022. – Т. 11. – №. 17. – С. 2731.
- [2] Nanni E. A. et al. Terahertz-driven linear electron acceleration //Nature communications. – 2015. – Т. 6. – №. 1. – С. 8486.
- [3] Sinko A. et al. A monoclinic semiorganic molecular crystal GUHP for terahertz photonics and optoelectronics //Scientific reports. – 2021. – Т. 11. – №. 1. – С. 23433.
- [4] Sinko A. S. et al. Polarization sensitive Raman scattering and Stimulated terahertz emission from GUHP molecular crystal //IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. – 2023.

СИНХРОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ДЛЯ ИСПЫТАНИЙ НА РАДИАЦИОННУЮ СТОЙКОСТЬ ИЗДЕЛИЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКИ

Зав. кафедрой профессор *Орешко А.П.*

Большие функциональные возможности и высокие эксплуатационные характеристик обуславливают широкое применение различных полупроводниковых изделий электронной техники (ПИЭТ) в радиоэлектронной аппаратуре, используемой в различных устройствах ядерной энергетики и космической техники. Обширный фактический материал (см., например, [1]) показывает высокую чувствительность полупроводниковых устройств к воздействию различного рода ионизирующих излучений (ИИ), характерных для условий эксплуатации устройств такого типа. Поэтому проблема обеспечения радиационной стойкости (РС) ПИЭТ является одной из важнейших среди комплекса других традиционных проблем, связанным с разработкой высоконадежной и стабильной радиоэлектронной аппаратуры.

Современная система прогнозирования РС ПИЭТ базируется на основном принципе, состоящем в переходе от моделирования характеристик ИИ к моделированию характеристик эффектов, вызванных ими в ПИЭТ [1]. Указанный принцип позволяет отказаться от рассмотрения специфики природы радиационного воздействия и перейти к анализу радиационных эффектов от этого воздействия путем экспериментального моделирования характеристик ИИ, доминирующих радиационных эффектов и показателей радиационной стойкости с использованием унифицированных моделирующих или имитирующих установок.

В свою очередь, радиационные эффекты в ПИЭТ можно условно разделить на дозовые и перемежаемые. Первые определяются медленным накоплением полной ионизационной дозы и связанным с этим постепенным сдвигом параметров приборов за пределы норм их технических условий. Другая особенность дозовой деградации – её относительно слабая зависимость от характера ИИ.

Перемежаемые или одиночные радиационные эффекты (ОРЭ) вызываются отдельными высокоэнергетическими ионизирующими частицами и их возникновение связано со случайным попаданием отдельных частиц в чувствительные микрообъемы ПИЭТ, вызывающим переключение логического состояния.

Для нужд ракетно-космической отрасли РФ, в качестве методики испытаний ПИЭТ на РС по дозовым эффектам, вызванным естественными ИИ космического пространства, СТО ГК “Роскосмос” 04.01.0005–2022 [2] устанавливает моделирование на гамма-установках. В качестве источников должны использоваться изотопные источники со средней энергией γ -квантов от $0.5 \div 2$ МэВ и известным энергетическим спектром γ -квантов.

В качестве методики испытаний ПИЭТ на РС по ОРЭ, вызванным естественными ИИ космического пространства, СТО ГК «Роскосмос» 04.01.0005–2022 [2] устанавливает моделирование на пико- (фемто-) секундных импульсных лазерных установках. Недостатком лазерных методик являются потери излучения за счет переотражения от слоев металлизации и поглощения в вышележащих слоях высоколегированных полупроводниковых областей, что приводит к неопределенности энерговыделения внутри чувствительной области ПИЭТ. Помимо этого, пространственное распределение носителей заряда, генерируемых лазерным излучением, существенно отличается от формы трека реальной высокоэнергетической ионизирующей частицы.

В [3] предложена методика формирования ОРЭ с использованием импульсного рентгеновского излучения (РИ). Показано, что применение импульсного РИ с длительностью импульса до 5 пс и энергией $8 \div 12$ кэВ позволяет моделировать воздействие высокоэнергетических ионизирующих частиц всего спектра галактических космических лучей. По сравнению с методом лазерного моделирования преимуществом изложенного способа является увеличение глубины области ионизации при воспроизведении треков частиц, а недостатком – высокая сложность технической реализации.

Однако необходимые для имитационного моделирования на РС по дозовым и одиночным радиационным эффектам параметры γ -квантов легко могут быть получены на источниках синхротронного излучения (СИ).

