

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМ. М.В. ЛОМОНОСОВА
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

**Научная конференция
ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ
Секция физики**

17–27 апреля 2006 г.

Сборник тезисов докладов

Москва
Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова
2006

ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ – 2006. СЕКЦИЯ ФИЗИКИ. Сборник тезисов докладов. М., Физический факультет МГУ, 2006, 220 с.

Начиная с 2001 года физический факультет, как это делается на серьезных научных конференциях, печатает сборник тезисов докладов конференции «Ломоносовские чтения».

Для сотрудников Московского университета эта конференция должна являться самой главной конференцией каждого года. Желательно, чтобы в конференции «Ломоносовские чтения», проводящейся на физфаке, участвовали все ученые физического факультета. Особенно важно, чтобы на ней выступало как можно больше молодых ученых. Результаты выступлений с научными докладами на конференции в первую очередь учитываются при выдвижении кандидатов на премии Московского университета им. М.В. Ломоносова и И.И. Шувалова. Опыт прошедших лет, в которые публиковались сборники тезисов, показывает, что представленные на конференцию доклады основаны на результатах серьезных исследований, выполненных ведущими учеными физического факультета. Отрадно отметить, что в числе соавторов докладов много новых молодых исследователей.

Имея в руках этот сборник можно заранее до конференции достаточно подробно познакомиться с содержанием докладываемых работ, в том числе выдвигаемых на соискание различных университетских премий, а также с материалами докторских диссертаций наших коллег, защита которых намечена на ближайшее будущее.

Руководство факультета будет признательно за любые пожелания по улучшению организации проведения конференции «Ломоносовские чтения».

Сборник составлен научным отделом физического факультета МГУ.

Профессор *В.И. Трухин*, профессор *П.К. Каикаров*

Оригинал-макет: издательский отдел физического факультета МГУ

Подписано к печати 5.04.2006 г.
Объем 13,75 п.л. Тираж 100 экз. Заказ

Отпечатано в отделе оперативной печати
физического факультета МГУ

Подсекция:

ОПИТИКА И ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

Сопредседатели
профессор Л.В.Левшин, профессор В.А.Макаров,
профессор В.В.Михайлин

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СОСТОЯНИЯ ДВУХФОТОННОГО ПОЛЯ

Профессор *Кулик С.П.*, аспирантка *Морева Е.В.*, студент *Страуне С.С.*

Рассматриваются поляризационные состояния двухфотонного поля, рождающегося при спонтанном параметрическом рассеянии света. При коллинеарном и вырожденном по частоте режиме рассеяния квантовые поляризационные состояния представляются в терминах трехуровневой системы (qutrits), а при частотно невырожденном режиме – в виде четырехуровневой (ququarts).

Обсуждаются физические принципы работы протокола квантового распределения ключа на четырехуровневых оптических системах. Носителями квантовой информации выступают поляризационные состояния двухфотонного света. Особенностью реализации протокола является то, что генерация всех необходимых неортогональных состояний осуществляется при помощи одного нелинейного кристалла. Измерение всех состояний из выбранного базиса происходит детерминистически. Приводятся результаты экспериментов по унитарным преобразованиям между базисными состояниями и обсуждаются свойства и отличия таких преобразований по сравнению с квантовыми системами более низкой размерности гильбертова пространства.

Литература

1. H. Bechmann-Pasquinucci, A. Peres, Phys.Rev.Lett. **85**, 3313 (2000).
2. H. Bechmann-Pasquinucci, W. Tittel, Phys.Rev.A **61**, 062308 (2000).
3. Ю.И.Богданов, Р.Ф.Галеев, С.П.Кулик, Г.А.Масленников, Е.В.Морева, Письма в ЖЭТФ **82**, 180 (2005).

НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНОВЫЕ ЯВЛЕНИЯ В СЛОИСТЫХ СТРУКТУРАХ, СРЕДАХ С ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ ДИСПЕРСИЕЙ И ИХ ПРИЛОЖЕНИЯ В ФОТОНИКЕ

Профессор *Сухоруков А.П.*, профессор *Козарь А.В.*,
профессор *Макаров В.А.*

Вступление

В цикле работ, выполненных авторами – сотрудниками Отделения радиофизики и электроники физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова за период 1975-2005 г.г., представлены принципиально новые результаты фундаментальных теоретических и экспериментальных исследований

волновых явлений в нелинейных, слоисто-неоднородных и диспергирующих средах. Они охватывают процессы взаимодействия и локализации электромагнитных волн в объемных средах и на их поверхности, в метаматериалах, периодических решетках, волноводах и резонаторах. Для многих процессов характерно участие нескольких частотных, пространственных и поляризационных компонент.

Разработанная векторная теория позволила по-новому оценить роль поляризационных эффектов в нелинейно-оптических процессах. Сформирована новая область исследований – нелинейная поляризационная оптика. Так как предположение о неизменности поляризации волн не всегда оправдано, выполнено детальное изучение поляризационного самовоздействия и взаимодействия волн. В нелинейных средах поляризация света может существенно изменяться как в плоскости поперечного сечения пучка, так и вдоль импульса.

Другое важное направление наших работ посвящено фундаментальным проблемам фотоники – управлению светом с помощью света. Здесь, прежде всего, представляет интерес создание новых методов переключения оптических пучков и импульсов в нелинейных слоисто-неоднородных средах, включая метаматериалы с искусственноенным строением. Часть проведенных исследований связана с поиском новых типов локализации волн и преобразования частоты.

Авторами предсказан и изучен целый ряд волновых явлений:

параметрическая рефракция и отражение оптических пучков; пространственно-временные фазовые дислокации; параметрическое взаимодействие дислокаций; генерация двухцветных периодических структур; нелинейное туннелирование щелевых солитонов; кратное и дробное преобразование частоты при интерференции двух каналов взаимодействия; уединенные волны с зависящей от времени поляризацией, предельно короткие импульсы и узкие пучки; внутренние моды квадратичных солитонов; автоколебания наклонных пучков при отражении от нелинейного слоя;

лазерная стимуляция нестационарного поглощения микроволнового излучения в полупроводниках; полное поглощение волновой энергии во внутреннем slabопоглощающем слое резонансной многослойной структуры; трансформация амплитудно-фазовой модуляции сигнала при отражении от многослойной просветляющей структуры; уникальные волновые свойства сверхтонкослойных нерезонансных структур; пространственная локализация волн в нелинейных резонаторах;

нелинейное изменение эллиптической поляризации волн в жидких и других обладающих пространственной дисперсией кристаллах; поляризационная бистабильность и динамический хаос в резонаторных системах с оптически активными средами; компрессия импульсов и формирование кольцеобразных структур при поляризационном самовоздействии волн;

генерация второй гармоники в объеме и на поверхности изотропной нецентросимметричной среды; генерация суммарной частоты в изотропной гиротропной среде двумя соосными пучками.

На основе выполненных фундаментальных исследований предложены, разработаны и созданы новые методы оптического управления волновыми пучками и импульсами, не имеющие аналогов в мировой научной литературе.

В цикл работ входят 337 научных публикаций, из них 3 монографии, 8 обзоров, 220 статей и 126 докладов на Всесоюзных, Всероссийских и Международных конференциях и симпозиумах.

В докладе обсуждаются следующие проблемы.

1. Связанные волны в периодически неоднородных средах

Нами исследованы закономерности прохождения сигналов через линейные и нелинейные периодически неоднородные среды, обладающие уникальными дисперсионными свойствами. Устанавливаются и анализируются фундаментальные закономерности поведения связанных волновых пучков и пакетов в средах с квадратичной и кубичной нелинейностями. Так, на частотах, лежащих в области непропускания, непрерывный сигнал разбивается на цуг локализованных волн, называемых щелевыми солитонами. Получены аналитические решения, описывающие осциллирующие и медленно движущиеся волновые пакеты в одномерных и двумерных решетках. Показано, что при выходе солитона из решетки искажения его огибающей тем больше, чем меньше скорость его туннелирования. В радиофизической нелинейной цепочке впервые экспериментально наблюдалась генерация неподвижных импульсов, определены области бистабильности и стохастичности, изучены типичные случаи столкновения неподвижных и медленных солитонов. Выполнено оригинальное исследование фокусировки и дефокусировки трехмерных волновых пучков в двумерной решетке. Показано, что в случае сильной брэгговской связи встречных волн дифракционное расплывание значительно ослабляется. Впервые рассмотрены особенности распространения и энергообмена гибридных трехчастотных волн в среде с периодически инвертированными доменами.

Исследовано сжатие волновых пучков и импульсов при их динамическом рассеянии в линейных и нелинейных пространственно-периодических средах в условиях брэгговского резонанса. Конкуренция и энергообмен между взаимодействующими волнами приводит к компрессии частотно-модулированных импульсов в геометриях Лауз и Брэгга, увеличению радиуса поперечной пространственной когерентности и приобретению полностью неполяризованным излучением конечной степени поляризации в процессе динамической дифракции.

Впервые решена общая задача синтеза специальных многослойных резонансных периодических структур, обеспечивающих полную локализацию (поглощение) волновой энергии в тонких слабопоглощающих слоях в заданном спектральном диапазоне с возможностью перестройки резонансной частоты и изменения ширины резонансной области поглощения. Найдены оптимальные условия переноса амплитудно-фазовой модуляции из оптического в микроволновый диапазон при взаимодействии волн с многослойными периодическими структурами.

Впервые найдено общее аналитическое решение задачи распространения волн в нерезонансных многослойных периодических и апериодических структурах, в которых толщины слоев либо меньше (тонкослойные структуры), либо не кратны четвертьволновым размерам. Построен аналитический алгоритм синтеза и анализа структурно-волновых свойств таких структур. Показано, что нерезонансные многослойные структуры обладают рядом уникальных волновых и структурных свойств, которые позволяют выделить их в самостоятельный класс. Проведено обобщение результатов теории дискретных нерезонансных многослойных структур на пространственно-неоднородные среды с непрерывным пространственным распределением оптических свойств. Анализ инвариантных структурно-волновых свойств такого класса структур позволил определить длинноволновую границу, за которой неоднородностью среды можно пренебречь и рассматривать ее как однородную с обобщенными эквивалентными волновыми параметрами. Найдены аналитические соотношения для обобщенных эквивалентных параметров неоднородных сред с произвольным характером пространственной неоднородности.

2. Управление пучками

В цикле наших работ исследованы различные методы управления оптическими пучками. Одной из важных характеристик служит угловая расходимость. В качестве ее меры мы использовали средне-квадратичную расходимость. Это касалось развития оригинальной теории Z-сканирования нелинейных свойств среды. Такая же характеристика была введена при проведении минимизации нелинейной расходимости лазерных пучков в задачах атмосферной оптики.

Впервые установлено, что в нелинейном слое с задним зеркалом угол отражения лазерного пучка не равен углу падения (нарушение закона Снеллиуса), при этом возникают осцилляции ширины, расходимости, траектории и т.д. Эти эффекты исследованы для сред с керровской и тепловой нелинейностями.

В сингулярной оптике особое место занимают пучки, несущие винтовые фазовые дислокации (вортексы). Нами впервые установлены закономерности динамики параметрического переключения вортексов. Найдены

аналитические выражения, описывающие траектории движения вортексов от момента их зарождения до их аннигиляции. Определены зависимости количества дислокаций от отношения амплитуд, разности фаз и смещения центров исходных пучков. Показано, что при наличии сноса энергии возникают поперечные колебания дислокаций с нарастающей амплитудой по мере расхождения пучков. Для численного моделирования нелинейных трехчастотных процессов в трехмерной среде построена и реализована уникальная разностная схема с прозрачными боковыми границами. Рассмотренное описание применимо при рассмотрении эволюции сингулярностей в фотонных и оптически активных кристаллах.

Нами предсказан принципиально новый класс перепутанных классических оптических полей на примере пространственно-временных винтовых фазовых дислокаций, когда время играет роль одной из координат. У этих вортексов волновой фронт имеет вид спирали, закрученной в координатах «пространство-время». Для их регистрации предложен оригинальный метод динамической интерферометрии. Разработаны способы генерации как одиночных, так и цепочки таких дислокаций. Описаны потоки энергии и прослежена динамика распространения вортексов в дефокусирующей керровской среде.

Предложен оригинальный метод отклонения пучков в квадратично нелинейных средах с помощью возбуждения асимметричных мод в параметрическом бицветном пространственном солитоне. Построена модель двухкомпонентного прямоугольного диэлектрического волновода со спектром внутренних мод, отвечающим спектру мод параметрического солитона. Получена формула для расчета угла наклона по начальному возмущению амплитудно-фазовых профилей.

Открыты принципиально новые эффекты параметрической рефракции и параметрического отражения сигнальной волны от пучка накачки благодаря неколлинеарному взаимодействию. Доказано, что механизм рефракции при несинхронном взаимодействии связан с тем, что генерируемая слабая холостая волна создает для сигнала неоднородность показателя преломления, профиль которой повторяет распределение интенсивности пучка накачки. Это приводит к искривлению траектории и последующему отражению сигнального пучка. Найдено уравнение для траектории сигнального пучка и выражение для критического угла падения. Показано, что при синхронном взаимодействии отраженная волна приобретает суммарную или разностную частоту. При расчете амплитуды отраженной волны использован оригинальный метод разложения в пространственный спектр по продольной координате. Следует подчеркнуть, что параметрическим отражением пучка можно управлять, изменения амплитуду накачки. На основе данных эффектов можно осуществлять мультиплексирование пучков и создавать параметрические волноводы.

Развита теория взаимодействия волновых пучков в квадратичных средах как особых квазичастиц. На основе полученных уравнений для центров параметрически связанных пучков проанализированы эффекты их притяжения, отталкивания, расщепления и закручивания в спираль.

Нами показано, что нелокальность нелинейного отклика изотропной среды является причиной существенного изменения пороговых условий самофокусировки и других режимов распространения эллиптически поляризованных пучков гауссова профиля. Найдены аналитические выражения для интенсивности и поляризации излучения на выходе нелинейной оптически активной среды, проанализировано развитие малых произвольно поляризованных возмущений гауссова пучка. Впервые установлено, что в среде с пространственной дисперсией кубической нелинейности формируются кольцеобразные структуры благодаря самовоздействию световых эллиптически поляризованных пучков. Поперечное пространственное распределение интенсивности при этом становится немонотонным, электрическое поле в каждом кольце имеет разную поляризацию (близкую к циркулярной), причем вектор напряженности вращается в разные стороны. Показано, что в процессе самовоздействия полностью неполяризованного светового пучка с узким частотным спектром излучение становится частично поляризованным, а его поперечная пространственная когерентность уменьшается. Выделены различные режимы распространения света в средах с насыщением, и найдены необходимые условия их реализации.

Впервые теоретически исследовано влияние пространственной ограниченности волны основного излучения на генерацию второй гармоники от поверхности непоглощающей изотропной гиротропной среды. Показано, что пучок на удвоенной частоте, порождаемый двумерным гауссовым пучком, представим в виде суперпозиции гауссовой и негауссовой составляющих, причем последняя часть наиболее ярко проявляет себя при нормальном падении волны основного излучения.

3. Нелинейная оптика и спектроскопия сред с нелокальным откликом

В наших работах предложено решение проблемы граничных условий на поверхности нелинейных сред с пространственной дисперсией. С ее помощью создана феноменологическая теория самовоздействия и взаимодействия двух эллиптически поляризованных плоских световых волн (без изменения частоты) при их нормальном падении на кристаллы высшей и средней категорий, учитывающая пространственную дисперсию нелинейного оптического отклика и приповерхностную неоднородность вещества. Выделены четыре механизма зависящего от интенсивности поворота и деформации эллипса поляризации света. Разработана схема высокочувствительной поляризационной спектроскопии, позволяющая в кристаллах раз-

личной симметрии экспериментально разделять вклады этих механизмов. Ее использование в случае двух эллиптически поляризованных волн позволяет получить в три-четыре раза больше спектроскопической информации о компонентах тензоров, характеризующих кубическую нелинейность и ее пространственную дисперсию, чем схемы, основанные на самовоздействии одной линейно поляризованной волны.

Впервые установлено, что изменение степени эллиптичности и угла поворота главной оси эллипса поляризации излучения, распространяющегося в изотропной фазе холестерического жидкого кристалла, определяется нелокальностью нелинейного оптического отклика среды. Показано, что спиральная стоячая волна, образующаяся при интерференции двух встречных циркулярно поляризованных волн в мезофазе нематического жидкого кристалла, приводит к формированию в жидкокристаллическом образце конечного размера холестерической структуры. В статистической модели Онзагера выявлено влияние концентрации и размеров молекул на степень упорядоченности наведенной структуры.

Тепловой и ориентационный механизмы нелокальности нелинейного оптического отклика в изотропной фазе нематического жидкого кристалла обеспечивают повышение порога самофокусировки эллиптически поляризованного пучка, стабилизацию (с ростом мощности) его минимального размера, квазиволноводные режимы распространения и устойчивость относительно расслоения на отдельные нити.

Нами показано, что в процессе динамической дифракции в линейных холестерических жидкых кристаллах происходит сжатие частотно-модулированных импульсов, увеличение радиуса поперечной пространственной когерентности, приобретение полностью неполяризованным излучением конечной степени поляризации. Кубическая нелинейность холестерического жидкого кристалла ускоряет процесс дифракционного разделения энергии между проходящим и рассеянным пучками и делает возможной компрессию спектральноограниченных импульсов при их динамическом рассеянии.

Установлено, что при определенных превышениях температуры образца над температурой перехода в мезофазу эллиптическая поляризация падающего импульса (постоянная на входе в жидкокристаллическую среду) трансформируется на выходе из кюветы в линейную поляризацию и сохраняет свое состояние вплоть до конца импульса. Для других температур зависимость степени эллиптичности от времени не монотонна и в некоторых случаях меняет свой знак.

Проведено теоретическое и экспериментальное исследование зависимости подвижности, времени жизни и времени релаксации «горячих» электронов в полупроводниковых резонансных слоях от величины напряженности электрической компоненты СВЧ-поля в нелинейном режиме.

Исследован и определен в этих условиях характер пространственной и временной дисперсии неравновесной проводимости.

4. Сверхкороткие импульсы

В этом разделе представлены результаты исследований нестационарного поведения волновых пакетов с малым числом осцилляций в диспергирующих нелинейных анизотропных средах. Разработана принципиально новая теория нелинейных волновых процессов с участием малоосциллирующих импульсов, основанная на прямых методах численного интегрирования нелинейных уравнений Максвелла-Дуффинга и на применении различных асимптотических методов, включая метод медленно меняющегося профиля, который приводит к анализу связанных уравнений КdВ и мКdВ. Найдены инварианты и аналитические точные решения для нелинейно-связанных уединенных волн предельно-короткой длительности. Показано, что волновые пакеты с нулевой площадью преобразуются в биполярные полупериодные сигналы, а с конечной площадью – в однополярный импульс.

Впервые на основе точного решения векторных уравнений Максвелла выполнен анализ нелинейной дифракции сверхузких пучков ТЕ – и ТМ - типа, ширина которых сравнима с длиной волны. Выявлен эффект насыщения квадратичной нелинейности, рассчитаны асимптотические амплитудные профили и найден фундаментальный предел ширины пучка. Проведен сравнительный анализ результатов параксиальной теории и результатов, полученных в рамках теории узких пучков. Найдены амплитудные профили индуцированных решеток с периодом, сравнимым с длиной волны.

Развита теория эффекта дифференцирования профиля видеоимпульса и удвоения частоты сверхкороткого импульса при компенсации расстройки скоростей в фотонном кристалле. В среднем сигнал дифференцирования монотонно нарастает с пройденным расстоянием.

Развита теория самовоздействия эллиптически поляризованных световых импульсов гауссовой формы в изотропной среде с частотной дисперсией и пространственной дисперсией кубической нелинейности. Аналитически найдены новые решения уравнений распространения, описывающие уединенные волны, у которых зависят от времени не только интенсивность, но и степень эллиптичности.

Проведен анализ процессов формирования интерференционной картины при резонансном и нерезонансном взаимодействии волн в многослойных структурах. Показано, что помимо традиционных способов управления параметрами сверхкоротких импульсов может быть использовано явление их нестационарного отражения от многослойных структур. Установлено, что фронты падающей волны возбуждают два коротких им-

пульса. Наиболее эффективным для реализации этого явления является использование просветляющих многослойных структур, поскольку в этом случае отсутствует отражение от пологих участков огибающей исходного импульса. Найдено простое аналитическое выражение, связывающее форму огибающей отраженного импульса с амплитудно-фазовой модуляцией исходного сигнала.

5. Преобразование частоты, каскадные и гибридные взаимодействия

При анализе гибридных синхронных взаимодействий трех волн с кратными несущими частотами открыт эффект полной перекачки энергии из какой-либо волны в любую другую волну — кратное и дробное преобразование частоты. В квазисинхронном взаимодействии реализуются два канала одновременно: генерация второй гармоники и каскадное сложение частот. Впервые выведена система уравнений для средних амплитуд, позволяющая более точно описывать особенности подобных процессов в квазисинхронном кристалле. Впервые в численном эксперименте обнаружено существование трехчастотного гибридного пространственного солитона. Учет негармоничности квадратичной решетки приводит к появлению в уравнениях для средних амплитуд дополнительных членов типа керровской нелинейности с несимметричными членами самомодуляции и кросомодуляции. Найдены аналитические выражения для спектра колебаний амплитуд в квазисинхронных средах.

В наших работах построена теория генерации второй гармоники (ГВГ), суммарной частоты (ГСЧ), когерентного антистоксова рассеяния света (КАРС), а также сигнала на частоте $3\omega_1 - \omega_2$, возникающего благодаря оптической восприимчивости четвертого порядка при отражении от поверхности изотропной гиротропной среды, учитывающая пространственную дисперсию нелинейного оптического отклика и приповерхностную неоднородность вещества. Последняя схема неколлинеарного пятиволнового смешения получила название биоКАРС, из-за особой перспективности с точки зрения исследования биологически важных молекул. Рассчитаны интенсивность и параметры поляризации отраженной сигнальной волны при различных углах падения и поляризациях волн основного излучения. Предсказано сильное изменение параметров волны на суммарной частоте при попадании одной из частот волн накачки в полосу линейного поглощения.

Впервые исследовано распределение поляризации светового поля в плоскости поперечного сечения пучка на удвоенной частоте, возникающем при нормальном отражении от поверхности изотропной гиротропной среды эллиптически поляризованного гауссова пучка основного излучения.

Показано, что степень эллиптичности, угол поворота главной оси эллипса поляризации, а также характер вращения вектора электрического поля второй гармоники существенным образом меняются в плоскости поперечного сечения отраженной волны с ростом полярного угла. В ряде случаев в поперечном сечении пучка на удвоенной частоте можно выделить сектора с различным вращением вектора электрического поля. Показана возможность получения недоступной в других спектроскопических схемах информации о компонентах тензоров, характеризующих локальную, нелокальную и поверхностную нелинейность среды на основе измерения состояния поляризации в плоскости поперечного сечения.