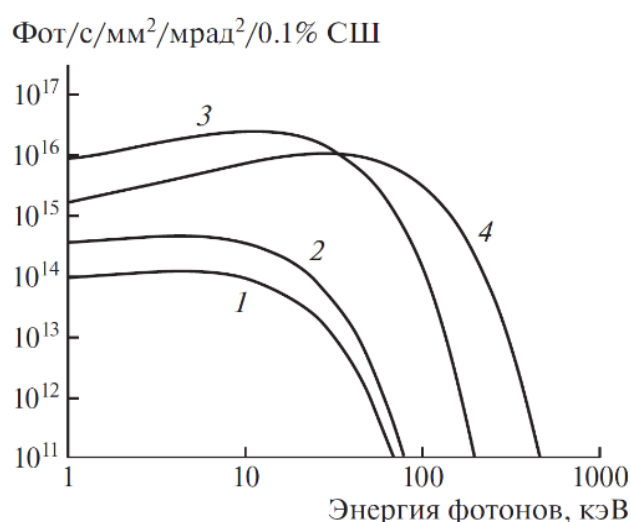


Рис. 1. Спектральная яркость СИ из различных устройств КИСИ при токе электронов 200 мА: 1, 2 –поворотные магниты; 3 – сверхпроводящий вигглер (3 Тл, 50 + 4 полюса); 4 – сверхпроводящий вигглер (7.5 Тл, 19 + 2 полюса). СШ – спектральная ширина [4].

На рис. 1 приведена спектральная яркость СИ существующего Курчатовского источника синхротронного излучения (КИСИ) [4]. Как видно из рисунка, при использовании сверхпроводящего вивглера (7.5 Тл), интенсивность СИ при энергии фотонов 0.5 МэВ превышает интенсивность γ -лучей лабораторных изотопных источников, и, таким образом, уже сейчас КИСИ может быть использован для имитационного моделирования РС по дозовым эффектам.

Еще большую интенсивность СИ в диапазоне энергий фотонов 0.5÷2 МэВ следует ожидать для строящихся источников СИ СКИФ [5] и СИЛА [6].

Для нужд имитационного моделирования на РС по ОРЭ оптимальным выбором будет строящийся источник СИЛА с энергиями фотонов от 5 до 500 кэВ и длительностью импульсов излучения более 200 фс, что перекрывает требования [3].

Таким образом, существующие и разрабатываемые методики ГК “Роскосмос” для испытаний ПИЭТ на РС могут быть успешно перенесены для использования на источниках СИ. Использование СИ обладает значительными преимуществами перед использованием изотопов и импульсного лазерного излучения и значительно расширяет возможности имитационного моделирования, но требует развития методического аппарата и дополнительного экономического обоснования.

Литература

1. Яненко А.В., Никифоров А.Ю., Скоробогатов П.К., Чумаков А.И. Экстремальная электроника. М.: НИЯУ МИФИ, 2014. 244 с.
2. СТО ГК Роскосмос 04.01.0005–2022. “Ракетно-космическая техника. База электронная компонентная. Порядок проведения испытаний с использованием типовых методик испытаний электронной компонентной базы на стойкость к воздействию ионизирующих излучений космического пространства по одиночным и дозовым эффектам с учетом специфики различных испытательных установок и оценкой их погрешностей”. М. 2022.
3. Емельянов В.В., Озеров А.И., Ватуев А.С., Усеинов Р.Г., Алексеев И.А. Патент РФ RU 2751455 С1 от 14.07.2021.
4. Корчуганов В.Н., Валентинов А.Г., Полозов С.М. и др. // Кристаллография. 2022. Т. 67. № 5. С. 735-741.
5. Бухтияров А.В., Бухтияров В.И., Журавлев А.Н. и др. // Кристаллография. 2022. Т. 67. № 5. С. 742-765.
6. Ковальчук М.В., Благов А.Е., Нарайкин О.С. и др. // Кристаллография. 2022. Т. 67. № 5. С. 726-734.

КРУГОВОЙ ДИХРОИЗМ В ДИФРАКЦИОННЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ СПЕКТРАХ

Профессор *Овчинникова Е.Н.*, физик *Акимова К.А.*

Синхротронное излучение с круговой поляризацией находит применение в исследовании физических свойств конденсированных сред. Наиболее широко распространен рентгеновский магнитный круговой дихроизм XMCD [1]. Благодаря использованию правил сумм [2] он является доступным инструментом для определения спинового и орбитального момента в различных веществах с отличным от нуля магнитным моментом, в том числе магнитных мультислоях и наноструктурах. В немагнитных нецентросимметричных структурах может наблюдаться естественный круговой дихроизм XNCD, который является проявлением оптической активности (ОА) в рентгеновском диапазоне частот [3]. Этот эффект обнаружен во многих веществах и позволяет определить их абсолютную хиральность. Создание микро- и наноразмерных синхротронных пучков в сочетании с круговой поляризацией дало возможность визуализировать распределение магнитных [4] или хиральных [5] доменов с помощью XMCD или XNCD. Недавно обнаруженный эффект гигантского естественного кругового дихроизма в хиральном антиферромагнетике Ni_3TeO_6 [6], является примером того, какие новые физические эффекты могут быть исследованы с помощью кругополяризованного рентгеновского излучения.

Кругополяризованное синхротронное излучение используется и в дифракционной геометрии, например, для изучения магнитной структуры [7], определения абсолютной хиральности [8], визуализации распределения доменов в хиральных кристаллах [9] или получения информации о компонентах тензорного атомного фактора [10]. Обычно измерения проводятся на отражениях, запрещенных пространственной симметрией кристалла, возникающих при энергиях падающего излучения, близких к краям поглощения атомов. В немагнитных кристаллах круговой дихроизм в дифракционных спектрах может быть вызван диполь-дипольными резонансными переходами, тогда как в геометрии поглощения оптическая активность связана с диполь-квадрольными переходами и обусловлена псевдоскалярным вкладом в тензор гирации [3]. В отличие от оптики видимого диапазона, в рентгеновском диапазоне длин волн оптическая активность, обусловленная псевдоскалярным вкладом в гиротропию, отсутствует, зато существует возможность обнаружения векторного вклада (вектор Войта-Федорова). Такой вклад впервые был изучен на станции ID12 ESRF [11] в кристалле оксида цинка ZnO (симметрия $6mm$) с помощью дифракции кругополяризованного излучения с энергией, близкой к К-краю поглощения цинка. Векторный вклад в ОА ассоциировался с сигналом круговой дифференциальной интенсивности CID (далее – параметр асиммет-

рии) в разрешенном брэгговском отражении 300. Точечные группы 6mm, 3mm и 4mm обладают единственным векторным вкладом в гиротропию, они также описывают полярные свойства кристаллов, например, многих хорошо известных сегнетоэлектриков: BaTiO_3 , LiNbO_3 и др. Обнаруженный фазовый переход сегнетоэлектрического типа в кристалле LiOsO_3 [12], который обладает металлической проводимостью, показал возможность существования дипольного момента в металлах, впервые предсказанную в работе [13], что стимулировало активный поиск подобных структур и выяснение микроскопической природы данного явления. С точки зрения симметрии существование дипольного момента и векторной части оптической активности должны сопровождать друг друга.

В настоящей работе рассматривается возможность измерения векторной части оптической активности в рентгеновском диапазоне частот в кристалле CeCoGe_3 с симметрией $I4mm$ (точечная группа 4mm) [14]. Атомы церия и кобальта занимают высокосимметричные положения в узлах решетки с симметрией 4mm. Атомы германия находятся в двух кристаллографических позициях с симметрией 2mm и 4mm. Уникальность данного соединения состоит в том, что у всех атомов существуют края поглощения, подходящие для проведения рентгеновских дифракционных экспериментов. Параметр асимметрии выражается через компоненты матрицы амплитуды рассеяния $f_{\alpha\beta}$:

$$CID = \frac{I_{L\sigma} - I_{R\sigma}}{I_{L\sigma} + I_{R\sigma}} = \frac{2Im[f_{\pi\pi}f_{\rho\sigma}^* - f_{\sigma\sigma}f_{\sigma\pi}^*]}{f_{\pi\pi}f_{\pi\pi}^* + f_{\pi\sigma}f_{\pi\sigma}^* + f_{\sigma\pi}f_{\sigma\pi}^* + f_{\sigma\sigma}f_{\sigma\sigma}^*}. \quad (1)$$