Построена классическая осцилляторная модель нелокального взаимодействия света со сложными хиральными молекулами. Разработан метод расчета нелинейных резонансных оптических восприимчивостей изотропного раствора, содержащего такие молекулы. В общем случае, а также для простейшей модели хиральной молекулы, состоящей из двух взаимодействующих частей, получены выражения для восприимчивостей второго, третьего и четвертого порядков, описывающих соответственно ГСЧ, КАРС и биоКАРС. Проведен учет динамики электронной подсистемы молекулы в рамках классической осцилляторной модели. Показано, что в ряде схем нелинейной резонансной спектроскопии (таких как вынужденное комбинационное рассеяние, КАРС, биоКАРС) возможно появление хаотического оптического отклика.

Предложена схема эксперимента, позволяющего определить разность времен релаксации зависящих от интенсивности добавок к показателям преломления для циркулярно поляризованных волн в оптически активной жидкости.

В приближении неизменности волны основного излучения нами исследована ГВГ в объеме изотропной нецентросимметричной среды сфокусированным лазерным пучком. Показано, что квадратичный оптический отклик вещества будет давать вклад в такой процесс только при наличии пространственной дисперсии этого отклика и одновременном присутствии в пучке основного излучения нескольких поперечных мод с различными состояниями поляризации. В то же время, ГВГ на локальной восприимчивости четвертого порядка осуществима уже при использовании чисто гауссова пучка. В обоих случаях получены аналитические зависимости электрического поля и полной мощности второй гармоники от координаты распространения, степени фокусировки и других параметров задачи. Для процесса трехволнового смешения на нелокальной квадратичной восприимчивости вещества предсказано появление квазисинхронизма, характеризующегося значительным возрастанием эффективности ГВГ.

Впервые исследована ГСЧ в объеме изотропной гиротропной среды, происходящая на локальной квадратичной оптической восприимчивости

при взаимодействии двух соосных гауссовых пучков с общей плоскостью перетяжки. Показано, что такой эффект возможен лишь при различии дифракционных длин этих пучков. Получены выражения для электрического поля и мощности волны на суммарной частоте, предсказано существование квазисинхронизма. Показано, что степень эллиптичности, угол поворота главной оси эллипса поляризации, а также характер вращения вектора электрического поля излучения на суммарной частоте существенным образом меняются в плоскости поперечного сечения с ростом полярного угла. Найдены области значений параметров падающих эллиптически поляризованных гауссовых пучков и нелинейной среды, при которых в поперечном сечении пучка на суммарной частоте можно выделить сектора с различным характером вращения вектора электрического поля. Измерение угла между задающими эти сектора прямыми, позволяет получить недоступную другим методам исследования спектроскопическую информацию о веществе.

Создана теория генерации биоКАРС сигнала в объёме изотропной гиротропной среды двумя неколлинеарными гауссовыми пучками основного излучения. Установлено, что пространственная дисперсия оптического отклика среды определяющим образом влияет на форму кривых фазового синхронизма и приводит к эллиптической поляризации сигнальной волны даже при линейной поляризации волн основного излучения. Оптимальное отношение диаметров взаимодействующих пучков, отвечающее наибольшей эффективности генерации, а также вид зависимости мощности биоКАРС сигнала от поляризации волн основного излучения существенно зависят от псевдоскалярной константы гирации рассматриваемой среды.

6. Нелинейные резонаторы

Впервые на основе оригинальной модели встречных волн изучена динамика генерации диссипативных параметрических солитонов в плоских резонаторах при различных частотных отстройках, потерях на зеркалах и амплитудных профилях управляющей и затравочной волн. В частности, показано, что применение наклонных пучков в качестве затравки сокращает время формирования диссипативных структур. Определены условия наблюдения разных режимов захвата пространственного солитона: от устойчивого режима до регулярных или хаотических осцилляций. Разработаны и созданы уникальные программы для численного моделирования взаимодействия двух- или более встречных волн внутри резонатора или брэгговской решетки с учетом распределенной обратной связи. Программы позволяют рассчитывать распределение амплитуд и фаз на каждом проходе. Путем решения стационарных уравнений для прямых и обратных волн были получены принципиально новые «высшие» стационарные моды нелинейного резонатора, которые не могут быть описаны в рамках модели усредненного поля.

Найдены и описаны индуцированные периодические структуры в средах с квадратичной нелинейностью. Выявлены два механизма генерации нелинейной решетки: модуляционная нестабильность в широких пучках и нелинейные аберрации при самофокусировке исходного пучка. В результате обоих механизмов оптический пучок разбивается на одномерную или двумерную матрицу из субпучков, лежащих на пьедестале. Найдена формула для предельного значения периода, меньше которого не может иметь ни одна структура. Рассмотрен эффект выключения одного или нескольких элементов решетки (внесение волновых дефектов). Отметим, что период двумерных матричных структур способен сократиться в корень из двух раз в результате сильного уплотнения субпучков.

Развита методика изучения нелинейных оптических систем с поворотными зеркалами, основанная на анализе вида бифуркационных поверхностей — поверхностей в пространстве параметров падающего излучения, на которых меняется число стационарных состояний поля, позволяющая указать области параметров излучения, резонатора и нелинейной среды в которых возможны би- и мультистабильность, а также качественно понять особенности ее проявления.

Впервые аналитически и численно исследована поляризационная бистабильность в кольцевом резонаторе с изотропной средой, обладающей пространственной дисперсией кубической нелинейности. Показано, что нелокальность нелинейного отклика обеспечивает сильное изменение эллиптической поляризации плоской волны в резонаторе, проявляющееся в резком смещении границ областей устойчивости стационарных состояний поля, возникновении сложных периодических и хаотических режимов изменения интенсивности и поляризации излучения, а также в появлении новых замкнутых ветвей на выходных характеристиках резонатора.

Показано, что в оптической системе, состоящей из плоского поворотного зеркала и помещенной перед ним изотропной непоглощающей среды с пространственной дисперсией кубической нелинейности, могут быть реализованы поляризационная би- и мультистабильность, а также режимы, близкие к автоколебательным. Найдены пороговые мощности, при превышении которых число стационарных состояний поляризации света изменяется на два.

7. Локализация волн

Рассмотрена динамика формирования неподвижных и медленных одиночных солитонов как вблизи, так и внутри области непропускания двухатомной цепочки при учете взаимодействия оптических и акустических мод. Определены амплитудно - фазовые профили уединенных импульсов после взаимозахвата фазово-модулированных гауссовых импуль-

сов. Выполнен анализ схожей ситуации при неколлинеарном взаимодействии трехмерных волновых пучков. Дано описание динамики осциллирующих солитонов с помощью средне - квадратичных ширин углового и частотного спектров. Исследованы свойства бистабильных солитонов огибающей в случаях интерференции квадратичных и кубичных нелинейных эффектов или наложения двух каналов энергообмена на кратных частотах. Выявлены особенности компрессии и декомпрессии импульсов в таких средах.

Развита последовательная теория взаимодействия квадратичных солитонов как эффективных частиц, которая учитывает неоднородную фазовую расстройку, вызванную встречным наклоном взаимодействующих пучков, и описывает относительное смещение пучков гармоник внутри солитонов, наблюдавшееся нами впервые при численном моделировании.

При рассмотрении самофокусировки излучения с пространственно-временной модуляцией в диспергирующей кубично-нелинейной среде определена область дифракционных, дисперсионных и нелинейных параметров, в которой декомпрессия импульса устраняет коллапс волнового пучка. Предсказан эффект частичного отражения излучения от нелинейной фокальной области при самофокусировке лазерного пучка.

С помощью вариационного метода проведено исследование характеристик огибающей гибридных трёхчастотных пространственных солитонов, образующихся в результате интерференции процессов удвоения частоты и генерации суммарной частоты. С помощью критерия Вахитова-Колоколова найдены области устойчивости гибридных трёхчастотных солитонов для (1+1) D и для (2+1) D геометрий. Прослежено изменение свойств гибридных солитонов при изменении расстроек и соотношения между коэффициентами нелинейности, отвечающих за двух- и трёхчастотное взаимодействие.

Изучено распространение мощного лазерного излучения в прозрачных диэлектриках с учетом генерации плазмы свободных электронов. Показано, что при балансе вкладов дифракции, керровской самофокусировки, плазменной дефокусировки и дисперсии образуется квазисолитонный режим. Путем численного моделирования найдены начальные интенсивности, ширины и длительности импульсного пучка, необходимые для реализации квазисолитонного распространения в сапфире и кварцевом стекле.

Экспериментально и теоретически изучено пространственное формирование объемной интерференционной картины волн с нерегулярными волновыми фронтами – спекл-структуры. Установлено существование трехмерной пространственной анизотропии длин корреляции лазерных спекл-структур и характер влияния формы и размеров источников рассеяния света на угловую зависимость интегральной интенсивности рассеянно-

го света. Найдена достаточно простая связь характеристик рассеяния когерентного оптического излучения с размерами рассеивающих частиц.

8. Новые методы в фотонике

Предложены новые методы оптического переключения волн в нелинейных средах. Использование параметрического взаимодействия позволяет манипулировать пучками в пространстве: отклонять их от первоначального направления распространения, смещать их положение, отражать и рассеивать волны друг от друга, переключать фазовые дислокации. Скорость пространственного переключения составляет десятки пикосекунд, что не достижимо при использовании электронно-оптических устройств. Определены оптимальные условия создания индуцированных периодических решеток. Найдены предельные возможности локализации пучков и импульсов. Эффект квазисолитонного распространения в диэлектриках можно использовать для передачи лазерной энергии с предельно большой мощностью. Описан метод передачи дискретных изображений без дифракционных искажений с помощью пространственных солитонов на нескольких частотах одновременно.

Разработаны новые оптические устройства на основе жидких кристаллов. Так, определены условия генерации лазера на красителе в смектической матрице с распределенной обратной связью, обеспечиваемой специальной модуляцией профиля поверхности жидкокристаллического слоя. Создан компактный жидкокристаллический транспарант для предварительной широкоапertureйной компрессии пикосекундных лазерных импульсов и получения спектрально-ограниченного излучения на основе тонкой пленки холестерического жидкого кристалла.

Явление нестационарного отражения электромагнитных волн от многослойных структур с частотной дисперсией показателя преломления используется для преобразования фазовой модуляции падающего импульса в амплитудную модуляцию отраженных импульсов, детектирования модулированных по частоте или фазе оптических сигналов, формирования сверхкоротких импульсов путем компрессии.

На основе синтеза многослойных резонансных и нерезонансных структур созданы новые фильтрующие и просветляющие сверхтонкослойные оптические элементы инфракрасной оптики и диапазона сверхвысоких частот. Их отличительной особенностью является то, что полная оптическая толщина меньше четверти длины волны. Создана оптимальная структура для кросс-модуляционного широкополосного приема инфракрасного и миллиметрового излучений на основе эффекта «разогрева» свободных носителей заряда в полупроводниках.

Использование эффекта локализации волновой энергии в металлических и сильнопроводящих слоях позволяет решить, во-первых, практически важную задачу согласования сверхпроводящих джозефсоновских мостиков переменной толщины с волноведущей линией в приемниках миллиметровых и субмиллиметровых волн и, во-вторых, реализовать эффективный кросс-модуляционный метод фотоуправления мощностью в микроволновом волноводе. Лазерная стимуляция поглощения микроволнового излучения в полупроводниках эффективно использована для диагностики равновесных и неравновесных процессов в полупроводниках, а также для регистрации пространственного распределения плотности мощности импульсного излучения. Предложен и запатентован способ определения размеров частиц с помощью анализа картины рассеяния когерентного оптического излучения.

Внедрены в практику одно и двухволновые ИК-радиометры с применением оригинальных многослойных структур для контроля и измерения приповерхностного распределения температуры и температуры быстроистекающих высокотемпературных газовых потоков.

Заключение

Полученные результаты цикла исследований представляют собой совокупность принципиально новых данных по физике взаимодействия одномерных волн, локализованных пучков и импульсов в нелинейных слоистых структурах и средах с пространственной и временной дисперсией. Они позволяют предсказывать, описывать и учитывать эффекты изменения интенсивности и поляризации электромагнитных волн в кристаллах, метаматериалах, жидкостях и жидких кристаллах, способствуют решению задач формирования световых пучков (импульсов) с необходимым распределением интенсивности и поляризации по поперечному сечению и во времени, дают возможность найти параметры излучения и устройств квантовой электроники, при которых электромагнитное поле будет устойчиво по отношению к амплитудно-фазовым и поляризованным возмущениям.

Проведенные исследования создали основу для разработки и экспериментальной реализации новых спектроскопических методик анализа вещества, более глубокого понимания природных процессов. Предложенные оптические методы управления обеспечивают рекордно быстрые скорости переключения информационных каналов.

СКЕЙЛИНГОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФЛУКТУАЦИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Аспирант *Таначев И.А.*, профессор *Короленко П.В.*,
студент *Мишин А.Ю.*, студентка *Родионова С.С.*

Теоретически и экспериментально исследуется скейлинг во флюктуационной структуре когерентных световых волн.

В качестве первой задачи рассмотрена дифракция волны на фрактальном случайному экране. Эта задача решается в контексте хорошо освещенной в литературе классической проблемы о прохождении излучения через случайный экран [1], однако, в отличие от публикаций по этой проблеме, в которых, как правило определяются традиционные статистические характеристики флюктуаций светового поля, в данной работе основное внимание уделено скейлинговым свойствам излучения.

Скейлинг во флюктуациях излучения, прошедшего экран, определяется с помощью метода, основанного на изучении поведения обобщенной структурной функции $S_{n,q}$. [2]

$$S_{n,q} = E \left[|X_{k+n} - X_k|^q \right] = \frac{1}{K-n} \sum_{k=1}^{K-n} |X_{k+n} - X_k|^q. \quad (1)$$

Здесь X – исследуемая физическая величина, k – номер значащей точки в рассматриваемой области изменения пространственных координат или времени, K – количество значащих точек, $0 < n < K$, показатель степени q может принимать любые положительные значения. Если график структурной функции, построенный в двойном логарифмическом масштабе, при $q=1$ в определенной области n близок к прямой линии, то можно говорить о наличии в сигнале фрактальных свойств. По углу наклона прямой можно оценить параметр Херста H , связанный с фрактальной размерностью соотношением $D=2-H$. Исследуя поведение структурной функции при других значениях q , можно определить спектр сингулярностей сигнала, а также набор размерностей Ренъи, включая корреляционную размерность D_c . Если спектр сингулярностей имеет дельтаобразный вид, то сигнал является монофрактальным, достаточно широкий спектр сингулярностей характеризует мультифрактальный сигнал.

Расчет амплитудно-фазового профиля дифрагировавшей волны осуществлялся как для фазовых, так и для амплитудных экранов. Выполненные расчеты показывают, что независимо от типа экрана при дифракции волны параметр Херста претерпевает лишь слабые изменения. При этом независимо от типа экрана параметры Херста для интенсивности и фазы с хорошим приближением совпадают. Если случайный экран монофрактален, то монофрактальными оказываются характеристики распределения амплиту-

ды и фазы на различных расстояниях от экрана. В случае мультифрактального экрана в процессе распространения волны ширина спектров сингулярностей амплитуды и фазы может изменяться в широких пределах.

Сказанное иллюстрирует рис.1, где в качестве примера приведены изменения скейлинговых характеристик излучения при дифракции волны на амплитудном монофрактальном экране. Отдельные реализации случайного экрана моделировались с помощью функции Вейерштрасса с фрактальной размерностью $D=1.3$. Ось z характеризующая расстояние от экрана до плоскости наблюдения, нормирована на расстояние воспроизведимости поля, описываемого низшей гармоникой функции Вейерштрасса. Среднеквадратичные отклонения приведенных на графиках параметров Херста и корреляционной размерности D_c , полученные путем усреднения по реализациям для каждого значения z не превышали 0.008. Среднеквадратичные же отклонения указанных параметров, характеризующие их изменение вдоль оси z составляли для параметра H величину 0.035, а для корреляционной размерности – 0.068.

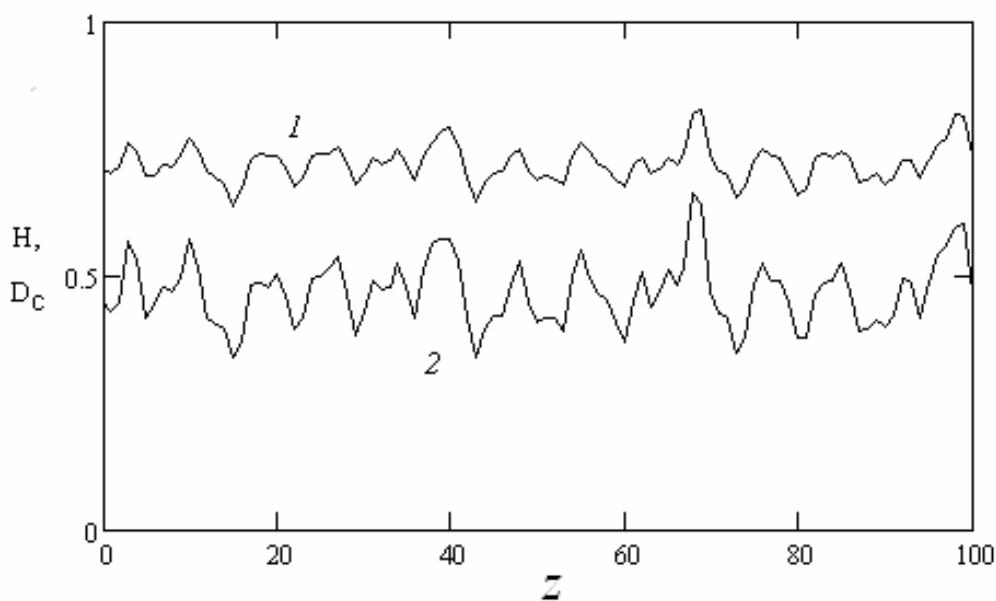


Рис.1. Изменения параметра Херста H (1) и корреляционной размерности D_c (2) при распространении излучения, прошедшего фрактальный экран

Вторая задача, решаемая в данной работе, относится к изучению фрактальных свойств излучения, прошедшего случайную неоднородную турбулентную среду. Наиболее подробно рассматриваются фрактальные характеристики флуктуаций центра тяжести светового пучка. Регистрация флуктуаций центра тяжести осуществлялась путем обработки видеоизображений лазерного пучка с длиной волны $\lambda=0.532\text{мкм}$, многократно проходящего через специально изготовленную кювету, в которой формировалась турбулентная среда путем перемешивания холодного и горячего воз-

духа. В ходе экспериментов было установлено, что в тех случаях, когда размеры пучка оказывались меньше размеров характерных турбулентных неоднородностей, случайное смещения пучка приобретали фрактальные признаки. На рис.2 приведен график структурной функции для коллимированного пучка с диаметром 5мм. Из графика видно, что область скейлинга, в которой устойчиво проявляется тенденция к росту структурной функции, составляет величину порядка 32 значащих точек. Эта величина примерно в три раза превосходит размер зоны корреляции флюктуаций. Измерения показали, что при определенном числе проходов через кювету и фиксированных значениях термических и газодинамических параметров турбулентной среды параметр Херста характеризуется высокой степенью устойчивости.

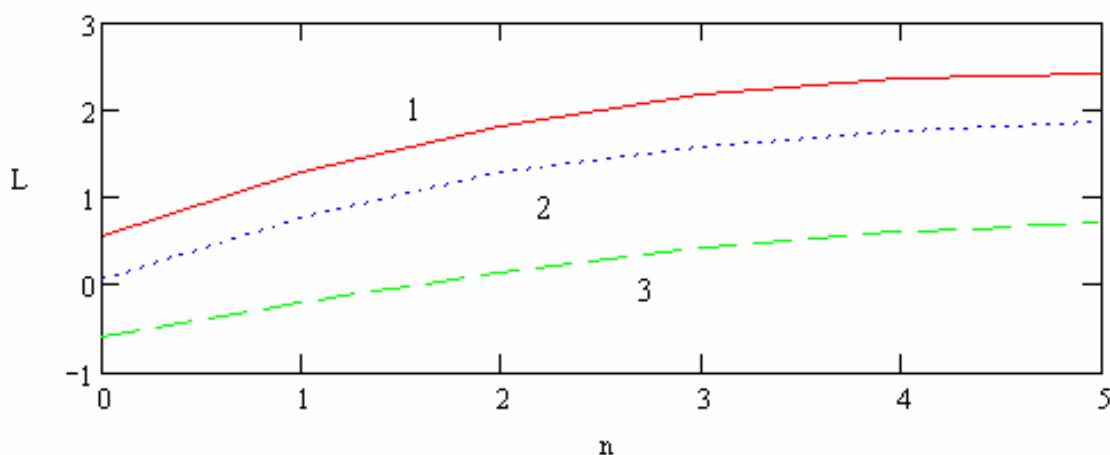


Рис.2. Графики структурных функций флюктуаций центра тяжести лазерного пучка для 8(1), 6(2) и 4(3) проходов по кювете.

Параллельно с проведением экспериментов было осуществлено численное моделирование эффектов дрожания пучка на основе метода случайных экранов. Результаты моделирования оказались в согласии с данными эксперимента.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 050208244, офи-а), а также Совета по грантам Президента РФ (грант МК-2496.2005.2).

Литература

1. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. – Часть 2. М.: Наука 1978, 464 с.
2. П.В. Короленко, М.С. Маганова, А.В. Меснянкин. Новационные методы анализа стохастических процессов и структур в оптике. Фрактальные и мультифрактальные методы, вейвлет-преобразования. Учебное пособие. – М.: Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 2004, 82 с.

ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА СЦИНТИЛЛЯТОРОВ
ДЛЯ МЕДИЦИНСКИХ ПРИМЕНЕНИЙ НА ОСНОВЕ
КРИСТАЛЛОВ LuAP, АКТИВИРОВАННЫХ ЦЕРИЕМ

Ст. науч. сотр. Каменских И.А.

В работе исследованы оптические и люминесцентные свойства кристаллов $\text{LuAlO}_3\text{-Ce}$ (LuAP-Ce) и $\text{Lu}_x\text{Y}_{1-x}\text{AlO}_3\text{-Ce}$ (LuYAP:Ce), предназначенных для использования в детекторах позитрон-эмиссионных томографов. Данные соединения являлись предметом многочисленных исследований, в которых были изучены: роль ловушек в формировании кинетики свечения [1-3], влияние различных условий роста на оптические свойства [4,5], механизмы переноса энергии от матрицы к ионам активатора [6-8]. Тем не менее, факторы, ограничивающие выход этих хороших сцинтилляторов, до сих пор окончательно не выявлены. Целью настоящей работы была попытка выяснить природу этих ограничений, используя методы вакуумной ультрафиолетовой (ВУФ) спектроскопии с использованием синхротронного излучения.

Представленные результаты были получены на кристаллах LuAP и LuYAP, выращенных методом Бриджмена в лаборатории роста кристаллов Института физических исследований, Аштарак, Армения (в тексте обозначены как «А»), и методом Чохральского в Photonic Materials Ltd., Bellshill, Великобритания («ФМ») и на Богородицком техническом заводе, Московская область, РФ («Б»). Исследованные активированные кристаллы предназначены для использования в фосвич-детекторе прототипа позитрон-эмиссионного томографа для исследования малых животных, они представляли собой реальные полированные пиксели размером $0,2*0,2*0,8 \text{ см}^3$ или $0,2*0,2*1,0 \text{ см}^3$. Для выявления влияния поверхностной обработки и отделения поверхностных эффектов от объемных для некоторых измерений в ВУФ области измерения проводились от поверхности скола. Измерения спектров возбуждения люминесценции и спектров отражения в области энергий от 3,7 до 20 эВ, спектров люминесценции в области от 200 до 1000 нм, наносекундной кинетики при температурах от 7 до 300 К и термостимулированной люминесценции проводились на установке SUPERLUMI [10] лаборатории HASYLAB, немецкого центра синхротронного излучения DESY, г. Гамбург. Аналогичные измерения в области энергий возбуждающих фотонов от 50 до 600 эВ выполнялись на станции BW3 того же источника [11].