Из выражения (1) следует, что интенсивность рассеяния право- и левополяризованного излучения различна, только если в амплитуде рассеяния присутствует компонента, описывающая изменение поляризации $f_{\sigma\pi}$. Томсоновское рассеяние не содержит такой компоненты, она может существовать только благодаря мультипольным резонансным вкладам вблизи краев поглощения. Для выделения векторного вклада в ОА необходимо найти такие условия, при которых $\sigma\pi$ - компонента структурной амплитуды зависит только от диполь-квадрольного вклада, а дипольный вклад погашен. Для этого можно использовать различие азимутальных зависимостей амплитуд резонансного рассеяния в переходах разной мультипольности. Такие зависимости были рассчитаны для разных краев поглощения в кристалле CeCoGe_3 для брэгговских отражений типа $h00$ и $hh0$. Для всех краев поглощения диполь-дипольный вклад в структурную амплитуду обращается в нуль при значении азимутального угла $\pm\pi/2$, и спектральная зависимость параметра асимметрии определяется только мнимой частью диполь-квадрольной тензорной компоненты f_{xxz} . Величина параметра асимметрии брэгговских отражений зависит от угла Брэгга, максимум эф-

фекта должен наблюдаться при $\theta_B = \pi/4$. Максимальное значение параметр асимметрии проявляет при энергии падающего излучения вблизи К-края поглощения германия. Однако, в этом случае интенсивность и спектральная форма сигнала определяется суммой резонансных диполь-квадрупольных вкладов в структурный фактор, отвечающих двум кристаллографически неэквивалентным позициям атомов германия.

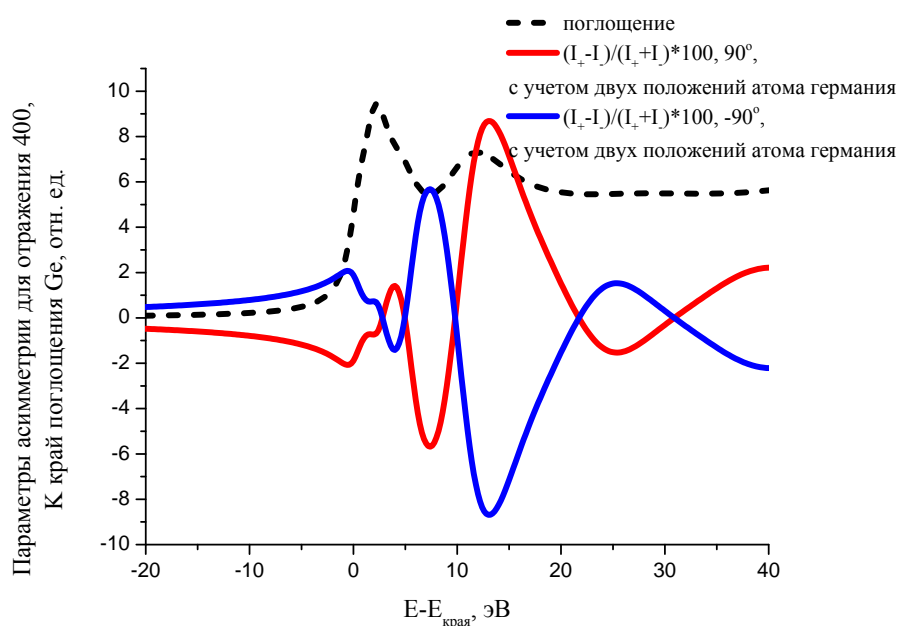


Рис.1. Энергетическая зависимость параметра асимметрии отражения 400 вблизи К-края поглощения германия с учетом рассеяния двумя неэквивалентными позициями атомов (энергия 11103 эВ, угол Брэгга 31.13°). Коэффициент поглощения приведен для того, чтобы показать положение спектра на энергетической шкале.

Расчеты показали, что кристалл CeCoGe_3 интересен как с точки зрения изучения рентгеновской оптической активности, так и возможности существования дипольного момента.

Литература

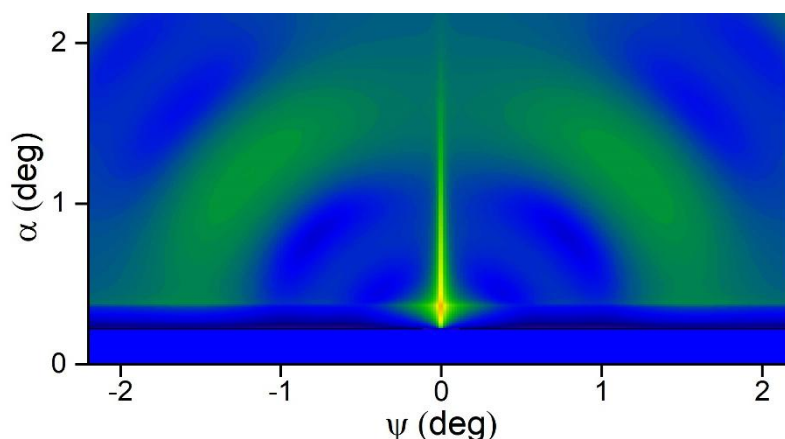
1. Rogalev A., Wilhelm F., Jaouen, et al. in: Lect. Notes Phys. V. 697, P. 71 (2006).
2. Carra P., Thole B. T., Altarelli M., Wang X. *Phys. Rev. Lett.* V.70, P. 694 (1993).
3. Goulon, J., Rogalev, A., Wilhelm, F. et al. *J. Phys.: Cond. Mat.* V.15. S633 (2003).
4. Nolting, F., Nolting F., Scholl A., Stohr J. et al. *Nature.* V. 403. P.767-769 (2000).
5. Platunov, M.S., Gudim I.A., [Ovchinnikova E.N. et al.](#) *Crystals.* V. 11, P. 531 (2021).
6. Okamoto J., Wang R.-P., Chu Yen-Yi et al. *Advanced Materials*, 2024, in press.

7. Fabrizio F., Walker H. C., Paolasini L. et al. *Phys. Rev. Lett.* V. 102, N. 237205 (2009).
8. Tanaka, Y., Takeuchi T., Lovesey S. W. et al. *Phys. Rev. Lett.* V.100, №145502 (2008).
9. Usui T., Tanaka Y., Nakajima H, et al. *Nature Materials.* V.13, № 611 (2014).
10. Ovchinnikova E.N., Rogalev A., Wilhelm F. et al. *J. Synch. Rad.* V. 28, P.1455 (2021).
11. Goulon J., Jaouen N., Rogalev A. et al. *J. Phys.: Condensed Matter.* V. 19, P. 156201 (2007).
12. Shi Y., Guo Y., Wang X. et al. *Nature Materials.* V.12, P.1024 (2013).
13. Anderson P.W., Blount E.I. *Phys. Rev. Lett.* V. 14, P. 217 (1965).
15. Thamizhavel A., Takeuchi T. et al., *J. of the Phys. Soc. of Japan.* V.74, P.1858 (2005).

МАЛОУГЛОВОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ В СКОЛЬЗЯЩЕЙ ГЕОМЕТРИИ ОТ НАНОКЛАСТЕРОВ В ГЛУБИНЕ СТРУКТУРЫ

Ст.препод. *Р.А. Баулин*, гл. науч.сотр. *М.А. Андреева*

Метод малоуглового рентгеновского рассеяния в скользящей геометрии (GISAXS) является эффективным методом исследования кластеров, наночастиц и шероховатостей. Однако большинство работ посвящены исследованию структур, выращенных на поверхности [1], в то время как исследований неоднородностей в глубине структуры существенно меньше [2,3].



В данной работе мы развиваем теоретический подход в интерпретации результатов GISAXS с учетом влияния эффектов преломления в среде и особенностей пространственного распределения неоднородностей по глубине.

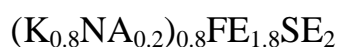
За основу для теоретического исследования взята экспериментальная карта GISAXS, полученная на станции «ФАЗА» Курчатовского синхро-

трона [4]. Наблюдаемые паттерн рассеяния (наличие диффузного кольца) означает существование ближнего порядка между нанокластерами в матрице. Моделирование (См. Рис. 1) проведено с использованием интерференционной функции радиального паракристалла со средним межчастичным расстоянием $R=2.9$ нм. В расчет также принято влияние эффектов преломления на интерференционную функцию. Неравномерная интенсивность кольца диффузного рассеяния обусловлена наличием выделенных направлений, в которых межчастичная корреляция сильнее. Среднеквадратичное отклонение σ от среднего межчастичного расстояния варьируется от 0.6 нм (в направлениях вдоль поверхности образца и перпендикулярно поверхности) до 0.2 (под углом 45° к поверхности).

Литература

1. G. Renaud, R. Lazzari, F. Leroy, Surf. Sci. Rep. 64 (2009) 255.
2. R.A. Baulin, M.A. Andreeva et. al, Mat. Sci. & Eng. B, 291 (2023) 1163.
3. A.V. Ragul'skaya, M.A. Andreeva, et. al., Superlat. and Microstr 125, 16 (2019).
4. R.A Baulin., I.M. Pripechenkov, et. al. SISM Book of Abstracts, 98 (2023).