На рис. 1 представлены типичные спектры квантового выхода цериевой люминесценции, полученные для кристаллов от разных производителей: в верхней части (а) спектры LuAP:Ce, внизу (б) спектры LuYAP:Ce. Область от 3 до 6 эВ во всех случаях представлена хорошо известными переходами

$4f \rightarrow 5d$ в ионе Ce^{3+} . В этой спектральной области особенности спектров кристаллов, полученных различными способами, похожи. Систематические различия между спектрами кристаллов, выращенных по методу Бриджмена и Чохральского, начинаются выше 6 эВ. В работе эти различия проанализированы, показано, что наиболее явно они проявляются в области хвоста урбаховского поглощения и экситонной области. Рассмотрено также влияние чистоты исходных материалов на свойства кристаллов LuAP. Показано, что определенные примеси могут играть положительную роль, способствуя передаче энергии ионам церия.

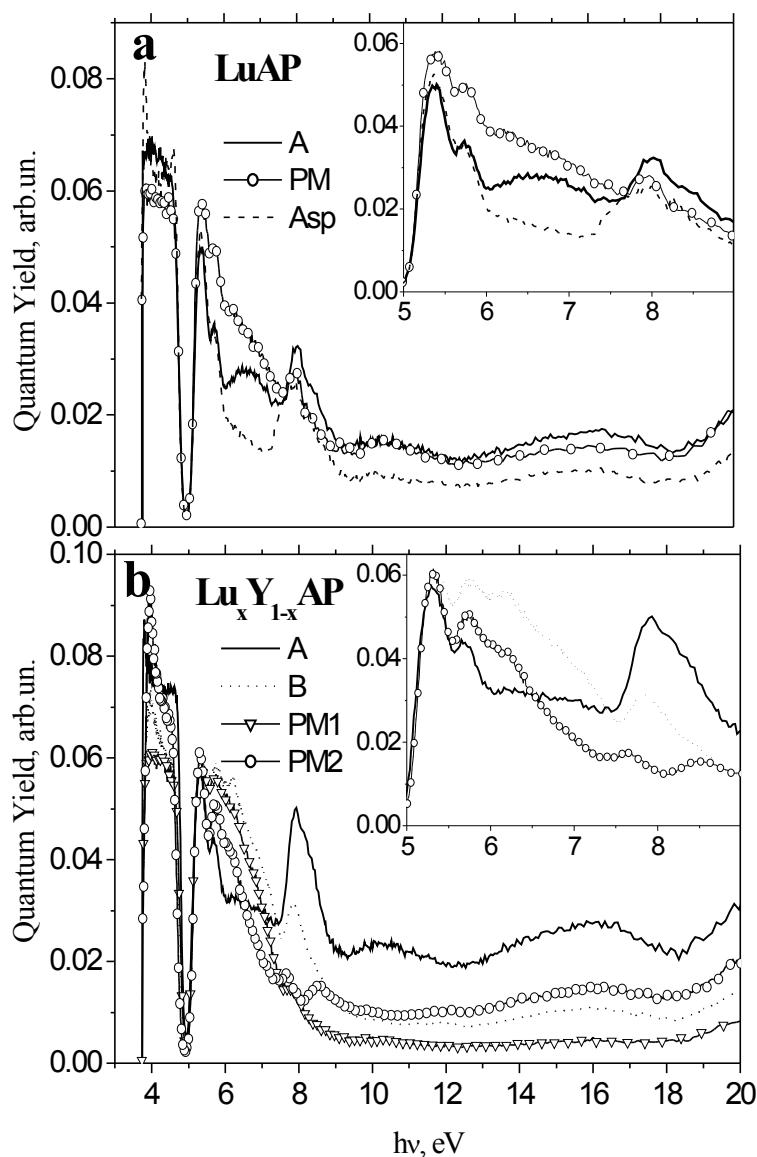


Рис. 1. Спектры возбуждения люминесценции Ce^{3+} (380 нм) при комнатной температуре: **a** — LuAP-Ce (Asp — кристалл, выращенный с использованием 99.999% Lu_2O_3); **b** — $\text{LuY}_{1-x}\text{AP}$

Для идентификации особенностей на краю фундаментального поглощения матрицы исследованы люминесцентные свойства неактивированного LuAP. Было подтверждено наличие коротковолновой полосы люминесценции с максимумом на ~220 нм, впервые наблюдавшейся на активированных кристаллах [9]. Сравнение со спектрами отражения, температурное поведение и кинетика позволили идентифицировать эту полосу как свечение автолокализованного экситона. В более ранних работах с автолокализованным экситоном связывали полосу с максимумом ~ 300 нм. Было показано, что данная

длинноволновая собственная люминесценция является неэлементарной, представляет собой суперпозицию, по крайней мере, трех различных полос, которые связаны с различными структурными дефектами. Обсуждаются причины низкой интенсивности собственной люминесценции по сравнению с другими аналогичными соединениями.

То, что последовательный захват носителей заряда ионами церия в LuAP:Ce и LuYAP:Ce не является единственным механизмом переноса энергии от матрицы к центрам Ce³⁺, обсуждалось и ранее [6, 8]. Впервые подробно роль собственной люминесценции в этом процессе была описана в [9] , однако результаты были получены на активированных кристаллах. В данной работе сравнение собственной люминесценции неактивированных кристаллов LuAP с кристаллами, активированными церием, позволили убедительно показать, что при высокоэнергетическом возбуждении LuAP-Ce и LuYAP:Ce собственная люминесценция играет существенную роль в переносе энергии от матрицы к ионам активатора. Кроме того, в работе обсуждается роль дефектов и неконтролируемых примесей. Определены энергии активации основных дефектов, обуславливающих медленную компоненту кинетики люминесценции церия, рассмотрены процессы дефектообразования и заполнения ловушек в области края фундаментального поглощения. Рассмотрены источники основных неконтролируемых примесей, составляющих конкуренцию главному сцинтилляционному каналу.

Литература

1. R.H. Bartram, D.S. Hamilton, L.A. Kappers, A. Lempicki, J. Lumin. 75 (1997) 183.
2. A. Lempicki, J. Glodo, Nucl. Instr. and Meth. A 416 (1998) 333.
3. A. Krasnikov et al., Nucl. Instr. and Meth. A 537 (2005) 130.
4. A.G.Petrosyan, J.Crystal Growth 139 (1994) 372.
5. A.G.Petrosyan et al., Optical Materials 24 (2003) 259.
6. D. Wisniewski, A.J, Wojtocicz and A. Lempicki, J. Lumin. 72-74 (1997) 789.
7. C. Dijardin et al., J. Phys.: Condens. Matter 9 (1997) 5229.
8. P. Lecoq and M. Korzhik, IEEE Trans. Nucl.Science 49 (2002) 1651.
9. I.A. Kamenskikh et al., Proc. 2004 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, Oct. 16-22, 2004, Rome, on CD-ROM, IEEE cat. No 04CH37604C.
10. G. Zimmerer, Nucl. Instrum. Methods, vol. A308, pp. 178-186, 1991.
11. M. Kirm; , S. Vielhauer, G. Zimmerer, A. Lushchik, Ch. Lushchik, Surface Review and Letters. 9 (2002) 1363.

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ С ПЕРЕНОСОМ ЗАРЯДА ИТТЕРБИЙ-СОДЕРЖАЩИХ СЛОЖНЫХ ОКСИДОВ

Мл. науч. сотр. Герасимова Н.В.

Процесс люминесценции с переносом заряда (ЛПЗ) представляет фундаментальный интерес как новый малоизученный вид люминесценции редкоземельных систем. Если 4f-4f и 5d-4f люминесценция редкоземельных ионов активно исследуется на протяжении последних нескольких десятилетий, то люминесценции с переносом заряда, которая может быть описана как переход электрона от лигандов на центральный атом, до 2000 года было посвящено лишь три работы. Первое сообщение о ЛПЗ, наблюдавшейся в фосфатах и оксисульфидах, легированных ионами иттербия, представлено в работе [1]. Интерес к ЛПЗ иттербий содержащих соединений возобновился после того, как в работе [2] было показано, что реакции взаимодействия нейтрино с ионами иттербия позволяют создать основу для спектроскопии нейтрино реального времени при условии, что будут найдены быстрые сцинтилляторы с высоким содержанием иттербия и высоким световым выходом. В 2000 году было начато систематическое исследование процесса люминесценции с переносом заряда ионов Yb^{3+} в различных матрицах. В дальнейшем было показано, что системы, в которых наблюдается ЛПЗ, могут представлять интерес для всех областей науки и техники, использующих быстрые сцинтилляторы (медицина, ядерная физика, и т.д.) [3]. Целью настоящей работы явилось исследование конкурирующих каналов релаксации энергии возбуждения в иттербий содержащих сложных оксидах.

Спектр люминесценции кристалла YAG-Yb представлен на рис. 1а. Две широкие полосы в УФ и видимом диапазоне спектра соответствуют люминесценции с переносом заряда, которые схематически представлены на диаграмме конфигурационных координат как переходы с состояния с переносом заряда на два 4f уровня ионов Yb^{3+} : $^2\text{F}_{5/2}$ и $^2\text{F}_{7/2}$ (рис. 1б). Кроме того, в ИК области спектра наблюдаются узкие линии, соответствующие переходами между штарковскими подуровнями $^2\text{F}_{5/2}$ и $^2\text{F}_{7/2}$ уровней (f-f люминесценция). Исследование спектров возбуждения ЛПЗ и f-f люминесценции ионов Yb^{3+} в гранатах, перовскитах и полуторных оксидах показало, что в данных кристаллах при возбуждении в состояние с переносом заряда заселение $^2\text{F}_{5/2}$ уровня происходит посредством релаксации состояния с переносом заряда, тогда как при более высокоэнергетическом возбуждении существуют дополнительные каналы заселения $^2\text{F}_{5/2}$ уровня, т.е. f-f люминесценция ионов Yb^{3+} является конкурирующим процессом по отношению к ЛПЗ. Исследование неактивированных кристаллов показало, что

другим конкурирующим каналом релаксации энергии возбуждения в сложных оксидах является собственная люминесценция матриц.

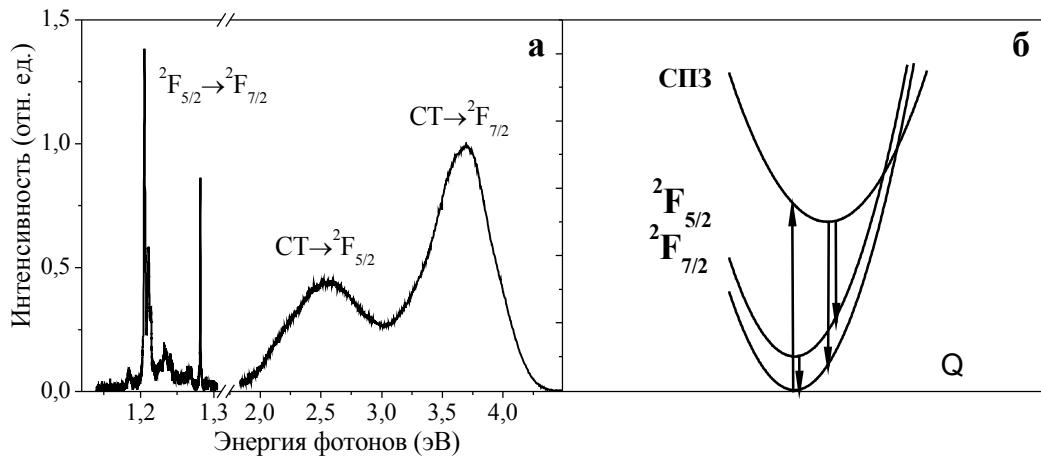


Рис.1. Спектр люминесценции кристаллов YAG-Yb (27%) при возбуждении в полосу поглощения с переносом заряда (а) и диаграмма конфигурационных координат для состояний ионов Yb^{3+} в сложных оксидах (б); СПЗ – состояние с переносом заряда

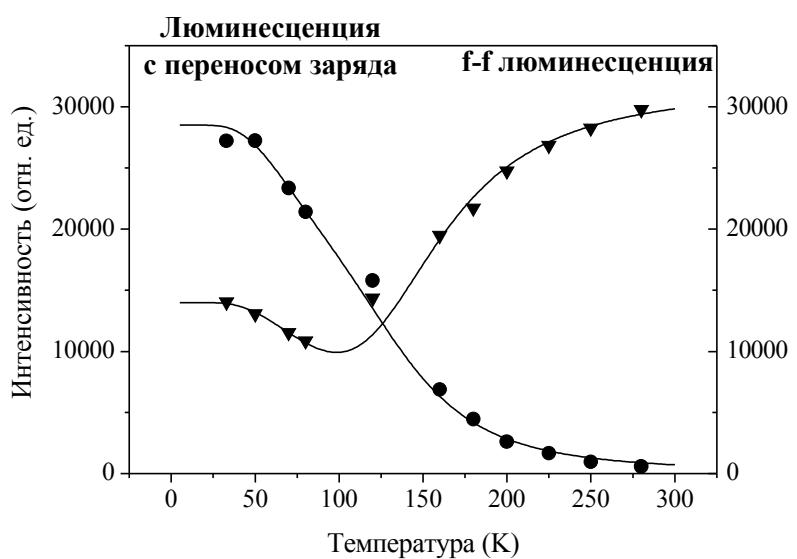


Рис.2. Температурные зависимости люминесценции с переносом заряда и f-f люминесценции кристаллов YAG-Yb (27%) при возбуждении в полосу поглощения с переносом заряда, точки – экспериментальные данные, полученные при интегрировании соответствующих спектров, сплошные линии – кривые, полученные при аппроксимации

Показано, что температура тушения (падение интенсивности в 2 раза) ЛПЗ в гранатах, перовскитах и полуторных оксидах составляет 130–150 К. С целью исследовать причину температурного тушения были ис-

следованы температурные зависимости как ЛПЗ, так и f-f люминесценции ионов Yb^{3+} при возбуждении в состояние с переносом заряда, и проведена аппроксимация данных зависимостей (рис. 2). Показано, что при температурах выше 90 К процессом, приводящим к тушению ЛПЗ, является безызлучательная релаксация энергии возбуждения на $^2\text{F}_{5/2}$ уровень ионов Yb^{3+} .

Литература

1. E. Nakazawa, Chem. Phys. Lett. 56 (1978) 161.
2. R.S. Raghavan, Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 3618
3. N. Guerassimova, et al., Nucl. Instrum. and Meth. A486 (2002) 278.

МЕХАНИЗМЫ АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В БЫСТРОПРОТОЧНЫХ ЛАЗЕРАХ

Доцент *Федосеев А.И.*

1. Введение. Молекулярные газовые лазеры с поперечным протоком рабочего вещества с успехом используются в технологии обработки материалов. В таких лазерах часто применяется неустойчивый резонатор (НР), который обеспечивает эффективный энергосъем с большого объема активной среды при достаточно малой расходности излучения. Известными факторами, приводящими к нестабильностям излучения, являются флюктуации плотности и показателя преломления газа в турбулентном потоке активной среды, а также плазменные колебания в разряде. Вместе с тем в НР могут обнаруживаться колебания мощности излучения иной физической природы, которые связаны с динамической неустойчивостью стационарной генерации и спонтанным возникновением автопульсаций [1]. Такого рода «светодинамические явления» представляют большой интерес как с точки зрения их влияния на работу лазера, так и с точки зрения возможного использования этих явлений для управления временными характеристиками генерации [2].

Динамическую неустойчивость нельзя предотвратить путем стабилизации внешних параметров лазерной системы (силы тока разряда, давления газа, длины резонатора и т.п.), так как она является внутренним свойством самой системы и связана с неустойчивостью решений уравнений, описывающих данную систему [1, 3]. Условия раскачки колебаний в НР рассматривались в ряде работ [3-6], где указывалось на стабилизирующую роль внутренней накачки и энергообмена между компонентами рабочей смеси. Путем упрощения расчетной модели были получены аналитические соот-

ношения [6], из которых следовало, что неустойчивость может возникать в неоднородном поле, когда интенсивность стационарного поля на входе потока в резонатор $W_s(1)$ превышает интенсивность на оптической оси $W_s(0)$. В отмеченных работах рассматривались лишь пролетные автоколебания на частоте $\Omega_f = 2\pi/\tau_f$ или её гармониках $\Omega_m = m\Omega_f$ (τ_f — время пролёта среды через резонатор). Однако, как показано ниже, возможны и колебания с более высокой основной частотой $\Omega'_f > \Omega_f$, соответствующей времени пролёта через отдельную зону пространственно-неоднородной системы. Эти последние автоколебания могут быть названы «внутренними пролётными». Из рассмотрения выпал также целый класс автоколебательных возмущений, связанных с развитием в НР релаксационных колебаний (РК). Их частота определяется временем затухания поля в резонаторе τ_c и скоростью образования инверсии на оси НР и не связана непосредственно с временами пролёта.

В настоящей работе в качестве основного подхода к изучению механизмов неустойчивости в БПЛ используется исследование свойств мод возмущений. Показано, что механизм неустойчивости тесно связан со структурой мод, а на характеристики автоколебаний сильно влияет взаимодействие мод различных типов. Рассмотрен вопрос о свойствах мод возмущений в оптической системе генератор-усилитель. При анализе автоколебательной неустойчивости в двухкомпонентной среде использована более полная кинетическая модель среды, приближенная к условиям $CO_2 - N_2$ лазера.

2. Расчетная модель и основные уравнения. Использована одномерная модель НР с цилиндрическими зеркалами (рис. 1). Предполагалось, что диссипативные потери в резонаторе отсутствуют, а потери на увеличение $\theta = \ln M / 2L$ равномерно распределены по длине резонатора L (M — коэффициент увеличения на двойной проход). Исходная система уравнений для коэффициента усиления среды $G(x,t)$ и интенсивности поля в резонаторе $W(x,t)$ в нормированных величинах имела вид

$$\frac{\partial G}{\partial t} - \frac{\partial G}{\partial x} = -\left(W + \tau_r^{-1}\right)G + q, \quad (1)$$

$$\tau_c \frac{\partial W}{\partial t} + x \frac{\partial W}{\partial x} = (G - 1)W. \quad (2)$$

Здесь τ_r — нормированное на τ_f время релаксации инверсии среды, $q = \sigma S \tau_f / \theta$ — нормированная накачки (S — скорость накачки), $\tau_c = 2L / (c \tau_f \ln M)$ — нормированное время затухания поля в НР. Стационарные решения системы (1)-(2) дают распределения $G_s(x)$ и $W_s(x)$ в непрерывном режиме генерации.

Рассматривались малые относительные возмущения $\tilde{g} = \delta g(x, t) / G_s(x)$, $\tilde{w} = \delta w(x, t) / W_s(x)$ и полагалось $\tilde{g}(x, t) = \bar{g}(x) \exp(\bar{\Gamma} t)$, $\tilde{w}(x, t) = \bar{w} \exp(\bar{\Gamma} t)$. Уравнения для комплексных амплитуд $\bar{g}(x)$ и $\bar{w}(x)$ мод возмущений с комплексным инкрементом $\bar{\Gamma}$ (чертой сверху здесь и далее обозначаются комплексные величины), имели вид:

$$\frac{d\bar{g}}{dx} = (\bar{\Gamma} + q/G_s) \bar{g} + W_s \bar{w}, \quad (3)$$

$$x \frac{d\bar{w}}{dx} = G_s \bar{g} - \bar{\Gamma} \tau_c \bar{w}. \quad (4)$$

Границочное условие на входе потока в резонатор ($x=1$): $\bar{g}(1)=0$. На оптической оси НР ($x=0$), как следует из (4), $\bar{g}(0)/\bar{w}(0) = \bar{\Gamma} \tau_c$. Система уравнений (3)-(4) с граничными условиями представляет собой краевую задачу для нахождения собственных функций (мод) $\bar{g}(x)$, $\bar{w}(x)$ и собственных значений $\bar{\Gamma}$.

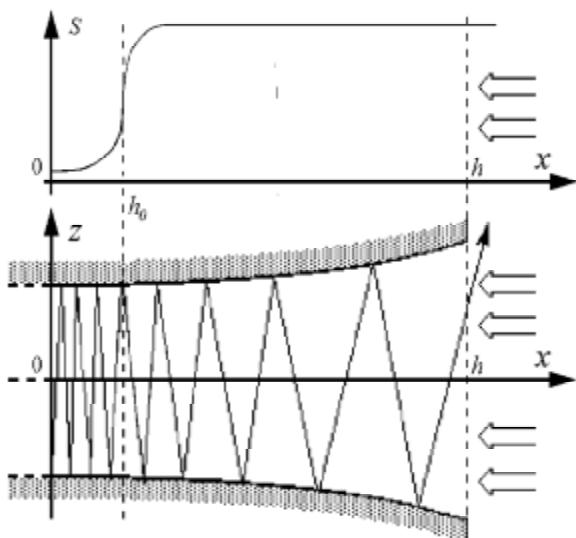


Рис.1. Схема неустойчивого резонатора с неоднородной накачкой активной среды. Вверху показан профиль накачки ($x=h_0$ — граница зоны неоднородности, внутри которой имеет место спад

спадающий к оси НР профиль накачки (см. рис. 1) задавался выражением $q(x) = q_m [1 - p \cdot \exp(-x^n / h_0^n)]$, где h_0 — ширина зоны неоднородности накачки ($h_0 \ll h$), q_m — параметр накачки, p — глубина провала профиля накачки на оси НР. Показатель n характеризует крутизну профиля. Соотношение параметра накачки q_m и времени релаксации τ_r , как правило, соответствовало приблизительно четырехкратному превышению порога генерации $q_m \tau_r \approx 4$.

Простейший анализ уравнений (3)-(4) показывает, что неустойчивость может возникать только при движении активной среды через

пространственно-неоднородную лазерную систему. В неподвижной среде возмущения коэффициента усиления всегда затухают с инкрементом $\Gamma = -q(0)/2$. Можно показать, что для однородных профилей q , W_s и $G_s = 1$ возмущения в движущейся среде также затухают.

3. Аналитическая модель для слабонеоднородной системы. Если пространственные распределения $G_s(x)$ и $W_s(x)$ медленно меняются на длине пространственного периода автоколебаний $\Lambda \approx 2\pi/\Omega$, может быть получена аналитическая аппроксимация численных решений для мод возмущений. Это условие практически всегда выполняется для релаксационных колебаний с $\Omega \sim 10^2$ и для пролетных мод высокого порядка $m > 5$.

В условиях приближения слабой неоднородности (ПСН) приближенное решение уравнения (3) может быть записано в виде:

$$\bar{g}(x) = \bar{g}_e(x) + \bar{g}_u(x) = -\frac{W_s(x) \cdot \bar{w}(x)}{\bar{\Gamma} + \chi(x)} + \frac{W_s(1) \cdot \bar{w}(1)}{\bar{\Gamma} + \chi(1)} \exp \left[-\int_x^1 (\bar{\Gamma} + \frac{q}{G_s}) dx \right], \quad (5)$$

где $\chi(x) = q/G_s - (1/W_s) \cdot (dW_s/dx)$. Анализ решений уравнений (3)-(4) показывает, что в типичных случаях $w(x)$ и $\Phi_w(x)$ мало изменяются по всей апертуре резонатора и с хорошим приближением ее можно считать их не зависящими от x . Такие особенности поведения амплитуды и фазы возмущения поля позволяют в модели ПСН решать краевую задачу для мод возмущений усиления $\bar{g}(x)$ в заданном поле $\bar{w} = w \exp(i\Phi_w)$.

4. Релаксационные автоколебания. Релаксационные автоколебания (РК) могут возбуждаться в БПЛ с достаточно высокими скоростями накачки и релаксации. На рис.2 показана типичная пространственная структура релаксационной моды. Здесь $g = |\bar{g}|$, $w = |\bar{w}|$. Возникающая на резком градиенте поля краевая модуляция усиления быстро затухает и не достигает оптической оси резонатора. Условие затухания осцилляций усиления, со-

гласно (5), $\int_0^1 (\Gamma + q/G_s) dx \gg 1$ в данном случае выполняется с большим

запасом, поэтому в приосевой области, где формируется излучение, можно положить $\bar{g}(x) = \bar{g}_e(x)$. С учетом граничного условия на оси резонатора и полагая, вследствие малости τ_c , $\Omega_R = \text{Im}\bar{\Gamma} \approx \Omega_0 = \sqrt{W_s(0)/\tau_c}$, из (5) можно получить для инкремента РК

$$\Gamma_R = \text{Re}\bar{\Gamma} = -\chi(0)/2 = [1/2W_s(0)] \cdot (dW_s/dx)_{x=0} - q(0)/2. \quad (6)$$

Таким образом, релаксационная неустойчивость возникает только при наличии достаточных градиентов стационарного поля и усиления на оси НР, при выполнении условия $[1/W_s(0)] \cdot [dW_s/dx]_{x=0} > q(0)$ или $(dG_s/dx)_{x=0} > q(0)$. Эти условия могут выполняться в НР с неоднородной накачкой, скорость которой спадает к оси резонатора. Спад к оси НР распределений $W_s(x)$ и $G_s(x)$ является характерным признаком практически всех лазеров с поперечным протоком газа. Если накачка на оси резонатора

отсутствует или производится за пределами резонатора, то согласно (6), в резонаторе всегда будет $\Gamma_R > 0$. Такой вывод является следствием применения в расчетах упрощенной модели активной среды, в которой не рассматриваются процессы обмена энергией между уровнями и между компонентами рабочей смеси. В реальных лазерах (БПЛ на смеси CO_2-N_2) эти процессы создают подкачку рабочего перехода на оси НР.

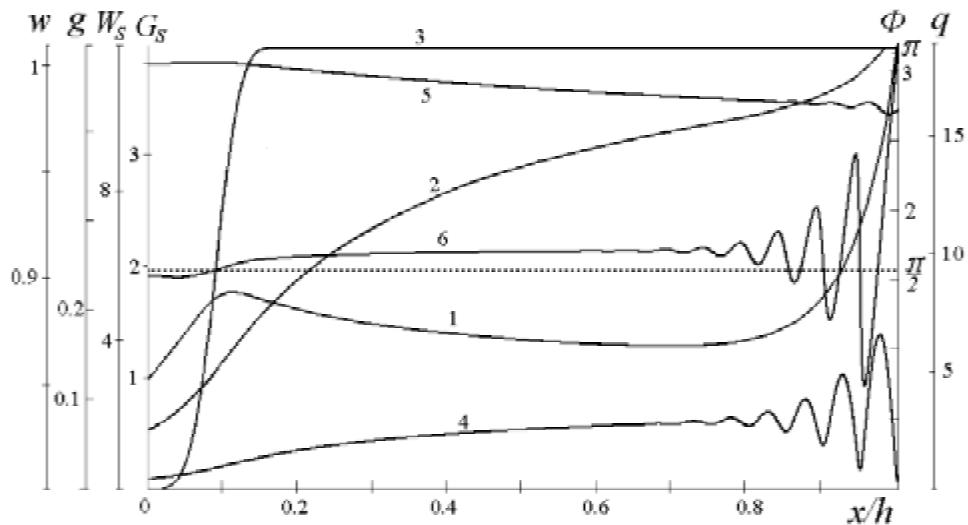


Рис.2. Структура релаксационной моды ($\Omega_R = 125.89$, $\Gamma_R = 3.23$). Даны стационарные профили усиления G_s (1), интенсивности W_s (2) и накачки q (3); амплитуда колебаний усиления g (4) и интенсивности w (5), разность фаз Φ (6). Условия расчета: $\tau_r = 0.2$, $q_m = 19$, $\tau_c = 10^{-4}$

При движении активной среды через область поля с убывающей интенсивностью возникает задержка фазы колебаний усиления по отношению к колебаниям поля. Спад скорости накачки в зоне неоднородности, со своей стороны, также приводит к аналогичному сдвигу фаз. Под действием обоих этих факторов происходит уменьшение разности фаз $\Phi = \Phi_g - \Phi_w$, в результате чего разность фаз на оси НР может оказаться благоприятной для раскачки автоколебаний. Таков основной механизм раскачки РК. Неустойчивость возникает при разности фаз $\Phi(0) < \pi/2$. Сдвиг фазы на спаде поля в зоне неоднородности, в результате которого кривая $\Phi(x)$ оказывается ниже уровня $\Phi = \pi/2$, является основным отличием моды с положительным инкрементом.

Механизм обратной связи для РК является нерезонансным. Частота $\Omega_R \approx \Omega_0$ определяется параметрами стационарной генерации на оси НР и

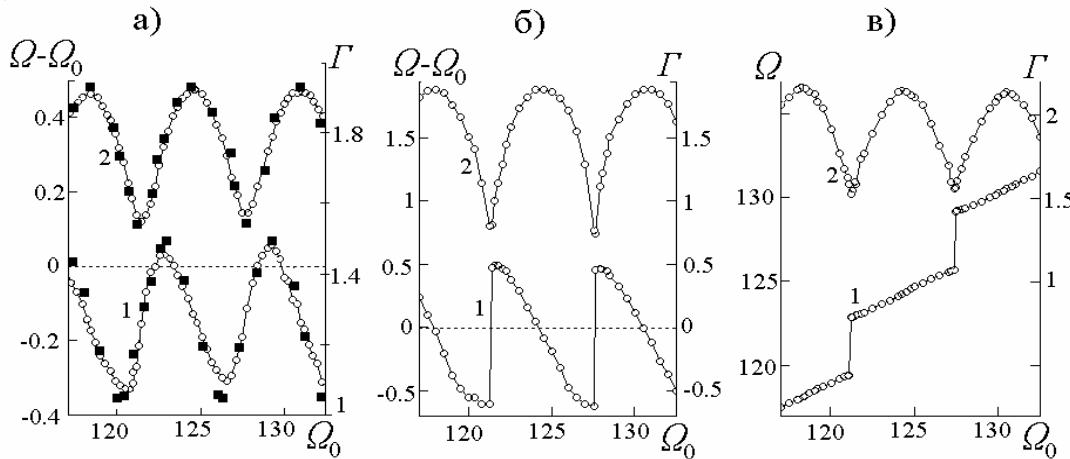


Рис.3. Влияние пролетных резонансов на частоту Ω (1) и инкремент Γ (2) релаксационной моды: а) $\tau_r=0.5$, $q_m=8$, расчет по (6) – ■.; б) $\tau_r=0.65$, $q_m=6.15$; в) $\tau_r=1$, $q_m=4$.

может плавно перестраиваться. При снижении уровня накачки, когда пространственные осцилляции усиления достигают оси НР, на характеристиках РК проявляется взаимодействие с пролетными колебаниями (ПК). На рис.3 приведены значения Ω и Γ в зависимости от частоты Ω_0 . Интервал между соседними пролетными резонансами близок к 2π . Максимальные значения инкремента Γ достигаются на частотах $\Omega=\Omega_R \approx \Omega_0$. При этом происходит совпадение релаксационной частоты с частотой одного из пролетных резонансов Ω_m , смещенной вследствие эффекта затягивания. В этом случае для автоколебаний реализуется «двойной резонанс» $\Omega=\Omega_R=\Omega_m$. При относительно высокой скорости накачки (рис.3а) влияние пролетных резонансов еще достаточно мало. Изменения инкремента лежат в пределах $\pm 10\%$. При дальнейшем снижении накачки влияние пролетных резонансов усиливается. Наблюдаются перескоки частоты (рис.3б) и захват частоты пролетными резонансами (рис.3в). В последнем случае частоты Ω оказываются локализованными в достаточно узких интервалах вблизи Ω_m . В условиях сильного взаимодействия автоколебаний их разделение на релаксационные и пролетные теряет смысл. Поэтому такого рода колебания можно назвать «смешанными».

5. Краевые пролётные автоколебания. Резонансные свойства обратной связи, поддерживающей ПК, обусловлены периодической пространственной модуляцией коэффициента усиления среды, возникновение которой связано с наличием скачка поля на крае зеркала на входе потока в резонатор. Данные автоколебания могут быть названы «краевыми» пролетными колебаниями. Такая обратная связь может быть эффективной

только в среде с медленной релаксацией ($\tau_r \leq \tau_f$) и невысоким уровнем накачки ($q_m < 1$), когда краевая модуляция распространяется на всю апертуру, включая приосевую область. Характерными чертами структуры пролетных мод (ПМ) являются ее квазипериодичность, пилообразное распределение фазы Φ и наличие узловых точек, в которых $g \approx 0$ (рис.4). В этих точках приблизительно воспроизводится начальное невозмущенное состояние среды на входе в резонатор. На рис.5 показана пространственно-

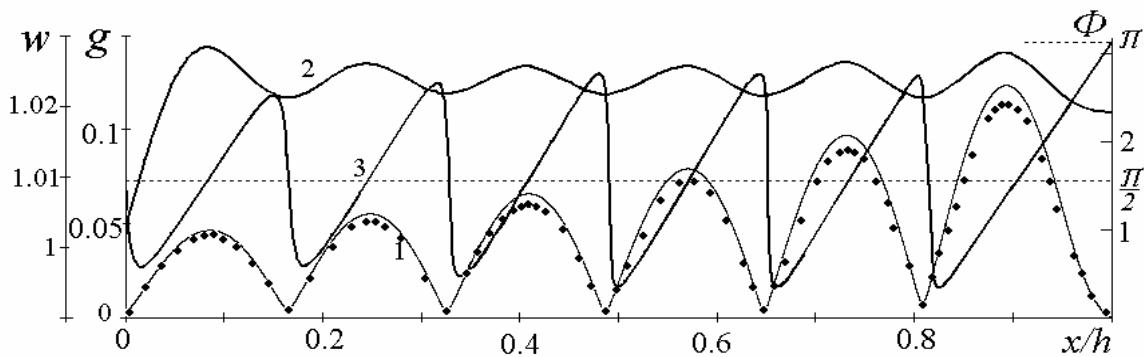


Рис.4. Структура 6-й краевой пролетной моды ($\Omega_m = 37.68$, $\Gamma_m = 0.86$): амплитуды усиления g (1) и интенсивности w (2), разность фаз Φ (3). Условия расчета: $\tau_r = 5$, $q_m = 0.8$, $\tau_c = 10^{-4}$; • – аналитический расчет.

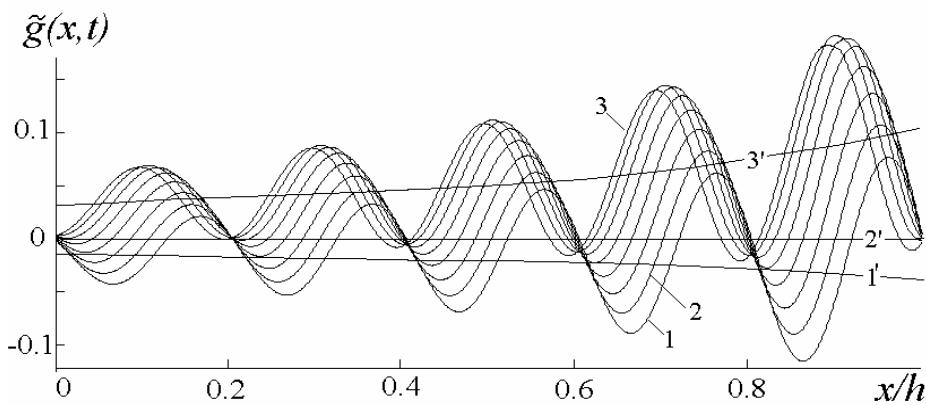


Рис.5 Волна возмущения усиления (5-я краевая пролетная мода, $\Omega_m = 31.86$, $\Gamma_m = 0.82$). Профили усиления даны в разные моменты времени с интервалом $0.01\tau_f$ (кривая 1 соответствует начальному моменту времени), 1', 2', 3' – квазиоднородные «подставки», соответствующие кривым 1, 2 и 3

временная структура возмущения усиления $\tilde{g}(x,t) = \operatorname{Re}[\bar{g}(x)\exp(\bar{\Gamma}t)]$ пролетной моды с $t=5$. Возмущение $\tilde{g}(x,t)$ может быть представлено как сумма затухающей бегущей волны, распространяющейся к оси НР, и колеблющейся во времени квазиоднородной «подставки». В выражении (5)

этим составляющим соответствуют члены $\bar{g}_u(x)$ и $\bar{g}_e(x)$. Такой своеоб-

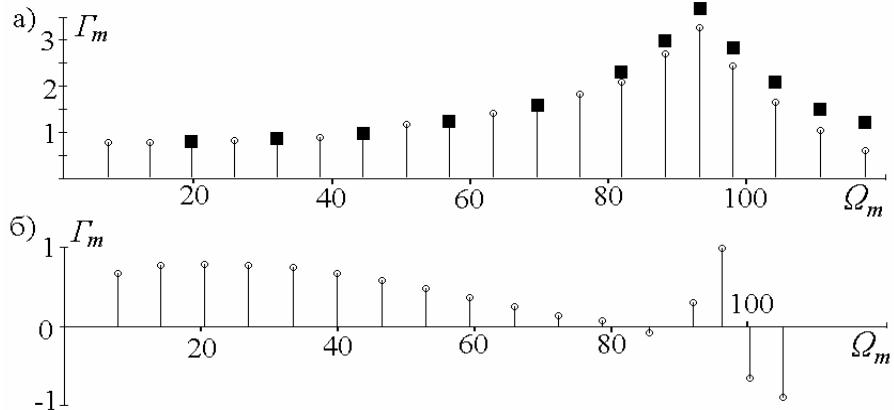


Рис.6. Спектр частот Ω_m и инкременты Γ_m краевых пролетных мод; $\tau_r=5$, $q_m=0.8$, $\tau_c=10^4$; $\Omega_0=94$; а) с резким краем зеркала; б) со сглаженным краем. Аналитический расчет по формуле. 9—■.

разный тип волнового движения характеризуется наличием стационарных узлов, интервал между которыми, в отличие от обычной стоячей волны, равен пространственному периоду бегущей волны $\Lambda_m \approx 2\pi/\Omega_m$.

Соотношение (5) с квазистационарным граничным условием $\bar{g}(0)=0$ позволяет получить частоты и инкременты краевых пролетных мод высокого порядка $\Omega_m >> |\chi|$:

$$\Omega_m = 2\pi m + \Delta\Phi_w + \Delta\chi/2\pi m, \quad \Gamma_f = \ln[W_s(1)/W_s(0)] - \int_0^1 (q/G_s) dx, \quad (7)$$

где $\Delta\chi = \chi(1) - \chi(0)$. Набег фазы $\Delta\Phi_w \sim 1$ приводит к тому, что частота Ω_m не строго кратна 2π . Выражение для инкрементов, которое входит в (7), было ранее получено в [6] для частного вида НР. Эта формула отражает тот факт, что отношение амплитуд пространственных осцилляций усиления на входе в резонатор и на его оси должно быть равно отношению амплитуд колебаний интенсивности: $g_u(1)/g_u(0) = g_e(1)/g_e(0) \approx W_s(1)/W_s(0)$. Спад поля к оси НР является необходимым условием неустойчивости. Накачка вызывает затухание пространственной модуляции.

В реальных условиях градиент поля на входе в резонатор оказывается «сглаженным». Сглаживание края зеркал приводит к ослаблению краевой модуляции и к снижению инкрементов ПМ. Как видно из рис.6 б, сильнее подавляются моды высокого порядка, для которых квазипериод Λ_m становится сравнимым с размером зоны сглаживания δ .

Формула (7) описывает инкременты ПМ с $m > 5$ вдали от резонанса ($\Omega_m \ll \Omega_0$). Влияние релаксационного резонанса на характеристики ПМ иллюстрируется рис.6а. По мере приближения частоты моды к Ω_0 (соответствует $m=15$), инкременты увеличиваются. Из-за эффекта затягивания частот уменьшаются частотные интервалы модами, соседними с Ω_0 . Максимальное значение Γ_m достигается при совпадении частот $\Omega_m = \Omega_0$. В области $\Omega_m > \Omega_0$ инкременты мод быстро падают. Модель ПСН дает приближенное соотношение:

$$\exp[-2(\Gamma_m - \Gamma_f)] = 4(\Gamma_m - \Gamma_R)^2 / \Omega_0^2 + (1 - \Omega_m^2 / \Omega_0^2)^2, \quad (8)$$

где Γ_R и Γ_f — инкременты невозмущенных релаксационных (6) и пролетных (7) мод. Из (8) следует, что в резонансе положительные инкременты Γ_m возможны и в том случае, когда оба значения Γ_R и Γ_f отрицательны.

6. Внутренние пролетные автоколебания. В средах с высоким уровнем накачки и релаксации механизм обратной связи за счет эффекта краевой модуляции становится неэффективным. Однако, при наличии достаточно больших внутренних градиентов параметров системы в области, прилегающей к оси НР, в этой области также может возникать пространственная модуляция усиления. Так как время пролета через данную область $\tau'_f \ll \tau_f$, то эти осцилляции могут достигать оси НР и обеспечивать механизм положительной обратной связи. Данная обратная связь также является резонансной. Частота низшей внутренней пролетной моды $\Omega \approx 2\pi/\tau'_f$. На рис.7 показана структура этой моды. Скорость накачки в данном при-

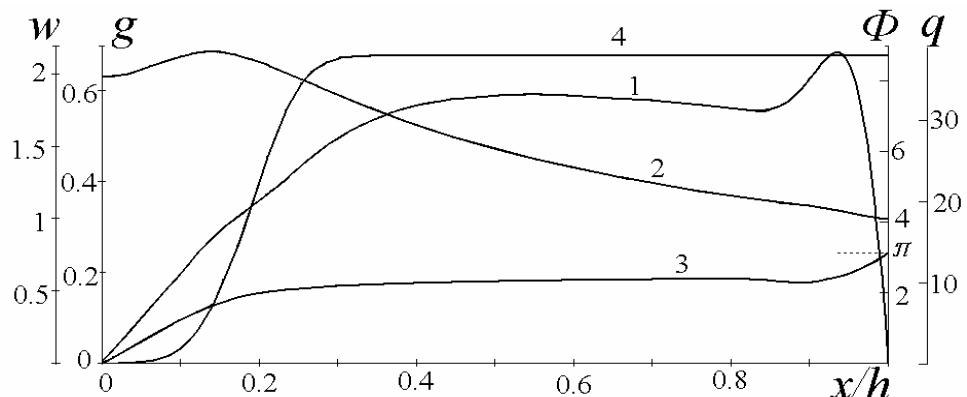


Рис.7. Структура первой внутренней пролетной моды ($\Omega = 27.5$, $\Gamma = 4.47$): амплитуды усиления g (1) и интенсивности w (2), разность фаз Φ (3) и профиль накачки q (4). Условия расчета: $\tau_r = 0.2$, $q_m = 37$, $\tau_c = 0$

мере увеличена и соответствует приблизительно восьмикратному превышению порогового значения.

Области частот внутренних и краевых пролетных мод перекрываются, и эти виды колебаний могут взаимодействовать друг с другом. Частоты и инкременты возникающих в результате такого взаимодействия смешанных автоколебаний показаны на рис.8. Краевая модуляция усиления достигает оси резонатора, хотя, как видно из рисунка, инкременты невозмущен-

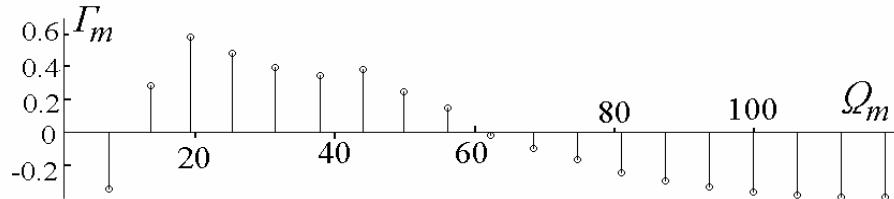


Рис.8. Взаимодействие внутренних и краевых пролетных мод; $\tau_r = 0.5$, $q_m = 4$, $\tau_c = 10^5$

ных пролетных мод остаются отрицательными. В области внутренних пролетных резонансов с $m=1$ и 2 происходит увеличение инкрементов и возникает неустойчивость.

7. Моды возмущений в системе неустойчивый резонатор - многопроходный усилитель. Пространственная структура мод возмущений в генераторе непосредственно связана с величиной комплексного инкремента $\bar{\Gamma}$. Усилитель создает входе потока в генератор то или иное значение входного возмущения усиления \bar{g}_{ex} , определяющего граничное условие $\bar{g}(1) = \bar{g}_{ex}$ для решения краевой задачи. Поэтому весь набор существенно различных возмущений в системе генератор-усилитель при заданных параметрах генератора может быть получен путем решения краевой задачи для генератора с различными значениями входного усиления $G_s(1)$ и $\bar{g}(1)$. Моды автономно работающего генератора соответствуют граничному условию $\bar{g}(1)=0$. Пространственная структура мод с различными возмущениями на входе потока в НР с удовлетворительной точностью описывается аналитическим выражением

$$\bar{g}(x) = -\frac{W_s(x) \cdot \bar{w}(x)}{\bar{\Gamma} + \chi(x)} + \left[\bar{g}_{ex} + \frac{W_s(1) \cdot \bar{w}(1)}{\bar{\Gamma} + \chi(1)} \right] \exp \left[-\int_x^1 (\bar{\Gamma} + \frac{q}{G_s}) dx \right], \quad (9)$$

которое является обобщением формулы (5) на случай, когда $\bar{g}_{ex} \neq 0$. При значении $\bar{g}_{ex} = W_s(1)\bar{w}(1)/[\bar{\Gamma} + \chi(1)]$ осцилляции исчезают. При этом фаза $\Phi(1)$ близка к $\pi/2$, а амплитуда определяется по (9). Такая мода, которая может быть названа "согласованной", имеет минимальное значение инкремента. При заданной амплитуде возмущения $g(1)$ инкремент моды изменя-

ется от минимального до максимального значения при изменениях фазы $\pi/2 < \Phi(1) < 3\pi/2$ (для автономного генератора $\Phi(1) = \pi$).