АНОМАЛЬНЫЙ ИЗГИБ ЗОН В СВЕРХПРОВОДНИКЕ



Ст. науч. сотр. *Лев Л.Л.*; ст.науч.сотр. *Кузьмичева Т.Е.*;
ст.науч.сотр. *Кузьмичев С.А.*; ст.науч.сотр. *Лебедев А.М.* (НИЦ "Курчатовский институт"); ст.науч.сотр. *Назин В.Г.* (НИЦ "Курчатовский институт"); ст.науч.сотр. *Чумаков Р.Г.* (НИЦ "Курчатовский институт"); ст.науч.сотр. *Шилов А.И.*; студент *Рахманов Е.О.*;
профессор *Морозов И.В.*

Дихалькогениды железа, интеркалированные атомами щелочных металлов, привлекают внимание физиков благодаря необычному естественному фазовому расслоению, при котором на границах антиферромагнитной фазы образуются сверхпроводящие кластеры (в качестве обзора см. [1,2,3,4]). В данной работе с использованием метода фотоэлектронной спектроскопии мы обнаружили необычный эффект, возникающий, предположительно, благодаря данной фазовой сепарации.

Монокристаллы $(K_{(1-z)}Na_z)_xFe_{2-y}Se_2$ ($z = 0.2$) были получены путем трехстадийного синтеза, и представляли собой монокристаллы, выращенные методом «self-flux», относящиеся к группе $I4/m$ тетрагональной системы с параметрами решетки $a = 8.69$ Å и $c = 14.05$ Å. [5,6]

Исследования методом ФЭС проводились на станции «НаноФЭС» [7], установленной на Курчатовском специализированном источнике синхротронного излучения «КИСИ-Курчатов» в НИЦ «Курчатовский институт».

Измерения проводились при температуре $T = 15$ К, и при температурах выше $T_c \approx 27$ К вплоть до $T \sim 75$ К.

На рис. 1 показаны фотоэлектронные спектры основных уровней Se $3d$ /Fe $3p$ соединения $(K_{0.8}Na_{0.2})_{0.8}Fe_{1.8}Se_2$, измеренные при двух температурах, выше и ниже критической температуры $T_c \approx 27$ К. Как видно из рисунка, была обнаружена сильная температурная зависимость: мы наблюдали значительное уширение спектров, которое монотонно уменьшалась с увеличением температуры образца, при этом температурные изменения были циклическими. Мы полагаем, что данное уширение связано с появлением объемных зарядов в диэлектрической матрице, что приводит к изгибу зон.

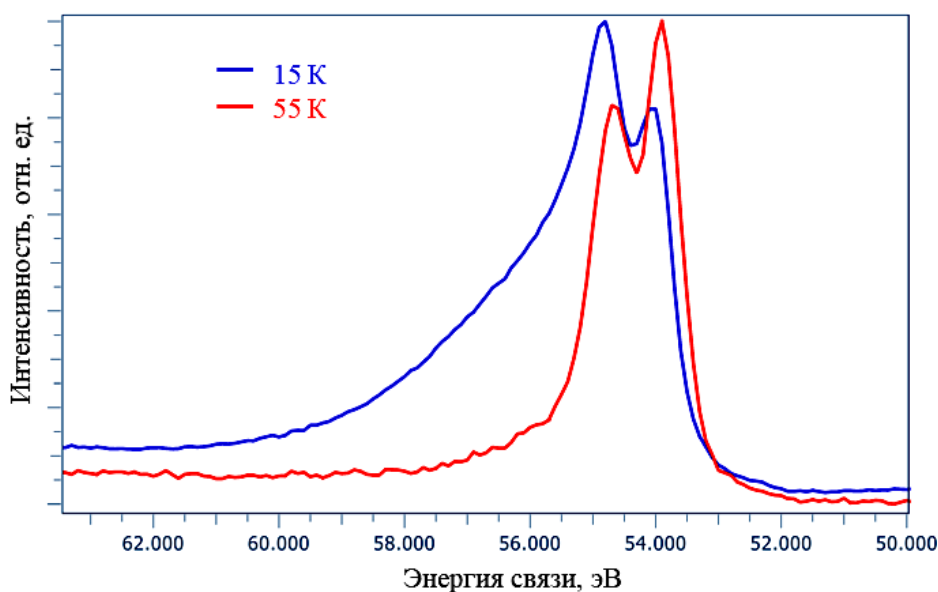


Рис.1. Спектры основных уровней Se $3d$ и Fe $3p$, измеренные для температур ниже (синяя линия) и выше (красная линия) T_c