Для численного моделирования возмущений усиления во всей системе использована максимально упрощенная модель многопроходного усилителя. Световой задержкой луча в усилителе пренебрегалось, интенсивность поля W_a считалась постоянной вдоль потока, а закон насыщения

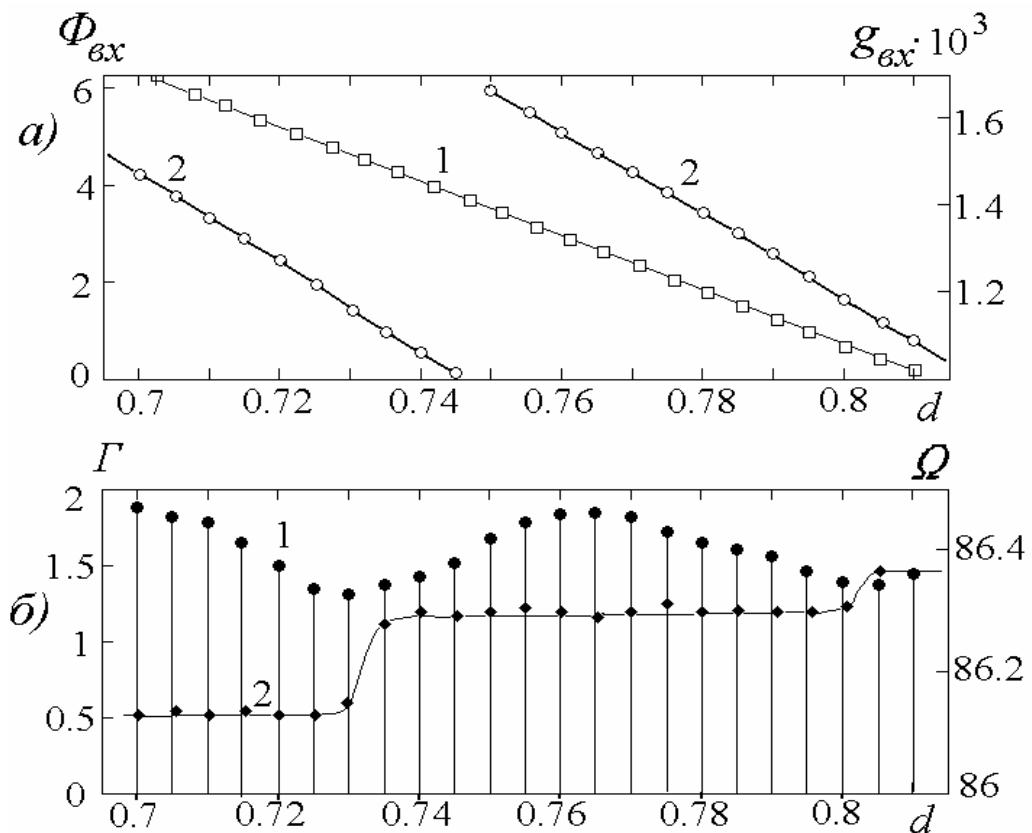


Рис.9. Изменения характеристик мод возмущений в зависимости от величины d : а) амплитуда возмущения g_{ex} (1) и фаза Φ_{ex} (2); б) инкремент Γ (1) и частота Ω (2) 14-й пролетной моды

усиления полагался таким же, как для неподвижной среды. Краевые условия для системы уравнений, описывающих генератор:

$$g(1) = W_{sa} \cdot |\bar{w}| \cdot \exp(-\Gamma_1 d) \cdot \left(\sqrt{(\Gamma_1 + q_a / G_{sa})^2 + \Gamma_2^2} \right)^{-1}, \quad (10)$$

$$\Phi(1) = \pi + \operatorname{arctg} \left[-\Gamma_2 / (\Gamma_1 + q_a / G_{sa}) \right] - \Gamma_2 d. \quad (11)$$

Здесь W_{sa} — интенсивность стационарного поля в усилителе, $G_{sa} = G_{sa}^0 (1 + W_{sa} \tau_r)^{-1}$, G_{sa}^0 — ненасыщенный коэффициент усиления, $d = h_2 / h_1$ — размер промежуточной зоны между генератором и усилителем

(h_1 —длина генератора). Как видно, от величины d зависят $g(1)$ и $\Phi(1)$. Тем самым величина d может влиять на частоту и инкремент раскачки. На рис. 9 приведены результаты численных расчетов для следующего набора параметров усилителя $\alpha_{sa}^0 l = 0,5$; $N=15$; $\tau_r=2$, $q_m=4$. Расчеты показали принципиальную возможность управления параметрами генерации в системе НР - многопроходный усилитель путем изменения длины промежуточной зоны.

8. Моды автоколебательных возмущений для двухкомпонентной активной среды. Как уже отмечалось, процессы обмена энергией между компонентами смеси могут сильно влиять на явления автоколебательной неустойчивости в БПЛ. В настоящем разделе рассмотрена двухкомпонентная активная среда, моделирующая лазер на смеси CO_2-N_2 . В остальном подход полностью аналогичен описанному в разделе 2. Принималось, что в каждой из компонент имеется по одному возбужденному уровню, которые обмениваются энергией между собой. В соответствии с обозначениями, принятыми для CO_2 — лазера, эти уровни обозначаются цифрами 3 и 4 (уровень 00^01 CO_2 и уровень N_2 с $v=1$). Населенность нижнего лазерного уровня не учитывалась. Уравнения для комплексных амплитуд мод получаются аналогично уравнениям (3)-(4). Однако в данном случае использованы величины возмущений \bar{g}_3 и \bar{g}_4 , которые не нормировались на стационарные значения G_{3S} и G_{4S} , в то время как возмущения поля \bar{w} по-прежнему нормированы на W_s . Уравнения имели вид:

$$\frac{d\bar{g}_3}{dx} = (\bar{\Gamma} + \hat{\gamma}_{34} + W_s) \bar{g}_3 - \gamma_{43} \bar{g}_4 + P_s \bar{w} \quad (12)$$

$$\frac{d\bar{g}_4}{dx} = (\bar{\Gamma} + \hat{\gamma}_{43}) \bar{g}_4 - \gamma_{34} \bar{g}_3 \quad (13)$$

$$x \frac{d\bar{w}}{dx} = G_{3S} \bar{g}_3 - \bar{\Gamma} \tau_c \bar{w}. \quad (14)$$

Здесь $\hat{\gamma}_{34} = \gamma_{34} + \gamma_3$, $\hat{\gamma}_{43} = \gamma_{43} + \gamma_4$, $P_s = G_{3S} W_s$, γ_{34} и γ_{43} — константы колебательного обмена с передачей энергии 3→4 и 4→3 соответственно, γ_3 и γ_4 — константы релаксации. Таким образом, в принятой модели двухкомпонентной активной среды мода автоколебательного возмущения определяется распределением комплексных амплитуд возмущений населенностей взаимодействующих уровней $\bar{g}_3(x)$, $\bar{g}_4(x)$ и поля $\bar{w}(x)$, а также величиной комплексного инкремента $\bar{\Gamma}$. Как и ранее, полагалось, что на вход НР поступает невозмущенная среда, а на оси выполняются те же граничные условия.

Пространственную структуру $\bar{g}_3(x)$ и $\bar{g}_4(x)$ можно представить в виде суперпозиции квазиоднородной и осциллирующей составляющих $\bar{g}_3(x) = \bar{g}_{3e}(x) + \bar{g}_{3u}(x)$, $\bar{g}_4(x) = \bar{g}_{4e}(x) + \bar{g}_{4u}(x)$, где осциллирующие члены являются решениями однородной системы уравнений (12)-(13). Амплитуда и фаза возмущения поля w в условиях применимости аналитической модели также являются медленными функциями x . Анализическая модель позволяет получить формулы для частоты и инкремента релаксационных колебаний. Их анализ показывает, что релаксационные колебания в двухкомпонентной смеси могут возбуждаться только на сравнительно низких частотах $\Omega < \gamma_{43}$ (в однокомпонентной среде, согласно (6), инкремент РК не зависит от их частоты). Эта особенность двухкомпонентной смеси объясняется тем, что при увеличении частоты Ω обмен «возмущениями» между компонентами за период колебаний не успевает происходить. Колебания азота отстают по фазе от колебаний CO_2 , что приводит к тому, что обратная передача возмущений от N_2 к CO_2 (член $\gamma_{43}\bar{g}_4$ в 12) происходит не в фазе с колебаниями усиления CO_2 и даже может гасить последние. Таким образом, неустойчивость в двухкомпонентной смеси может возникать только при условии достаточно полного колебательного обмена между компонентами за период колебаний поля. В качестве примера на рис.10 показана

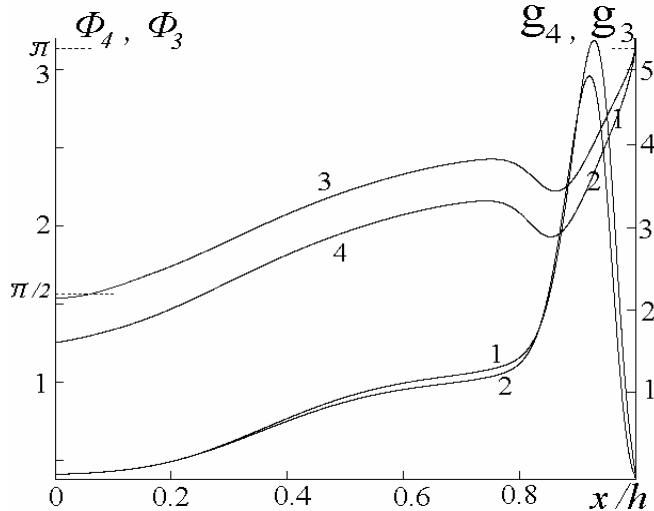


Рис.10. Структура релаксационной моды с $\Gamma_R = 4,1$, $\Omega_R = 40,6$: g_3 (1); g_4 (2); Φ_3 (3) и Φ_4 (4). Условия расчета: $\gamma_{43} = 120$, $\gamma_{34} = 120$, $\gamma_3 = 7$

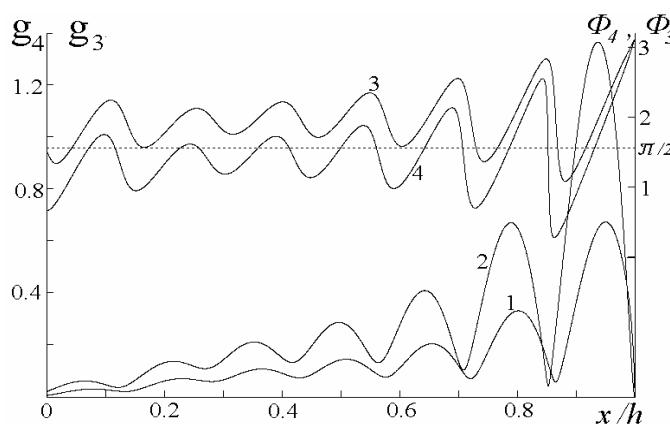


Рис. 11. Структура 7-й краевой пролетной моды: g_3 (1); g_4 (2); Φ_3 (3) и Φ_4 (4). Условия расчета: $\gamma_{43} = 70$, $\gamma_{34} = 160$, $\gamma_3 = 11$, $\Gamma = 1,6$, $\Omega = 44,1$

ко при условии достаточно полного колебательного обмена между компонентами за период колебаний поля. В качестве примера на рис.10 показана

структура релаксационной моды, полученная в численных расчётах для смеси $\text{CO}_2 - \text{N}_2$.

Механизм возбуждения пролётных автоколебаний, как и в случае однокомпонентной среды, связан с наличием краевой пространственной модуляции усиления \bar{g}_3 , которая должна достигать оптической оси НР. Для слабо неоднородного поля $W_s(x)$ распространение пространственных осцилляций краевой модуляции может быть описано приближённым уравнением для $g_{3u}(x)$, одно из решений которого дает медленно затухающие пространственные осцилляции. Поэтому при наличии необходимого спада поля $W_s(x)$ от входа в НР к его оси, может происходить возбуждение пролётных автоколебаний. На рис. 11 показана структура краевой пролётной моды с положительным инкрементом.

9. Примеры автомодулированной генерации в CO_2 лазере. Для моделирования динамики генерации в НР использовалась кинетическая модель среды CO_2 лазера с накачкой поперечным разрядом, использованная ранее в ряде работ (см., напр., [7]). Возбуждение уровней N_2 , антисимметричной и связанных мод CO_2 характеризовалось числом квантов в гармоническом приближении. Температура потока газа в области взаимодействия с полем полагалась неизменной. Использовались типовые по данным литературы значения констант колебательного обмена и релаксации. Для населенности нижнего рабочего уровня n_2 решалось отдельное уравнение, которое учитывало скорость релаксации за счет внутримодовых процессов колебательного обмена и $V-T$ процессов с участием уровней 2-го мультиплета.

Установлено, что на начальной стадии перехода в насыщенный режим генерации раскачка может происходить на частотах, характерных для всех трех типов мод возмущений. При наборах параметров, часто используемых в реальных лазерах, основную роль играют смешанные типы возмущений, возникшие в результате их взаимодействия. В типовой рабочей смеси $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:3:6$ при давлении в потоке 50 тор импульсно-периодический (ИП) режим реализуется в условиях неоднородной накачки при ширине зоны неоднородности $h_0 \sim 0,2$ (см. рис. 13). Форма импульсов характерна для CO_2 лазеров — достаточно острый пик, соответствующий съему колебательной энергии с CO_2 и затянутый спад, соответствующий колебательному обмену.

Диапазон раскачки автоколебаний по параметрам накачки для многих рабочих смесей, особенно с малым содержанием CO_2 , не слишком широк. Во многих случаях раскачке автоколебаний препятствует переполнение нижнего рабочего уровня. Небольшие добавки ($\sim 1\%$) в рабочую смесь газов-релаксаторов ($\text{H}_2\text{O}, \text{H}_2$) снимают это ограничение.

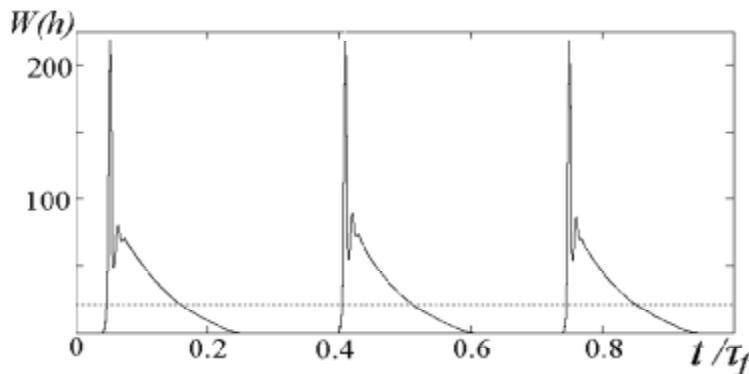


Рис.13. Автомодуляционный режим генерации. Параметры расчета: температура газа $T=400\text{K}$; время пролета резонатора $\tau_f=5\cdot10^{-4}\text{ с}$; увеличение резонатора $M=1,7$; превышение порога генерации на входе потока в резонатор $G_s(h)=4$, $T_4=1250\text{ K}$. Пунктиром показан уровень стационарной генерации.

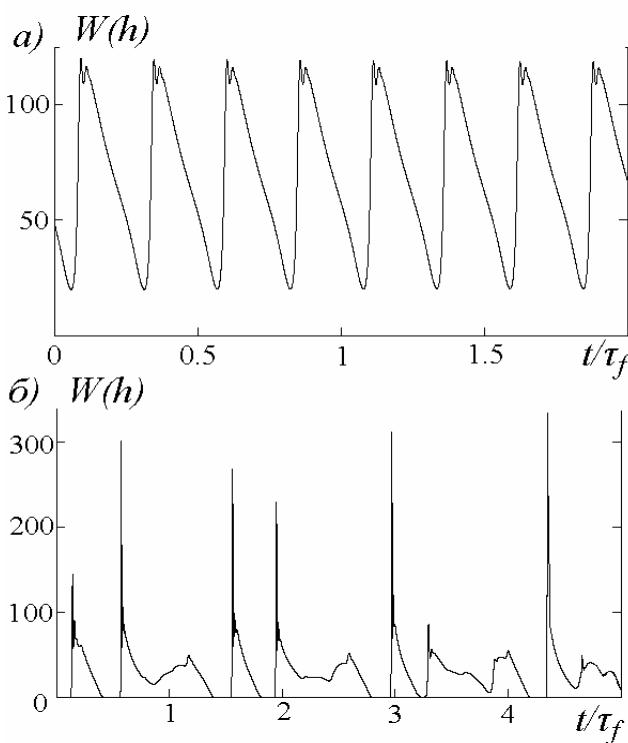


Рис.14. Автомодуляционные режимы генерации в рабочих смесях с повышенным содержанием CO_2 а) $p=70\text{ тор}$; смесь $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}:\text{H}_2\text{O}=1:2,5:6,4:0,05$; $h_0=0,19$; б)-хаотический режим : $p=70\text{ тор}$; смесь $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}:\text{H}_2\text{O}=1:2:6,9:0,05$; $h_0=0,24$; . Другие параметры расчета: $G_s(h)=8$ ($T_4=1650\text{K}$)

заданных характеристиках потока в НР с неоднородным возбуждением (рис.15 а) основным управляющим параметром является профиль накачки

В условиях давления ~ 70 тор в смесях с повышенным содержанием CO_2 , когда время съема колебательной энергии с азота значительно меньше τ_f , стационарные распределения поля и усиления имеют значительные пространственные градиенты. Это расширяет область неустойчивости стационарной генерации. В таких условиях изменения ширины зоны неоднородности позволяют реализовать автомодулированную генерацию с заметной долей постоянной составляющей (рис. 14 а), а также хаотические режимы генерации (рис.14 б). Последние получаются в сравнительно узком диапазоне изменения h_0 , вблизи границы устойчивости.

10. Возможности управления режимами генерации. На основе исследованных механизмов автоколебательной неустойчивости предложены методы управления динамическими режимами генерации БПЛ. Такое управление может осуществляться в различных оптических резонаторных системах (см. рис.15). При

(ширина h_0 , глубина и крутизна спада накачки в приосевой области). Для НР с неоднородными потерями на зеркалах изменение режима генерации может осуществляться путем изменения потерь в приосевой области. В том случае, когда необходим режим с управляемой глубиной модуляции (например, дистанционная лазерная резка), может использоваться система из двух НР (рис.15 б). В приосевой зоне нижнего по потоку НР накачка частично или полностью отсутствует. Основным управляющим параметром в системе устойчивый резонатор-усилитель с выпуклыми зеркалами (рис.15 в) является отношение потерь генератора и усилителя. Наиболее широким набором управляющих параметров обладает система неустойчивый резонатор-многопроходный усилитель (рис.15 г). Помимо профиля накачки управление здесь осуществляется также изменением коэффициента связи генератора с усилителем, а также изменением размера промежуточной зоны.

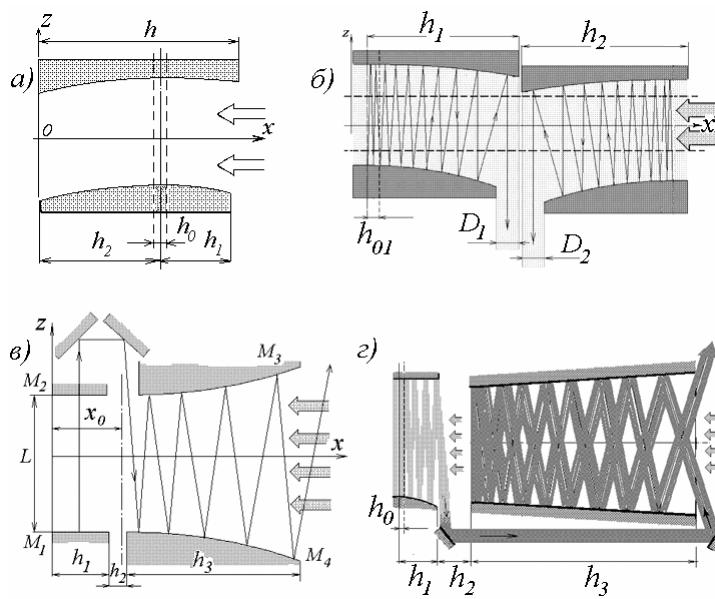


Рис. 15. Варианты оптических резонаторных систем, в которых возможно управление автомодуляционным режимом генерации

1. Хакен Г. Лазерная светодинамика, -М., Мир, 1988, 380 с.
 2. Мушенков А.В., Одинцов А.И., Саркаров, Н.Э., Федосеев А.И., Федянович А.В. Квантовая электроника, **24**, 431 (1997)
 3. Дрейзин Ю.А., Дыхне А.М. Письма в ЖЭТФ, **19**, 718 (1974)
 4. Alme M.L. Appl. Phys. Lett. **29**, 35 (1976)
 5. Mirels H. Appl. Phys. Lett. **28**, 612 (1976)
 6. Лиханский В.В., Напартович А.П. Квантовая электроника, **7**, 237 (1980)
 7. Lachambre J.-L., Lavigne P., Verreault M. IEEE Journ. Quant. El, **QE-14**, 170 (1978)

Литература

ОПТИЧЕСКОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ НА ОСНОВЕ ГАДОЛИНИЙ-ГАЛЛИЕВОГО ГРАНАТА, ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ ЖИДКОФАЗНОЙ ЭПИТАКСИИ

Вед.науч.сотр. *Рандошкин В.В.*, науч.сотр. *Васильева Н.В.*,
аспирант *Бураков Д.В.*, науч.сотр. *Пырков Ю.Н.*

Монокристаллические пленки на основе гадолиний-галлиевого граната (ГГГ), выращиваемые методом жидкофазной эпитаксии на подложках $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ из переохлажденного раствора-расплава, используются в сцинтилляционных и радиографических экранах, пассивных модуляторах, микролазерах и волноводных лазерах [1,2].

Эпитаксиальные монокристаллические пленки обладают несравненно более высокой изоморфной емкостью, чем объемные монокристаллы с той же структурой, выращиваемые, например, по методу Чохральского. При синтезе эпитаксиальных пленок подбором состава шихты всегда можно скомпенсировать различие коэффициентов распределения гранатообразующих элементов и за счет этого получить такие материалы, которые сложно синтезировать в виде объемных монокристаллов. Обязательное требование согласования параметров кристаллической решетки пленки и подложки достаточно легко обеспечивается введением в состав пленки неактивных ионов подходящего размера. Оптически активные монокристаллические пленки со структурой граната обычно выращивают методом жидкофазной эпитаксии из переохлажденного раствора-расплава на основе $\text{PbO}-\text{B}_2\text{O}_3$ [3] или $\text{Bi}_2\text{O}_3-\text{B}_2\text{O}_3$ [4]. Недостатком метода жидкофазной эпитаксии является вхождение компонентов растворителя в состав эпитаксиальных пленок. Это приводит к появлению дополнительного оптического поглощения в видимой области спектра. Более того, оказалось, что спектры оптического поглощения эпитаксиальных пленок, последовательно выращенных в одинаковых условиях из одного и того же Pb-содержащего раствора-расплава, сильно различаются между собой [3]. Это, в частности, проявляется в различной окраске этих пленок.

Целью настоящей работы явилось исследование оптического поглощения в легированных и нелегированных эпитаксиальных пленках на основе ГГГ. Пленки легировали ионами Nd^{3+} , Tb^{3+} , Er^{3+} , Eu^{3+} , Pr^{3+} , Co^{2+} и Co^{3+} .

В пленках ГГГ, выращенных из раствора-расплава на основе $\text{PbO}-\text{B}_2\text{O}_3$ при малом переохлаждении дополнительное оптическое поглощение по сравнению с подложками ГГГ обусловлено электронным переходом ${}^1\text{S}_0 \rightarrow {}^3\text{P}_1$ ионов Pb^{2+} , при этом максимум поглощения имеет место на длине волны $\lambda = 280$ нм. При большом переохлаждении в это поглощение вносят вклад межвалентные парные переходы ионов Pb^{2+} и Pb^{4+} ($\lambda = 550$ нм) и пе-

реходы с переносом заряда ($\lambda = 325$ нм). В зависимости от условий синтеза оптическое поглощение Pb-содержащих пленок в видимой области спектра изменяется на три порядка величины.

В пленках ГГГ, выращенных из раствора-расплава на основе $\text{Bi}_2\text{O}_3 - \text{B}_2\text{O}_3$, дополнительное оптическое поглощение по сравнению с подложками ГГГ обусловлено электронным переходом ${}^1\text{S}_0 \rightarrow {}^3\text{P}_1$ ионов Bi^{3+} , при этом максимум поглощения имеет место на длине волны $\lambda = 290$ нм.

Дополнительное поглощение, обусловленное примесными ионами, наблюдается во всех легированных эпитаксиальных пленках на основе ГГГ. Заметим, что остальные пики оптического поглощения в легированных пленках наблюдаются на тех же длинах волн, что и в объемных монокристаллах гранатов аналогичного состава.

Спектры оптического поглощения эпитаксиальных пленок на основе ГГГ, легированных редкоземельными ионами, раскладывали на составляющие, что позволяло идентифицировать штарковскую структуру уровней энергии. В частности, для пленок $(\text{Gd},\text{Y},\text{Nd})_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ выявлен 61 максимум поглощения для иона Nd^{3+} .

В спектрах поглощения эпитаксиальных пленок $(\text{Gd},\text{La},\text{Tb})_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ широкая полоса поглощения с максимумом на $\lambda \approx 0,260$ нм соответствует разрешенному электрическому дипольному переходу между электронными конфигурациями $4f^8({}^7\text{F}_6) \rightarrow 4f^7({}^8\text{S})5d({}^7\text{D})$ ионов Tb^{3+} . Интенсивность этой полосы возрастает с ростом концентрации тербия в пленке. В спектрах поглощения исследуемых пленок в диапазоне $\lambda = 1,7-10$ нм наблюдаются узкие малоинтенсивные полосы поглощения $4f \rightarrow 4f$ переходов иона Tb^{3+} с основного уровня ${}^7\text{F}_6$ на уровни мультиплетов ${}^7\text{F}_0, {}^7\text{F}_1, {}^7\text{F}_2, {}^7\text{F}_3, {}^7\text{F}_4$ и ${}^7\text{F}_5$.

Валентностью ионов переходных металлов в эпитаксиальных пленках гранатов можно управлять, вводя в раствор-расплав соответствующие добавки. В частности, валентность ионов кобальта в эпитаксиальных монокристаллических пленках граната изменяется при введении в раствор-расплав GeO_2 . В отсутствие GeO_2 в растворе-расплаве для обеспечения зарядовой компенсации кобальт в основном находится в трехвалентном состоянии. Лишь небольшое количество ионов Co^{2+} может образовываться для компенсации заряда примесных ионов Pb^{4+} и Pt^{4+} , входящих в пленку из раствора-расплава. При наличии GeO_2 ионы кобальта должны переходить в двухвалентное состояние для компенсации заряда ионов Ge^{4+} .

О разной валентности ионов кобальта, входящих в состав эпитаксиальных пленок на основе ГГГ, свидетельствует их цвет (наблюдались зелено-жёлтый, зелёно-голубой, зелёный и синий цвета). В пленках, выращенных из раствора-расплава на основе $\text{PbO}-\text{B}_2\text{O}_3$, с легирующими ионами Co^{3+} можно связать сильные полосы поглощения в диапазонах $540 \div 800$ нм и $900 \div 1700$ нм с центрами тяжести около 670 нм и 1300 нм соответст-

венно и слабую полосу поглощения с центром около 390 нм. Каждая из двух сильных полос поглощения ионами Co^{3+} испытывает расщепление на три компоненты: первая - с максимумами около 570, 625 и 680 нм, вторая - с максимумами около 1070, 1265 и 1630 нм. Аналогичная ситуация наблюдается и для эпитаксиальных пленок, выращенных из раствора-расплава на основе $\text{Bi}_2\text{O}_3-\text{B}_2\text{O}_3$.

При введении в раствор-расплав GeO_2 обе сильные полосы поглощения расширились, поскольку кобальт перешел в двухвалентное состояние. Максимумы первого триплета ионов Co^{2+} , занимающего диапазон длин волн $500 \div 770$ нм находятся на длинах волн около 573, 613 и 657 нм, а максимумы второго триплета, занимающего диапазон $1060 \div 1760$ нм – на длинах волн около 1295, 1425 и 1625 нм.

Литература

1. Рандошкин В.В., Васильева Н.В., Сысоев Н.Н. Наукоемкие технологии, 2004, № 11, с.44-50.
2. Nikl M. Meas. Sci. Technol., 2006, vol.17, p.R37 –R54.
3. Рандошкин В.В., Васильева Н.В., Васильев А.В. и др. ФТТ, 2001, т 43, № 9, с.1594-1599.
4. Рандошкин В.В., Васильева Н.В., Васильев А.В. и др. Неорганические материалы, 2004, т.40, № 1, с.1-5.

Подсекция:

РАДИОФИЗИКА,

ФИЗИЧЕСКИЙ ЭЛЕКТРОНИКА

И АКУСТИКА

Сопредседатели

профессор А.Ф.Александров, профессор О.В. Руденко,
профессор А.П.Сухоруков

**БЛИЗКОЕ К ОБРАТНОМУ ОТРАЖЕНИЕ
ОБЪЕМНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН
ПРИ СКОЛЬЗЯЩЕМ ПАДЕНИИ В СИЛЬНО АНИЗОТРОПНЫХ КРИ-
СТАЛЛАХ**

Доцент Волошинов В.Б., аспирантка Поликарпова Н.В.,
ст. науч. сотр. Можаев В.Г.

В работе рассматриваются необычные эффекты, проявляющиеся при распространении и отражении акустических волн в кристаллических средах с ярко выраженной анизотропией упругих свойств. Известно, что распространение и отражение упругих волн в анизотропных средах оказывается существенно более сложным по сравнению с распространением волн в изотропной среде [1–5]. С другой стороны, анализ физических свойств кристаллов, применяемых в настоящее время в акустооптике, доказывает, что новые акустооптические материалы на основе кристаллических соединений ртути и теллура характеризуются исключительно высокой анизотропией упругих свойств [1,3–5]. Например, в кристаллах парателлурита, каломели, бромида и йодида ртути фазовая скорость ультразвука может меняться в 4–5 раз в зависимости от направления распространения волны [1-4].

Акустическая анизотропия упругой среды проявляется в отклонении направления распространения упругой энергии от направления распространения акустического волнового фронта. Например, в плоскости XOY кристаллов парателлурита (TeO_2) угол между групповой и фазовой скоростью ультразвука достигает рекордной для акустических материалов величины [1,3-5]. Оказалось, что в кристалле парателлурита, а также и в некоторых других материалах значительное отклонение направления групповой скорости волны от направления фазовой скорости может явиться причиной необычных эффектов. Эти эффекты проявляются, например, при прохождении волной границы раздела двух сред. Необычным может оказаться и отражение акустических волн от свободной границы в анизотропном кристалле [4, 5].

В работе исследованы особенности отражения акустических волн в плоскости XOY для тетрагональных кристаллов в случае скользящего падения акустической волны на свободную, плоскую и однородную поверхность, разделяющую кристалл и вакуум. Для реализации скользящего падения кристалл изготавливается в форме прямоугольной призмы. С помощью пластинки пьезоэлектрического преобразователя, присоединенного к боковой грани призмы, в кристалле возбуждается объемная акустическая

волна. Из-за упругой анизотропии материала акустический пучок падает на нижнюю грань призмы, причем угол падения равен $\pi/2$, так как фронт волны ортогонален границе. Анализ доказывает, что при скользящем падении на границу раздела могут наблюдаться две отраженные акустические волны, причем энергия одной из отраженных волн может распространяться практически навстречу потоку энергии падающей волны. Таким образом, в сильно анизотропных средах при скользящем падении акустической волны на свободную границу раздела кристалл-вакуум может реализоваться явление близкого к обратному отражения энергии.

При проведении исследований определялось, каким образом распределается энергия падающей акустической волны между потоками энергии двух отраженных упругих волн. Для этого по известной методике [2] были рассчитаны коэффициенты отражения, характеризующие энергетические потоки для обычно и необычно отраженных волн ультразвука в тетрагональных кристаллах. Расчет показал, что в парателлуруте коэффициент отражения энергии для необыкновенно отраженной волны может быть близок к 100% в большом диапазоне углов среза образцов. Более того, было обнаружено, что существуют такие значения углов среза, при которых энергия падающей волны преобразуется в энергию только одной отраженной волны. По аналогии с оптикой, подобные углы среза кристалла были названы углами Брюстера. Анализ доказал, что при отражении акустических волн в кристалле также возможны ситуации, когда от границы раздела всегда распространяется только одна отраженная волна. Это происходит при значениях угла среза, превышающих критический угол.

Явление аномального отражения было исследовано в кристаллических материалах, обладающих различной степенью упругой анизотропии. Оказалось, что эффект близкого к обратному отражения существует только в материалах с сильной анизотропией упругих свойств, причем интенсивность необычно отраженной акустической волны возрастает с ростом упругой анизотропии материала.

При исследовании основные выводы теоретического рассмотрения были проверены экспериментально в кристаллах парателлурита [5]. Для этого падающий и отраженные акустические пучки были визуализированы акустооптическим методом с помощью дифракции света на ультразвуке. Эксперимент доказал, что поток энергии одной из отраженных волн распространялся практически в обратном направлении по отношению к потоку энергии падающей акустической волны. Таким образом, эксперимент подтвердил основные теоретические выводы и доказал, что в кристалле парателлурита при скользящем падении акустических волн

может произойти эффективное обратное отражение упругой энергии от свободной грани образца.

Проведенное рассмотрение обратного акустического отражения в материалах с различной степенью упругой анизотропии позволило полнее понять общие закономерности волновых явлений в анизотропных средах и выявить ранее не известные особенности отражения волн в средах с сильной анизотропией физических свойств. Можно также предположить, что необычное обратное отражение энергии характерно не только для кристаллов, но также и для таких сред, как плазма, ионосфера, композитные материалы, и т.д. Анализ доказал что исследованное явление может быть рекомендовано для применения в науке и технике, например, в акустоэлектронных линиях задержки с малыми размерами кристаллов или в коллинеарных перестраиваемых акустооптических фильтрах [3,4].

Литература

1. Auld B.A. Acoustic Fields and Waves in Solids. Malabar. FL. R.E. Robert Krieger Publ. Company, 1990, V. 1,2.
2. Musgrave M.J.P Reflextion and refraction of plane elastic waves at a plane boundary between aeolotropic media // Geophys. J. Royal Astron. Soc., 1960, V. 3, N 4, P. 406-418.
3. Voloshinov V.B. and Polikarpova N.V. Application of acousto-optic interactions in anisotropic media for control of light radiation // Acustica-Acta Acustica, 2003, V. 89, P. 930-935.
4. Волошинов В.Б., Поликарпова Н.В., Можаев В.Г. Близкое к обратному отражение объемных акустических волн при скользящем падении в кристалле парателлурита // Акустический журнал, 2006, Т. 52, № 3, С. 1-9.
5. Волошинов В.Б., Макаров О.Ю., Поликарпова Н.В. Близкое к обратному отражение упругих волн в акустооптическом кристалле парателлурита // Письма в ЖТФ, 2005, Т. 31, № 8, С. 79-87.

УПРУГИЕ СОУДАРЕНИЯ ВОЛНОВЫХ ПУЧКОВ В КВАДРАТИЧНО-НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ

Аспирант *Лобанов В.Е.*

Управление волновыми пучками является одной из интереснейших проблем современной фотоники [1]. В данной работе обсуждается новый метод, позволяющий эффективно контролировать направление распро-

странения пучков в квадратично-нелинейных средах [2]. Рассмотрим процесс неколлинеарного трёхчастотного параметрического взаимодействия $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$. Уравнения для огибающих пучков A_j ($j=1,2,3$) имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_1}{\partial z} + i d_1 \Delta_{\perp} A_1 &= -i \gamma_1 A_3 A_2^*, \quad \frac{\partial A_2}{\partial z} + i d_2 \Delta_{\perp} A_2 = -i \gamma_2 A_3 A_1^*, \\ \frac{\partial A_3}{\partial z} + i d_3 \Delta_{\perp} A_3 &= i \Delta k_m A_3 - i \gamma_3 A_1 A_2, \end{aligned} \quad (1)$$

где $d_j = (2k_j)^{-1}$ – коэффициент дифракции, $\gamma_j = 2\pi \vec{e}_1 \hat{\chi}^{(2)} \vec{e}_2 \vec{e}_3 \omega_j / (cn_j)$ – коэффициент нелинейности, $\Delta k_m = k_1 + k_2 - k_3$ – дисперсионная расстройка волновых векторов. На вход среды подается мощная накачка $A_1(x, 0) = E_1(x)$ и под углом к ней слабый сигнал $A_2(x, 0) = E_2(x) \exp(i k_2 \theta_2 x)$. Волна на суммарной частоте отсутствует на входе в среду: $A_3(x, 0) = 0$. При анализе мы полагали, что при коллинеарном взаимодействии дисперсионная расстройка отсутствует. Однако, так как сигнальный пучок имеет наклон по отношению к пучку накачки, появляется эффективная расстройка Δk_t . В этом случае имеем

$$\Delta k = \Delta k_t = k_1 + k_2 \cos \theta_2 - k_3 \cos \theta_3 \approx -k_1 k_2 \theta_2^2 / 2k_3. \quad (2)$$

При большой фазовой расстройке возникает каскадный процесс [2], при котором холостая волна возбуждается локально с малой амплитудой:

$$A_3 = (\gamma_3 / \Delta k) A_1(x, z) A_2. \quad (3)$$

Подставляя (3) в (1), находим уравнение для огибающей сигнальной волны

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + i d_2 \Delta_{\perp} A_2 = i k_2 n_{nl}(x, z) A_2, \quad n_{nl} = -(\gamma_2 \gamma_3 / (k_2 \Delta k)) |A_1(x, z)|^2. \quad (4)$$

Таким образом, исходная задача свелась к анализу и решению одного уравнения (4), в которое входит индуцированная неоднородность $n_{nl}(x, z)$. Оно описывает распространение сигнала в среде, показатель преломления которой стал неоднородным из-за параметрического кросс – воздействия. В приближении геометрической оптики из (4) можно вывести уравнение для траектории пучка в параметрически неоднородной среде:

$$\frac{dx}{dz} = \pm \sqrt{2} \sqrt{-n_{nl}(x) + n_{nl}(x_0) + \theta_2^2 / 2}. \quad (5)$$

В точке поворота траектория параллельна оси Z . Воспользовавшись этим условием и соотношениями (2) и (4), можно записать выражение для предельного угла отражения

$$\theta_{cr} = C \left(\frac{4 \gamma_2 \gamma_3 k_3 |E_{1\max}|^2}{k_1 k_2^2} \right)^{1/4}. \quad (6)$$

где C – коэффициент, зависящий от формы пучков. Пучки, падающие под углом, большим предельного, проходят сквозь пучок накачки, не отражаясь.

Динамика перемещений поперечных сечений пучков напоминает процесс рассеяния частиц на потенциале. Если оси пучков находятся в одной плоскости, то взаимодействие можно назвать “центральным” и все траектории лежат в одной плоскости. В этом случае справедливо выражение (6) для предельного угла отражения, полученное для планарных (двумерных) взаимодействий. В другой ситуации, когда начальный волновой вектор сигнальной волны направлен мимо оси накачки, имеет место “некентральное” взаимодействие: на языке квазичастиц процесс напоминает нецентральное соударение. В таком случае возможно несколько вариантов в зависимости от величины отклонения от направления к оси.

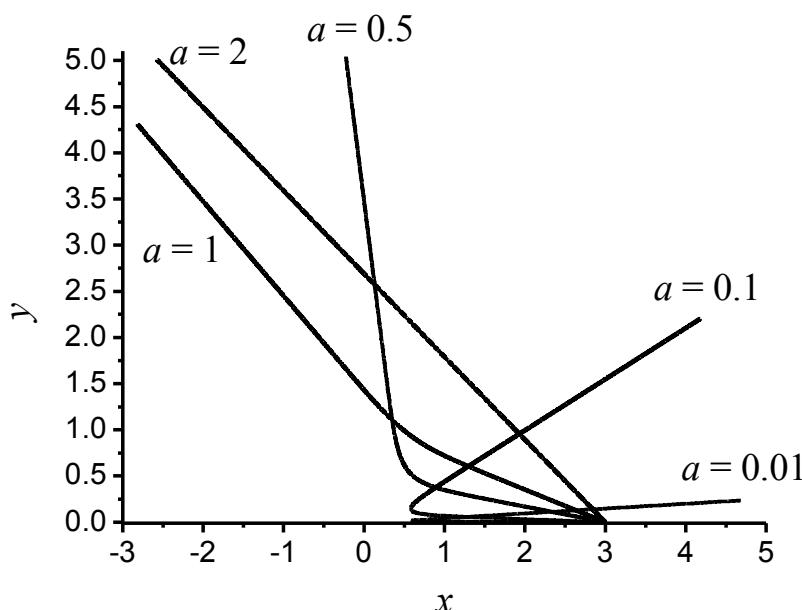


Рис. 1. Траектории сигнального пучка в поперечном сечении для различных значений прицельного параметра a при “некентральном” соударении

Как видно из рисунка 1, при увеличении отклонения от “центрально-го” взаимодействия угол отражения уменьшается. При малых прицельных расстояниях a он близок к 180° (отражение назад), а при больших его значениях взаимодействие становится слабым, и угол рассеяния практически равен нулю (направление распространения сигнала совпадает с исходным).

Следует также отметить зависимость угловой расходимости сигнала от формы пучка накачки. Если пучок накачки осесимметричен и его ширина сравнима с шириной сигнального пучка, то параметрическая неоднородность имеет значительную кривизну и сигнальный пучок как бы отражается от выпуклого параметрического зеркала. Отраженный пучок в этом случае становится расходящимся. На рисунке 2 представлены профили пучков до и после отражения.

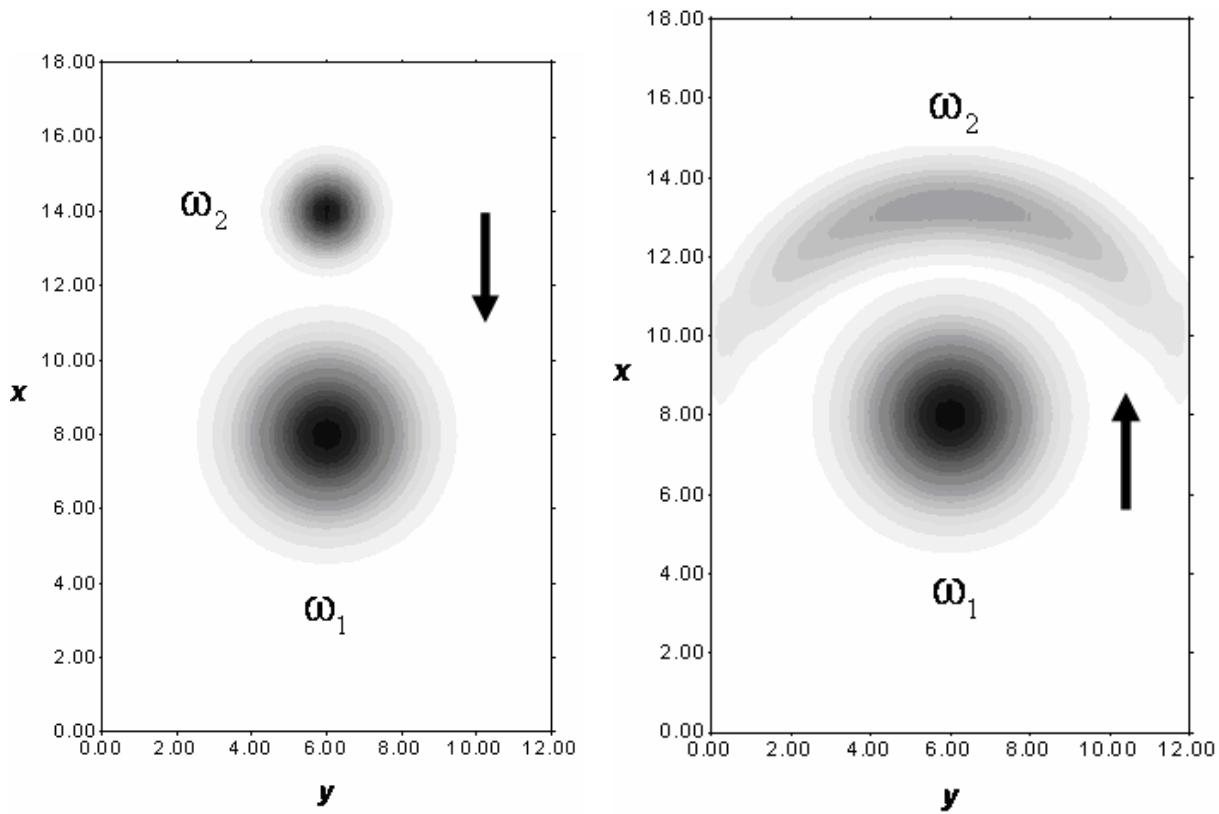


Рис. 2. Поперечные сечения пучков до (слева) и после (справа) взаимодействия

После отражения первоначально гауссов пучок приобретает форму полумесяца. Если пучок накачки много шире, то сигнальный пучок почти не чувствует кривизны индуцированной неоднородности и его поперечное сечение после отражения напоминает исходное.

Работа выполнена при поддержке грантами НШ-4870.2006.2, РФФИ № 05-02-17308, 06-02-16801, БелРФФИ № 04-02-81054, УР.01.02.499.

Литература

1. *Advanced Photonics with Second-order Optically Nonlinear Processes*. Eds. A.D. Boardman, L. Pavlov, S. Tanev. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1998.
2. В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков. *Параметрическое отражение волновых пучков при несинхронном трёхчастотном взаимодействии* // Известия РАН. Серия физическая. 2005. Т. 69. № 12. С. 1775-1778.