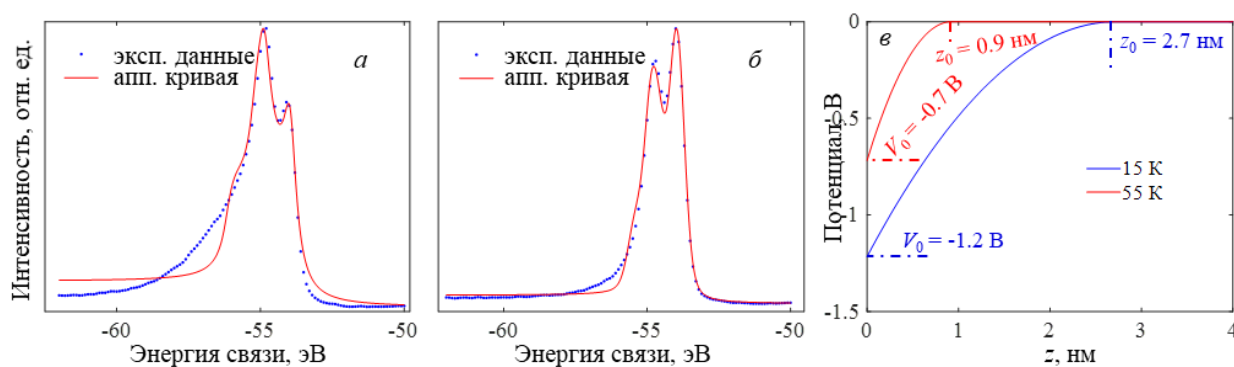


Рис. 2. Спектры основных уровней Se $3d$ и Fe $3p$, измеренные для температур ниже (а) и выше (б) T_c (синие точки), и аппроксимация спектров с использованием потенциального профиля (красные линии). (в) Восстановленный профиль потенциала в диэлектрической фазе $KNaFe_2Se_2$ для температур ниже (синяя линия) и выше T_c (красная линия)

Более того, используя аппроксимацию полученных спектров (рис. 2, а, б), была восстановлена форма потенциала, возникающая внутри данного соединения (рис. 2, в) в сверхпроводящем и нормальном состоянии, подобно тому как это было сделано в [8-10], а также получена оценка для относительного количества сверхпроводящей фазы, которая равнялась 16%. Полученные результаты помогут лучшему пониманию физических процессов, происходящих в данном соединении.

Литература

- Dagotto E.* // Rev. Mod. Phys. 2013. **85**, N. 2, P. 849. DOI: 10.1103/RevModPhys.85.849
- Krzton-Maziopa A.* // Front. Chem. 2021. **9**, P. 640361. DOI: 10.3389/fchem.2021.640361
- Croitori D., Filippova I., Kravtsov V., Günther A. et al.* // Phys. Rev. B. 2020. **101**, N. 5, P. 054516. DOI: 10.1103/PhysRevB.101.054516
- Chen Y., Jiang J., Yang H., Dudin P., et al.* // Nano Res. 2021. **14**, P. 823. DOI: 10.1007/s12274-020-3119-8
5. *Roslova M., Kuzmichev S., Kuzmicheva T., Ovchenkov Y. et al.* // Cryst. Eng. Comm. 2014. **16**, N. 30, P. 6919. DOI: 10.1039/C3CE42664E
6. *Cheng P. C., Tzeng W. Y., Chu Y. J., Luo C. W. et al.* // Phys. Rev. Materials. 2019. **3**, P. 034802. DOI: 10.1103/PhysRevMaterials.3.034802
7. *Лебедев А.М., Меньшиков К.А., Назин В.Г., Станкевич В.Г. и др.* // 2021, №10, С. 44-49. DOI: 10.31857/S1028096021100125 (*Lebedev A.M., Menshikov K.A., Nazin V.G., Stankevich V.G. et al.* // J. Surf. Investig. X-Ray, Synchrotron Neutron Tech. **2021**, N. 15, P. 1039–1044. DOI: 10.1134/S1027451021050335)
8. *Lev L.L., Maiboroda I.O., Grichuk E.S., Chumakov N. K. et al.* // Phys. Rev. Research. 2022. **4**, P. 013183. DOI: 10.1103/PhysRevResearch.4.013183
9. *Lev L.L., Strocov V.N., Lebedinskii Y.Y., Schmitt T. et al.* // Phys. Rev. Materials. 2022. **6**, P. 084605. DOI: 10.1103/PhysRevMaterials.6.084605
10. *Mikheev V., Chouprik A., Lebedinskii Y., Zarubin S. et al.* // ACS Applied Materials & Interfaces. 2019. **11**, P. 32108. DOI: 10.1021/acsami.9b08189