СВЧ-РАЗРЯДЫ В ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ПОТОКАХ ГАЗА

Профессор Александров А.Ф., профессор Шибков В.М.,
доцент Еришов А.П., доцент Черников В.А.

Для развития современной авиации требуется поиск и разработка новых эффективных средств, позволяющих управлять характеристиками газового потока вблизи поверхности летательного аппарата, контролировать передачу тепла и массоперенос в пограничном слое, снижать поверхностное трение, задерживать ламинарно-турбулентный переход, управлять отрывом потока, уменьшать время воспламенения и управлять процессом горения сверхзвуковых потоков горючего в прямоточном двигателе. Одним из новых решений данных проблем является использование различного типа газовых разрядов. Поэтому в последнее время интенсивно развивается новое направление в физике плазмы, а именно, сверхзвуковая плазменная аэродинамика. При этом для улучшения аэродинамических характеристик летательных аппаратов предлагается создавать перед ними и на их несущих поверхностях плазменные образования, а для целей уменьшения времени воспламенения горючего в гиперзвуковом прямоточном двигателе использовать неравновесную газоразрядную плазму. Однако, несмотря на то, что разряд в потоке газа изучается в течение многих лет, физика разряда в сверхзвуковом потоке к настоящему времени находится в фазе становления. Имеется много нерешенных вопросов, среди которых доминирующими являются такие проблемы как пробой газа, нахождение оптимальных режимов создания разряда в сверхзвуковом потоке воздуха, определение и исследование механизмов поддержания устойчивого плазменного образования в потоке газа, влияние потока на параметры

плазмы газового разряда и влияние разряда на характеристики сверхзвукового потока.

В работе рассмотрены основные свойства двух типов сверхвысокочастотных разрядов. Первый тип это безэлектродный СВЧ разряд, создаваемый в заданной области свободного пространства сфокусированным пучком мощного электромагнитного излучения. Второй – микроволновый разряд, создаваемый поверхностной волной на диэлектрической антенне.

При формировании подавляющего большинства видов газового разряда используются одно- или многоэлектродные системы подвода энергии, что с практической точки зрения малопригодно для дистанционного создания плазмы в заданной области пространства перед телом, движущемся со сверхзвуковой скоростью в плотных слоях атмосферы. И лишь безэлектродные системы, использующие для подвода электромагнитной энергии сфокусированные пучки, идеально подходят для этой цели. Свободно локализованный СВЧ разряд в волновых полях является одной из таких систем.

Известно, что при воздействии на газообразную среду сфокусированного электромагнитного излучения СВЧ диапазона при условии, что напряженность электрического поля в фокальной области пучка превышает пороговую величину, в фокусе пучка происходит пробой газа. Образующаяся плазма начинает интенсивно поглощать подводимую к разряду энергию. В данной области пространства происходит эффективная ионизация, диссоциация и возбуждение газа, поглощаемая энергия перераспределяется между различными компонентами и степенями свободы молекулярного газа, а СВЧ разряд в сфокусированном пучке с малым углом сходимости имеет тенденцию перемещаться по направлению к источнику энергии со скоростью, величина которой зависит от плотности потока подводимой мощности. Предложенный нами и используемый в экспериментах программируемый режим подвода электромагнитной энергии, позволяет управлять скоростью движения разряда, а также его основными характеристиками. Изучение свойств СВЧ разряда, удаленного как от стенок разрядной камеры, так и от источника излучения, важно с точки зрения как решения ряда фундаментальных проблем физики плазмы, так и его практического применения. Данный способ подвода энергии является идеальным, например, для дистанционного создания плазменных образований перед и на поверхности движущегося в плотных слоях атмосферы со сверхзвуковой скоростью летательного аппарата с целью управления потоком воздуха вблизи его поверхности и снижения его лобового сопротивления. Свободно локализованный сверхвысокочастотный разряд может быть также использован для инициации

воспламенения и оптимизации горения газообразного топлива в сверхзвуковом прямоточном реактивном двигателе.

В случае свободно локализованного разряда электрическое поле локализовано в области каустики сфокусированного СВЧ пучка. Эта локализация не зависит от того, что электромагнитная энергия фокусируется либо в неподвижный, либо в движущийся газ. Поэтому сверхзвуковой поток не сносит СВЧ разряд из области пространства, фиксированной сфокусированным пучком электромагнитного излучения, а плазма свободно локализованного разряда существует в заданной области пространства в течение всей длительности СВЧ импульса. Экспериментально показано, что разряд представляет собой плазменное образование с высокой степенью ионизации и нагрева газа, а сверхзвуковой поток воздуха не влияет на его основные свойства и уровень мощности, требуемый для создания свободно локализованного СВЧ разряда.

Для поиска оптимальных способов создания неравновесной плазмы в сверхзвуковом потоке газа нами также был предложен новый тип сверхвысокочастотного разряда, а именно, микроволновый разряд, который создается поверхностной волной на диэлектрическом теле, обтекаемом сверхзвуковым потоком воздуха. Известно, что при создании СВЧ разряда внутри заполненной газом трубы с диэлектрическими стенками, подводимая к системе электромагнитная энергия трансформируется в поверхностную волну. При этом возникает самосогласованная система, когда для существования поверхностной волны необходима плазменная среда, создаваемая самой поверхностной волной. При этом волна распространяется в пространстве до тех пор, пока ее энергия достаточна для создания плазмы с концентрацией электронов не меньше, чем критическая концентрация n_{ec} . За границу области пространства, где концентрация электронов уменьшается до значения n_{ec} , поверхностная волна не проникает и поверхностный разряд в этих местах не существует. Данный способ создания плазмы и устройство для ее создания называются сурфатроном. Этот способ достаточно подробно исследован и широко используется, например, в плазмохимии. В этом случае мы имеем систему плазма-диэлектрик-свободное пространство, т.е. внутри разрядной трубы, заполненной газом при пониженном давлении, существует создаваемая поверхностной волной плазма, ограниченная стенками диэлектрической трубы, разделяющими плазму и окружающее разрядную трубку свободное пространство. В данной работе предлагается вывернуть рассмотренную выше систему наизнанку. В этом случае внутри располагается диэлектрик, на поверхности которого создается плазма, существование которой поддерживается поверхностной СВЧ волной. Разряд представляет собой тонкий плазменный слой, равномерно

покрывающий внешнюю поверхность антенны. В условиях эксперимента скорость распространения разряда достигала 100 км/с, что на несколько порядков величины превышает скорость звука в воздухе. Импульсная мощность, необходимая для создания поверхностного разряда в широком диапазоне давлений воздуха $10^3 \div 10^3$ Тор, не превышает величины 100 кВт. Температура газ достигает 1000-2000 К, а на начальной стадии формирования поверхностного разряда наблюдается быстрый нагрев воздуха со скоростью ~ 100 К/мкс. Данный тип разряда может найти практическое применение как в сверх- и гиперзвуковой плазменной аэродинамике (управление потоком вблизи поверхности тела, движущегося в плотных слоях атмосферы, снижение поверхностного трения, оптимизация условий воспламенения и горения сверхзвуковых потоков газообразного топлива, и т.п.), так и для создания новых источников плазмы для целей микро- и наноэлектроники (плазменная обработка поверхности, травление, осаждение пленок и нанесение покрытий, для целей нанотехнологий).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 05-02-16532).

Подсекция:
ФИЗИКА
КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ
И ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Сопередседатели
профессор Н.Б.Брандт, профессор В.С.Днепровский,
профессор Д.Р.Хохлов

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКАХ

Ст. преп. *Давитадзе С.Т.*, студент *Высоцкий Д.В.*,
профессор *Струков Б.А.*

В сегнетоэлектриках прогнозируется фундаментальный размерный эффект при уменьшении объема образца по одному (пленки), двум (нити) или трем (частицы) измерениям. Исследования в этом направлении активно стимулируются широким спектром практических применений сегнетоэлектриков, развивающихся в направлении все большей миниатюризации соответствующих устройств. В связи с этим становится принципиально важным вопрос о существовании критических размеров образцов, ниже которых сегнетоэлектрические фазовые переходы и соответствующие свойства не проявляются. Особый интерес представляет исследование фазовых переходов в практически наиболее широко используемых поликристаллических тонких пленках, выращенных на массивных проводящих или диэлектрических подложках. Новый параметр, который появляется при исследовании таких систем – двумерная механическая деформация несоответствия (misfit strain), возникающая в пленке за счет различия параметров решетки пленки и подложки, а также за счет различия их коэффициентов теплового расширения. Эта деформация, а также связанные с ней механические напряжения, могут привести к существенному изменению свойств пленки по сравнению с объемным кристаллом, изменению фазовой диаграммы сегнетоэлектрика и типов фазовых переходов [1].

В представленном докладе рассматриваются размерные эффекты в тонкопленочных сегнетоэлектрических системах - модельных соединениях со структурой перовскита – BaTiO_3 (ВТО). Основное внимание уделяется изучению фазовых переходов в тонких пленках тепловыми методами, дающими информацию о температуре фазового перехода, степени его «размытия», избыточной энтропии и величине спонтанной поляризации.

Нами была предложена методика определения теплоемкости тонких диэлектрических пленок на массивных подложках для толщин пленок, лежащих в интервале 20 – 1000 нм [2]. На рис.1 приведена температурная зависимость теплоемкости поликристаллических пленок ВТО на подложке из плавленного кварца. Поликристаллические пленки имеют два характерных размерных параметра – толщину пленки и размер кристаллического зерна. Рис 1а иллюстрирует случай, когда варьируется толщина пленки при постоянном размере зерна, на рис.1б – изменяется размер зерна при постоянной толщине пленки.

Видно, что в обоих случаях уменьшение размерного параметра приводит к существенному понижению температуры фазового перехода и его

размытию, уменьшению избыточной энтропии фазового перехода и, следовательно, спонтанной поляризации. Экстраполяция зависимости T_c к температуре $T=0$ дает возможность оценить критическую толщину пленки ($h_{crit} = 2,6$ нм) и критический размер зерна ($d_{crit} = 8$ нм), при которых исчезают сегнетоэлектрические свойства. Результаты этого исследования показывают, что в поликристаллических пленках механические напряжения несоответствия практически не проявляются.

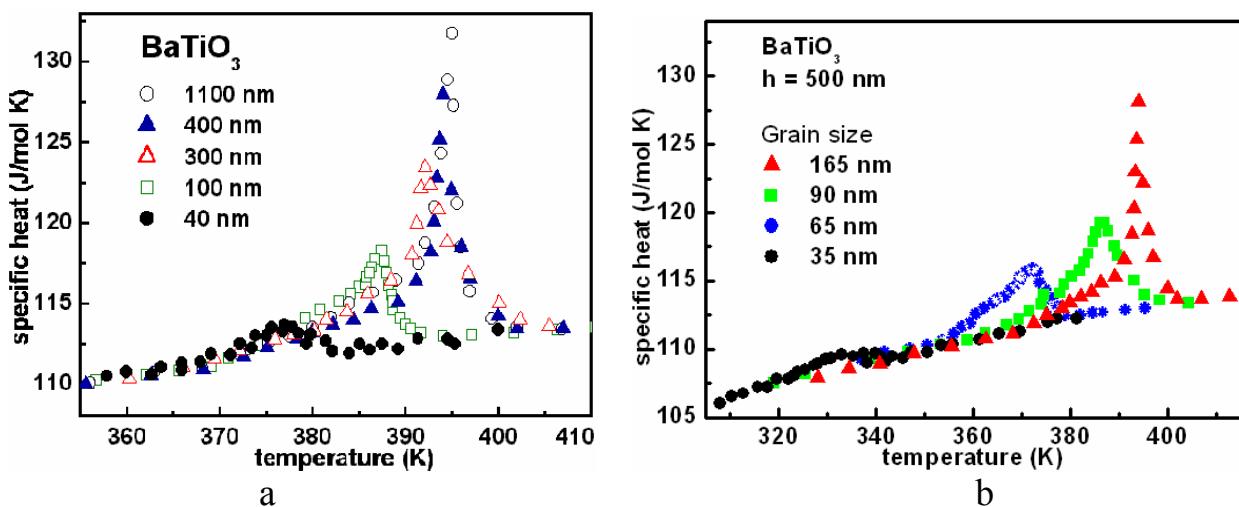


Рис. 1. Поликристаллические пленки BaTiO_3 : теплоемкость в зависимости от толщины пленки (а) и от размера кристаллитов (б)

Иная ситуация в эпитаксиальных тонких пленках (ВТО на MgO) (рис.2). Видно, что наряду с размытием фазового перехода наблюдается повышение температуры фазового перехода, что соответствует выводам термодинамической теории, учитывающей напряжения рассогласования [1]. Оценки также показывают, что при толщинах пленок, использованных в нашем эксперименте, должна наблюдаться существенная релаксация напряжений, связанная с образованием дислокаций (минимальная толщина пленок, при которой возникновение дислокаций энергетически невыгодно, имеет величину порядка 10-50 нм).

Эксперименты, проведенные в самое последнее время, показывают возможность приготовления эпитаксиальных ультратонких пленок, толщиной от 1 до 10 элементарных ячеек; при этом прямые рентгеноструктурные данные указывают на существование спонтанной поляризации в пленках РТО толщиной от трех ячеек и выше. Вопрос о возможности существования двумерного сегнетоэлектричества в оксидных сегнетоэлектриках остается открытым.

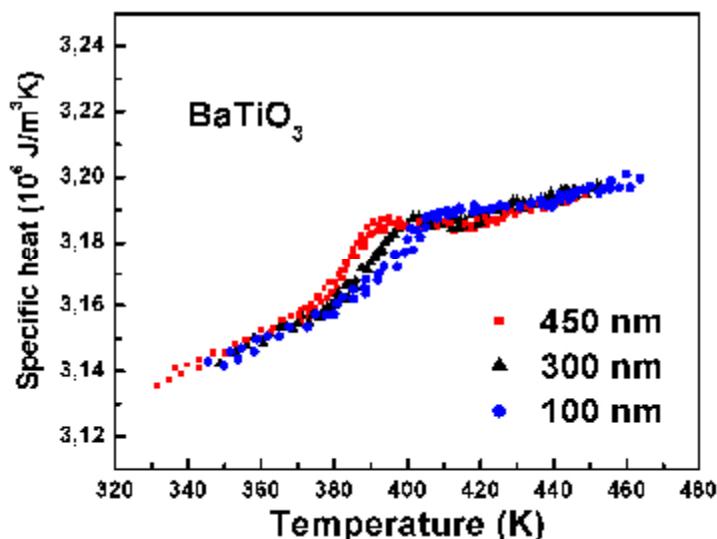


Рис 2. Эпитаксиальные пленки BaTiO_3 на MgO : теплоемкость для пленок разной толщины

Авторы выражают благодарность проф. В.В.Леманову и его сотрудникам за приготовление поликристаллических пленок ВТО и проф. У.Уесу, предоставившего эпитаксиальные пленки ВТО. Работа выполнялась при финансовой поддержке РФФИ (проекты 03-02-17518 и 05-02-16873-а).

Литература

1. N.A.Pertsev et al., Phys.Rev.Letters **80**, 1988 (1998).9
2. S.T.Davitadze et al., Ferroelectrics **208-209**, 279 (1998).

ГИГАНТСКАЯ ОБЪЕМНАЯ МАГНИТОСТРИКЦИЯ В МАНГАНИТАХ С КОЛОССАЛЬНЫМ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕМ И ЕЕ СВЯЗЬ С МЯГКОСТЬЮ РЕШЕТКИ

Вед. науч.сотр. *Королева Л.И.*, ст.науч.сотр. *Демин Р.В.*,
ст.науч.сотр. *Абрамович А.И.*

Интерес к оксидным соединениям марганца со структурой перовскита (манганитам) связан с колоссальным магнитосопротивлением (КМС), которое наблюдалось в части из них при комнатной температуре. Это делает возможным их применение в различных сенсорных устройствах, в то

числе и в бесконтактных считающих головках для запоминающих устройств. Нами было обнаружено другое, не менее важное свойство КМС мanganитов – гигантская объемная магнитострикция (ГОМ). Ее величина в сотни и тысячи раз выше, чем в никеле и сплавах, применяемых в магнитострикционных устройствах. В ряде составов мanganитов мы наблюдали ГОМ при комнатной температуре, что позволяет использовать их уже сейчас в различных магнетомеханических устройствах повышенной мощности, в первую очередь, в магнитострикционных излучателях и приемниках звука. Магнитострикционные излучатели широко применяются в подводной связи, гидролокации, дефектоскопии деталей, в технологических процессах, медицине, в геофизической практике для диагностики горных пород. Эти материалы с ГОМ могут найти применение в качестве резонаторов в стабилизаторах частоты, фильтрах частот, и др., а также в двигателях микроперемещений. Рассмотренные нами составы обладают ГОМ и КМС, что сулит создание на их основе новых устройств, в которых использованы оба свойства.

Мы исследовали магнитострикцию, тепловое асширение $\Delta l/l$, намагниченность M , магнитосопротивление $d\rho/\rho$ и удельное электросопротивление ρ в мanganитах следующего состава:

моноокристаллы $\text{La}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$ ($\text{A} = \text{Sr}, \text{Ba}, \text{Ca}; 0.05 \leq x \leq 0.3$) {1};
 керамики $\text{La}_{1-x}\text{Ag}_y\text{MnO}_3$ ($x = y = 0.15$ и 0.2 ; $x = 0.2, y = 0.1$) {2},
 $\text{Re}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ [$\text{Re} = \text{Sm}$ ($x = 0.33, 0.4, 0.45$) {3}],
 $\text{Tb}_{0.25}\text{Nd}_{0.3}$ ($x = 0.45$) {4}, $\text{Eu}_{0.4}\text{Nd}_{0.15}$ ($x = 0.45$) {5}, Eu ($x = 0.45$) {6}].

Во всех перечисленных составах в районе температуры Кюри T_C наблюдалось избыточное, по сравнению с линейным по температуре T , тепловое расширение. Известно, что в диа- и парамагнетиках зависимость $\Delta l/l(T)$ подчиняется закону Грюнайзена, близкому к линейному. Отрицательная ГОМ, обнаруженная нами в районе T_C , представляет собой подавление магнитным полем H этого излишнего теплового расширения. В свою очередь, отрицательное КМС в районе T_C заключается в подавлении пика на кривой $\rho(T)$. Рассмотрим сначала системы {1}, {2} и состав $\text{Sm}_{0.33}\text{Sr}_{0.67}\text{MnO}_3$. В этих составах КМС сопровождается ГОМ вблизи T_C , при этом их зависимости от T и H подобны: кривые $\{|d\rho/\rho|\}(T)$ и модуля объемной магнитострикции ω от T проходят через максимум, а изотермы не насыщаются вплоть до максимальных полей измерения. При комнатной температуре в поле 8.2 кЭ в составах с $x = y = 0.15$ и 0.2 системы {2} $|\omega| = 2 \times 10^{-4}$ и $|d\rho/\rho| = 10\%$, а в составе $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ $\omega = 2.54 \times 10^{-4}$ и $|d\rho/\rho| \sim 15.2\%$, что важно для применений. В системе $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ максимальная величина $|\omega|_{\max} = 8.5 \times 10^{-5}$ при $H = 8.2$ кЭ, она меньше, чем в

системах $\text{La}_{1-x}\text{Ba}_x\text{MnO}_3$ ($|\omega|_{\max} = 4.8 \times 10^{-4}$), $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($|\omega|_{\max} = 4.1 \times 10^{-4}$) и $\text{La}_{1-x}\text{Ag}_x\text{MnO}_3$ ($|\omega|_{\max} = 5 \times 10^{-4}$).

В системах {3} при $x = 0.4$ и 0.45 , {4} – {6} изотермы ω , $\Delta\rho/\rho$ и M имеют скачкообразный характер. Известно, что в манганитах при x , близком к 0.5 , наблюдается сосуществование трех фаз: ферромагнитной (ФМ), и 2-х АФМ фаз – А – типа со слоистой структурой и СЕ-типа, в которой большинство спинов упорядочены АФМ [1]. В системе {3} при $x = 0.4$ из данных нейтронной дифракции [2] было показано, при повышении T сначала разрушается ФМ фаза, затем АФМ А-типа и в последнюю очередь – АФМ СЕ-типа. В составе с $x = 0.33$ последняя фаза отсутствует [2]. В отличие от состава с $x = 0.33$, у которого изотермы ω , $\Delta\rho/\rho$ имеют плавный характер вплоть до $H = 130$ кЭ, у составов с $x = 0.4$ и 0.45 при $T \geq T_C$ на изотермах M , ω и $\Delta\rho/\rho$ имело место скачкообразное возрастание в области полей от H_{C1} до H_{C2} , после чего на них достигалось насыщение. При насыщении величины $|\omega|$ и $|\Delta\rho/\rho|$ достигают гигантских величин, близких к 10^{-3} и 90% соответственно. Величина M при этом близка к значению, соответствующему ФМ упорядочению всего образца. Отсюда можно сделать вывод, что ГОМ и КМС в данном случае вызваны индуцированным магнитным полем переходом АФМ СЕ - типа кластеров в ФМ состояние и дальнейшим быстрым увеличением ФМ фазы. По-видимому, подобная картина имеет место и в составах {4} - {6}, имеющих такой же уровень легирования ионами Sr^{2+} соединения ReMnO_3 , что и система {3}, так как поведение M , ω и $\Delta\rho/\rho$ у них похоже на описанное выше для системы {3} при $x = 0.4$ и 0.45 .

Сходство поведения ω и $d\rho/\rho$ в зависимости от H и T в районе T_C рассмотренных выше составов позволяет сделать предположение, что ГОМ и КМС вызваны одной и той же причиной, а именно, присутствием в них магнитно-двухфазного ФМ – АФМ состояния, вызванного сильным s-d обменом [1,3]. В таком магнитно-двухфазном состоянии (МДФС) носители заряда сосредоточены в ФМ части образца и отсутствуют в АФМ части. Яназе и Касая показали [4], что внутри ФМ части кристалла постоянные решетки уменьшены. Это связано с тем, что в ФМ части кристалла расстояние между примесным ионом и его ближайшими соседями – магнитными ионами – укорочено из-за экранирования новым распределением заряда, при котором происходит понижение энергии ФМ части кристалла вследствие увеличения перекрытия между оболочками валентного электрона примеси и d -оболочками ближайших магнитных ионов. Нагаев показал [3], что объем ФМ части образца, находящегося в МДФС, увеличивается при наложении магнитного поля. Следует указать, что понятие температуры Кюри магнитно-двухфазного образца довольно условно. Это температура Кюри ФМ части образца. В районе T_C МДФС разрушается под действием нагревания, при этом должно наблюдаться расширение образца в

целом. Этим объясняется избыточный, по сравнению с линейным по T , вклад в тепловое расширение, наблюдавшийся в составах {1}–{6} вблизи T_C . В области $T \geq T_C$ включение внешнего магнитного поля увеличивает степень ФМ порядка вблизи примесей сильнее, чем в среднем по кристаллу, так как его действие усиливается s - d обменом. Другими словами, магнитное поле восстанавливает в образце МДФС, разрушенное нагреванием, и присущее ему сжатие решетки, что и является причиной гигантской отрицательной объемной магнитострикции в T_C – районе. Однако указанный выше процесс восстановления МДФС магнитным полем имеет место только в ограниченном температурном интервале вблизи T_C , поэтому кривые $|\omega|(T)$ имеют резкий максимум вблизи T_C и быстро спадают с дальнейшим повышением T . КМС также объясняется существованием указанного МДФС [3].