ВЛИЯНИЕ СОСТАВА ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ ФОСФАТОВ $Y_{1-x}SC_xPO_4$ И $Lu_{1-x}SC_xPO_4$ НА ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА

Ст. науч. сотр. *Спаский Д.А.* (НИИЯФ МГУ), зав.отд. *Васильев А.Н.* (НИИЯФ МГУ), аспирант *Кондратьев И.М.*, доцент *Дейнеко Д.В.* (химический факультет МГУ), техник *Никифоров И.В.* (химический факультет МГУ)

E-mail: spas@srd.sinp.msu.ru

Соединения с интенсивной люминесценцией в УФ области представляют интерес для использования в фотокатализе, медицине (дезинфекции), фотохимии, а также в сцинтилляционных детекторах [1,2]. Для сцинтилляторов излучение УФ диапазона привлекательно, так как при его регистра-

ции нет необходимости изолировать детектор от посторонней засветки (дневного света). При использовании таких фосфоров в медицине, с точки зрения бактерицидных свойств, наиболее эффективно излучение УФ-С диапазона ($\lambda < 280$ нм). Как правило, интенсивная люминесценция УФ-диапазона наблюдается в широкозонных диэлектриках (фосфаты, сульфаты, бораты), легированных такими редкоземельными элементами как Ce^{3+} или Pr^{3+} , а также ионами Bi^{3+} . Собственное свечение УФ-диапазона редко представляет интерес для практического использования, так как оно подвержено температурному тушению при комнатной температуре для подавляющего большинства кристаллов. Использование твердых растворов является одним из возможных путей создания новых материалов с заданным набором свойств. Ранее было показано, что в случае твердых растворов происходит увеличение светового выхода по сравнению с соединениями, которые составляют такой раствор [3]. По этой причине твердые растворы могут представлять интерес и как соединения с интенсивной люминесценцией в УФ области. В настоящей работе для двух серии твердых растворов $\text{Y}_{1-x}\text{Sc}_x\text{PO}_4$ и $\text{Lu}_{1-x}\text{Sc}_x\text{PO}_4$ проведены исследования влияния состава на структурные и люминесцентные свойства.

Фосфаты $\text{Y}_{1-x}\text{Sc}_x\text{PO}_4$ и $\text{Lu}_{1-x}\text{Sc}_x\text{PO}_4$ ($x = 0, 0.01, 0.05, 0.1, 0.2, 0.4, 0.5, 0.6, 0.8, 1$) были синтезированы методом твердофазного синтеза. Рентгенофазовый анализ показал, что все образцы кристаллизуются в структуре типа ксенотим с тетрагональной сингонией. С увеличением доли скандия в твердых растворах происходит постепенное уменьшение параметров кристаллической решетки. Измерения спектров люминесценции и возбуждения люминесценции проводились как с использованием установки, расположенной в канале синхротронного излучения, так и на лабораторных установках для люминесцентной спектроскопии в ВУФ диапазоне. Показано, что в спектре люминесценции наблюдается две полосы свечения – доминирующая с максимумом при 220-250 нм, связанная со свечением автолокализованных экситонов и менее выраженная с максимумом в области 420-450 нм, связанная со свечением структурных дефектов. Получены значения квантового выхода для обоих центров свечения, обсуждается зависимость выхода от относительной концентрации замещаемых атомов и от температуры. На основе анализа спектров возбуждения рассмотрены процессы передачи энергии на центры свечения. Сделан вывод, что исследованные твердые растворы могут представлять интерес для применения в качестве УФ-излучателей.

Литература:

1. Y. Zhou, D.D. Jia, L.A. Lewis, et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 633 (2011) 31–35.
2. Puxian Xiong, Mingying Peng, Optical Materials: X 2 (2019) 100022.
3. A.N. Belsky, A.V. Gektin, A.N. Vasilev, IEEE Trans. Nucl. Sc. 61 (2014) 262-270.