Следует указать, что ГОМ не наблюдается в традиционных магнитных полупроводниках, таких как EuSe, и др., в которых решетка более жесткая, чем в мanganитах. Мягкость решетки в мanganитах проявляется в зависимости типа решетки от T , H и уровня легирования. Очевидно, ГОМ, определяемая s - d обменом, проявляется лишь в мягкой кристаллической решетке, где s - d обменное взаимодействие сравнимо с электростатическими взаимодействиями, обеспечивающими существование кристалла. Оказалось, что в составах $\text{La}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$ ($\text{A} = \text{Sr}, \text{Ca}, \text{Ba}$) максимальная величина $|\omega|_{\max}$ зависит от радиуса R_A катиона A : она тем больше, чем больше разность $|R_A - R_{\text{La}^{3+}}|$. Так, $|\omega|_{\max} = 4 \times 10^{-4}$ в $\text{La}_{1-x}\text{Ba}_x\text{MnO}_3$ ($R_{\text{Ba}^{2+}} = 0.161$ нм), 3.8×10^{-4} в $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($R_{\text{Sr}^{2+}} = 0.144$ нм) и 8.5×10^{-5} в $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ ($R_{\text{Ca}^{2+}} = 0.134$ нм). Рост $|\omega|_{\max}$ с ростом разности $|R_A - R_{\text{La}^{3+}}|$, вероятно, связан с увеличением мягкости решетки. (Заметим, что $R_{\text{La}^{3+}} = 0.136$ нм).

Литература

1. E. Dagotto, T. Hotta, A. Moreo. Phys. Rep., **344**, 1 (2001).
2. В.В. Рунов, Д.Ю. Чернышов, А.И. Курбаков и др. ЖЭТФ **118**, 1174 (2000).
3. Э.Л. Нагаев. УФН **166**, 833 (1996); Phys. Rep., **346**, 387 (2001).
4. A. Yanase, T. Kasuya. J. Phys. Soc. Jpn. **25**, 1025 (1968).

МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ПРОМЫШЛЕННОГО ЭЛЕКТРОЛИЗА

Аспирант *Алаторцев А.В.* (ВМиК), профессор *Кузьмин Р.Н.*,
вед. научн. сотр. *Савенкова Н.П.* (ВМиК)

Электролиз – это важный промышленный процесс, используемый для получения и рафинирования различных металлов (таких, как алюминий, магний, литий, натрий, титан) в результате разложения электролита на ионы под действием электрического тока [3]. В технологическом процессе большое значение имеет оптимизация работы электролизёра для повышения устойчивости процесса и максимизации выхода металла. Основным показателем работы электролизера является выход по току. Выход по току – это отношение количества практически полученного алюминия к количеству, которое должно выделиться на катоде согласно закону Фардаea. На выход по току в частности влияют: межполюсное расстояние, температура электролита, плотность тока, состав электролита, качество обслуживания электролизной ванны. Для уменьшения энергетических потерь нужно слой электролита по возможности уменьшать, но при этом на поверхности раздела металл–электролит могут возникнуть колебания. При некоторых условиях наблюдается рост амплитуд этих волн, который называется неустойчивостью или магнитогидродинамической нестабильностью. Даже простое незатухающее колебание поверхности раздела должно быть устранено, так как при нем возрастает массоперенос растворенного алюминия от катода в межполюсное пространство, где он снова окисляется. Это является основным препятствием увеличения выхода по току.

Для эффективного управления процессом производства и обеспечения роста мощности и размеров электролизеров чрезвычайно важно знать, как изменения конструкции и технологических параметров отражаются на количественных и качественных характеристиках процессов, происходящих в электролизере. Поскольку физические эксперименты по оптимизации работы электролизера затруднительны и, подчас, невозможны, предпочтительным является путь математического моделирования.

Предложена нестационарная математическая модель для описания физических полей, поверхности раздела жидкий металл–электролит и геометрии ванны [1]. При этом электромагнитные и гидродинамические процессы в электролизере рассматриваются в своей взаимосвязи. В качестве исходных уравнений рассматривается классическая система уравнений магнитной гидродинамики в переменных Эйлера [2]. Проводится осреднение системы по вертикальной координате, в результате чего происходит переход к значениям основных физических величин в средних слоях жидкого металла и электролита, однако, сохраняется информация о распреде-

лении высоты слоев обеих этих сред. Предложенная система описывает физические процессы: адвекции и диффузии, вязкого трения жидких слоев между собой и на внешних границах, электромагнитной индукции, возмущения сред электромагнитными силами. Система численно решается с помощью разделения на этапы по физическим процессам. При этом на отдельных этапах используются разностные схемы, а на отдельных – аналитически полученное точное решение, записанное в разностном виде.

Создан комплекс программ, выполняющий расчёты. Проведены численные эксперименты по моделированию процессов, происходящих в конкретном алюминиевом электролизёре, показавшие удовлетворительное совпадение с ожидаемым из физических соображений результатом.

Рассмотрены различные современные подходы к проблеме математического моделирования процессов промышленного электролиза. Проведено сравнение предложенной модели и существующих аналогов.

Литература

1. Алаторцев А.В., Кузьмин Р.Н., Проворова О.Г. , Савенкова Н.П. Динамическая модель магнитно-гидродинамических процессов в алюминиевом электролизере // Прикладная физика. 2004. № 5. С. 33-42.
2. А.А. Самарский, Ю.П. Попов. Разностные методы решения задач газовой динамики. М.: Наука, 1992.
3. Н.П. Федотьев, А.Ф. Алабышев и другие. Прикладная электрохимия. Госхимиздат, 1962. С. 275-330.

СТРУКТУРНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В СПЛАВАХ Pd-H И Pd-M-H И ВЛИЯНИЕ ВАКАНСИЙ НА ИХ ХАРАКТЕР

Доцент Авдюхина В.М., ст. науч. сотр. Ревкевич Г.П.

В настоящее время водород рассматривается как экологически чистое топливо, которое должно прийти на смену углеводородного сырья. Для работы водородных двигателей необходимо иметь устройства для очистки водорода, в качестве которых могут быть использованы мембранны на основе хорошо проводящих водород материалов, к которым относятся палладий и сплавы на его основе. Помимо этого сложной проблемой при эксплуатации водородных двигателей оказывается проблема возникновения неустойчивых состояний в металлах, взаимодействующих с водородом, что может быть причиной их нежелательных механических разрушений.

В рамках решения этой проблемы был проведен цикл прецизионных рентгенодифракционных исследований с использованием монохроматизированного Cu- $K_{\alpha 1}$ -излучения с целью установления структурных характеристик систем палладий-М (W, Er, Ta, Mo, Hf, Cu и др.) и их изменения в процессе длительной релаксации после гидрирования [1÷10].

Установлено, что в гидрированных сплавах Pd-Er, Pd-Mo и Pd-Ta в результате длительной релаксации (измерения проводились на протяжении $2 \cdot 10^4$ час.) период решетки стал меньше периода решетки для исходного состояния [1÷3]. Этот факт был объяснен образованием в результате насыщения образцов водородом одиночных вакансий, концентрация которых близка к 1.5%, тогда как в исходном состоянии их концентрация составляла сотые доли процента. Изучение картины диффузного рассеяния рентгеновских лучей для отожженных и деформированных образцов сплава Pd-15ат.%Cu-H [4] показало, что в случае отожженного образца в нем образуются одиночные вакансы ($\approx 1.2\%$), тогда как в деформированных образцах основными дефектами являются плоские микропустоты размером 25\AA , ориентированные по плоскостям (111). Общий объем микропустот составляет 1.2%. Исследование картины диффузного рассеяния образцом чистого палладия, который прошел 7 циклов насыщение водородом ($\alpha \rightarrow \beta$ превращение) – дегазация ($\beta \rightarrow \alpha$ превращение) после $3 \cdot 10^4$ час. релаксации показало, что в α -фазе образца существуют сферические микропустоты, радиус которых составляет примерно 3\AA , объемная доля которых составляет 10% [5].

Таким образом можно заключить, что при электролитическом насыщении водородом палладия и сплавов на его основе образуется большое количество вакансий, которые затем могут трансформироваться в следующие структурные уровни (объединяться, например, в микрополости, петли и т.д.).

Большое количество вакансий приводит к существенным изменениям дефектной структуры. Так, отожженные образцы сплавов Pd-5ат.%Cu и Pd-15ат.%Cu насыщались водородом, причем, в них (наряду с бедной водородом α -фазой) образовалась богатая водородом β -фаза. Было обнаружено, что в α -фазе период решетки, рассчитанный из положения дифракционной линии (111), больше периода решетки, рассчитанного из положения дифракционной линии (200). В β -фазе, наоборот, $a_{200} > a_{111}$ [6]. Наблюдаемые дифракционные эффекты могут обеспечиваться, если при насыщении водородом в образце образуются плоские дефекты межузельного типа (в β -фазе) и вакансационного типа (в α -фазе). В деформированных образцах тех же сплавов уже в исходном состоянии существуют плоские дефекты межузельного типа. После насыщения водородом наблюдается такая же картина, что и в отожженных образцах.

Для отожженных образцов наблюдаемая картина может быть объяснена следующим образом. Образующиеся при насыщении водородом в большом количестве вакансии трансформируются достаточно быстро в следующие структурные уровни: образование объемных микропустот, переход в плоские полости малых размеров, схлопывание последних с образованием дислокационных петель, последующий рост размера петель. Дислокационные петли заполняются внедренными атомами. В итоге возникают плоские дефекты межузельного типа, которые мы обозначаем как D-M (дефект-металл) комплексы. Эти комплексы имеют больший удельный объем, чем матрица. Затем в α -фазе к этим комплексам движутся атомы водорода и вакансии и они трансформируются в плоские дефекты вакансионного типа. Подобные дефекты обозначаем как H-D-M-V (водород-дефект-металл вакансия) комплексы. Эти комплексы имеют меньший удельный объем, чем матрица. В β -фазе сохраняются D-M комплексы. Этот факт можно объяснить тем, что при образовании β -фазы атомы водорода преимущественно взаимодействуют с атомами матрицы, а не с дефектами. Это необходимо для того, чтобы обеспечить большое количество водорода в матрице β -фазы. Подобным образом можно объяснить и результаты, полученные и для деформированных образцов, с той лишь разницей, что в них уже существуют D-M комплексы. Трансформация D-M комплексов в H-D-M-V комплексы наблюдались во всех исследованных нами деформированных образцах сплавов Pd [7÷10], в которых при насыщении образуется только твердый раствор внедрения. Установлено, что комплексы H-D-M-V весьма устойчивы, они существуют в образцах в течение нескольких десятков тысяч часов их релаксации.

Аномально высокая концентрация вакансий и устойчивость H-D-M-V- комплексов является причиной немонотонной структурной эволюции во всех исследованных сплавах после насыщения их водородом. Возникающие трансформации системы являются процессами самоорганизации структурных состояний в такой системе. Объяснение всех вышеперечисленных явлений оказалось возможным на базе представлений о возникновении при гидрогенизации системы «2 хищника – жертва» [7]. Наличие локальной неоднородности различных дефектных и структурных образований и их взаимодействие с водородом и между собой приводит к конкурирующим процессам восходящей и ускоренной градиентной диффузии. Это обеспечивает вследствие самоорганизации наблюдаемые немонотонные процессы структурной эволюции. Построены феноменологические модели обнаруженных явлений, основанные на синергетических схемах Лотки–Вольтерра и Лоренца [7].

Работа поддержана грантом РФФИ № 05-02-16533.

Литература

1. В.М. Авдюхина, Г.П. Ревкевич, А.А. Кацнельсон // Вестник МГУ. Сер.3. Физика Астрономия. 1999. № 5. С. 44.
2. В.М. Авдюхина, А.А. Кацнельсон, Г.П. Ревкевич и др. // Альтернативная энергетика и экология. 2000. №1. С. 11.
3. В.М. Авдюхина, А.А. Анищенко, А.А. Кацнельсон и др. // Перспективные материалы. 2002. № 4. С.5.
4. Ревкевич Г.П., Кацнельсон А.А., Христов В.и др. // Известия АН СССР. Металлы. 1990. №4. С.180..
5. Авдюхина В.М., Кацнельсон А.А., Ревкевич Г.П. // Поверхность (РСНИ). 1999. №2. С.30.
6. Авдюхина В.М., Змиенко Д.С., Ревкевич Г.П., Кацнельсон А.А. // АЭЭ. 2005. № 7. С.14.
7. Авдюхина В.М., Кацнельсон А.А., Олемской А.И., Олемской Д.А., Ревкевич Г.П. // ФТТ. 2002. Т. 44. № 6. С. 979.
8. Авдюхина В.М., Анищенко А.А., Кацнельсон А.А., Ревкевич Г.П. // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2003. Т.69, №9. С.25.
9. Авдюхина В.М., Анищенко А.А., Кацнельсон А.А., Ревкевич Г.П. // ФТТ. 2004. Т.46. №2. С.259.
10. Авдюхина В.М., Анищенко А.А., Кацнельсон А.А., Олемской А.И., Ревкевич Г.П. ФТТ. 2004. Т.46, № 3. С.401.

ОБРАБОТКА ИЗОБРАЖЕНИЙ ХИМИЧЕСКИМИ РЕАКЦИОННО-ДИФФУЗИОННЫМИ СРЕДАМИ ТИПА БЕЛОУСОВА-ЖАБОТИНСКОГО.

Аспирант Уляхин С.Г., профессор Рамбиди Н.Г.

Современный мир нельзя себе представить без средств обработки информации. Каждое свое действие человек стремится упростить таким образом, чтобы на него уходило минимум усилий. Так появились компьютеры, основанные на парадигме фон Неймана. И сегодня, кажется, нет никакой альтернативы этим чудо машинам, способным выполнять, по крайней мере, достаточно сложные и громоздкие инженерные задачи. Тем не менее, ежедневно человек сталкивается с проблемами, сложность решения которых требует гораздо большей вычислительной способности. Среди таких задач оказались экономические и социальные проблемы, управление транспортными потоками, глобальная связь, предсказание погоды, оценка

загрязнения окружающей среды и целый ряд других не менее важных аспектов деятельности современного общества.

В конце 90-х гг. прошлого века Г. Моравек опубликовал прогноз развития вычислительной техники, названный им: «Когда действующие компьютеры сравняются с человеческим мозгом?». Исходя из числа нейронов головного мозга и числа синапсов (10^{11} и 10^{14} соответственно) и базируясь на анализе возможностей игры в шахматы «человек-машина», он пришел к выводу о том, что производительность цифрового компьютера $\sim 10^8$ MIPS, будет достаточна для имитации функций головного мозга человека. По его оценке подобные вычислительные системы должны появиться в первой половине нашего века, не ранее 2020 г. Но цифровой компьютер, близкий по своим возможностям к человеческому мозгу, будет представлять собой сложнейшую систему, требующую грандиозных затрат на ее создание и эксплуатацию. Поэтому создаваемые ЭВМ принципиально проигрывают человеку в эффективности, простоте и затратам на решение интеллектуальных проблем.

В процессе поиска альтернатив подобным машинам было предложено использовать так называемые реакционно-диффузионные среды, динамика которых описываются следующими уравнениями:

$$U_i(r,t) = F_i[U_1(r,t), U_2(r,t), \dots, U_N(r,t)] + \sum_{j=1}^N \Delta [D_{ij} U_j(r,t)],$$

где $U_i(r,t)$ – концентрация i -го компонента среды в точке, определяемой пространственным вектором r в момент времени t , $F_i[U_1(r,t), U_2(r,t), \dots, U_N(r,t)]$ описывают кинетику протекающих в системе пространственно-временных процессов, а D_{ij} – коэффициенты диффузии компонентов системы. Было показано, что поведение подобных систем аналогично нейросетям. Исходные принципы нейросетевой парадигмы фундаментально отличаются от основных принципов парадигмы фон Неймана. Прежде всего, это высокий параллелизм, многократно повышающий производительность системы обработки информации, и нелинейные механизмы, которые приводят к тому, что система может выполнять весьма сложные логические операции в качестве элементарных.

Наиболее известными среди химических реакционно-диффузионных сред, использующихся в попытках создания устройств обработки информации, являются среды типа Белоусова-Жаботинского. Данная работа показала возможность эффективного применения реакционно-диффузионных сред Белоусова-Жаботинского к решению задач обработки изображений, являющихся, в общем случае, задачами высокой вычислительной сложности.

**НЕЛИНЕЙНОЕ ПРОПУСКАНИЕ УЛЬТРАКОРотКИХ ИМПУЛЬСОВ
СВЕТА КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ CdSe/ZnS ПРИ ДВУХФОТОННОМ
РЕЗОНАНСНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ.**

Доцент *Жуков Е.А.*, студент *Кабанин Д.А.*, науч. сотр. *Лясковский В.Л.*, аспирант *Умайер Т.*

Изучены особенности нелинейного поглощения мощных ультракоротких импульсов излучения лазера квантовыми точками CdSe/ZnS при двухфотонном резонансном возбуждении. Обнаруженное нелинейное уменьшение пропускания квантовых точек с ростом уровня возбуждения объяснено двухфотонным поглощением и эффектом самодефокусировки. Результаты эксперимента позволили определить коэффициент двухфотонного поглощения и нелинейную часть коэффициента преломления.

В работе использовался простой метод измерения нелинейного пропускания образца с коллоидным раствором квантовых точек CdSe/ZnS в толуоле. Для резонансного двухфотонного возбуждения квантовых точек использовался цуг из 12-15 импульсов различной интенсивности Nd³⁺:YAG-лазера работающего в режиме синхронизации мод (энергия фотона $\hbar\omega=1,165$ эВ). Измеренные с помощью скоростной стрик камеры импульсы из первой и второй части цуга имели одинаковую длительность 30 ± 5 пс (вставка на рис.1) аксиальный период 7 нс. Энергия импульсов цуга, прошедших через образец с квантовыми точками CdSe/ZnS, и энергия соответствующих им падающих импульсов, задержанных с помощью оптической линии задержки на 3 нс, измерялись одновременно лавинным фотодиодом ЛФД-2. Сигнал с фотодиода регистрировался на скоростном осциллографе С7-19. Временное разрешение системы ≈ 1 нс. Лазерные импульсы фокусировались на площадку диаметром 100 мкм. Диафрагма, установленная между образцом и фотодиодом, позволяла проводить измерение знака и величины нелинейного показателя преломления (с диафрагмой) и нелинейного поглощения (без диафрагмы).

Квантовые точки CdSe/ZnS, приготовленные методом металоорганического синтеза, имели радиус $2,6\pm0,4$ нм. Для точек такого размера возможно резонансное двухфотонное возбуждение наименее оптического перехода $1S_{3/2}^h \rightarrow 1S^e$. Концентрация квантовых точек в образце 10^{15} см⁻³.

При двухфотонном нелинейном пропускании изменение интенсивности I плоской волны в изотропной среде с коэффициентом линейного поглощения α и коэффициентом двухфотонного поглощения β имеет вид:

$$dI/dz = -\alpha I - \beta I^2.$$

Решение этого уравнения:

$$\frac{I_0}{I} = \frac{e^{\alpha L}}{(1-R^2)} + \frac{\beta(e^{\alpha L}-1)}{\alpha(1-R)} I_0, \quad (1)$$

где L толщина образца, R коэффициент отражения, I_0 и I интенсивности падающих и прошедших через образец импульсов. На рис.1 представлена линейная зависимость I_0/I от I_0 аппроксимированная с помощью (1). Измеренная величина $e^{\alpha L}/(1-R^2)$ равна 1,09. Из наклона прямой был определен коэффициент двухфотонного поглощения (и мнимая часть нелинейной восприимчивости [1]): $\beta = 1,6 \pm 0,02$ см/ГВт; $\text{Im } \chi^{(3)} = \beta c^2 n^2 / 32(\pi^2 \omega) = 6 \cdot 10^{-13}$ см³ эрг⁻¹.

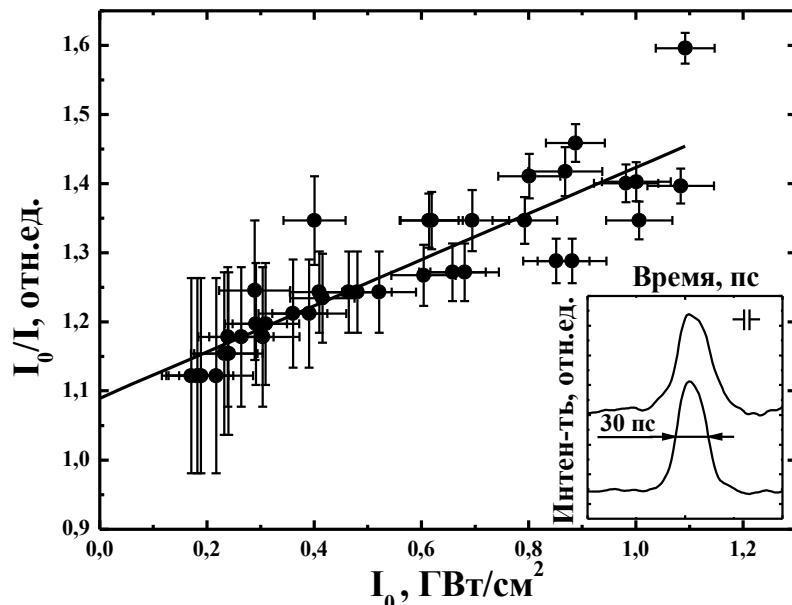


Рис.1. Зависимость I_0/I от I_0 , где I и I_0 интенсивности падающего и прошедшего импульсов. Вставка: импульсы различных частей цуга (расстояние между ними 5 аксиальных периодов)

Осциллограмма цуга импульсов прошедших и падающих на образец (в случае малой диафрагмы) представлены на Рис.2А. Нелинейное уменьшение энергии прошедших импульсов можно объяснить нелинейным изменением коэффициента преломления Δn , которое приводит к дефокусировке лазерного луча в коллоидном растворе квантовых точек. Знак нелинейного коэффициента преломления отрицательный. Термические эффекты в данном случае не значительны, потому что: 1) линейное поглощение образца мало; 2) в эксперименте использовались пикосекундные лазерные импульсы; 3) интенсивность прошедших импульсов восстанавливается с уменьшением интенсивности падающего излучения во второй части цуга. Нелинейный коэффициент преломления $\Delta n = \Delta n^b + \Delta n^f$ может меняться за

счет электронного эффекта Керра [2] на связанных электронах $\Delta n^b = \gamma I_0$, где $\gamma = \frac{12\pi^2}{cn_0^2} \operatorname{Re} \chi^{(3)}$, n_0 линейный коэффициент преломления. А так же в результате взаимодействия со свободными носителями, возбуждаемыми двухфотонно [3,4] $\Delta n^f = \xi I_0^2$. В итоге получаем:

$$\Delta n = \gamma I_0 + \xi I_0^2 .$$

Мы объясняем уменьшение амплитуды прошедших импульсов (Рис.2А) доминирующим эффектом самодефокусировки. Изменение пропускания прошедших импульсов цуга позволило рассчитать зависимость $\Delta n(I_0)$. На Рис.2Б приведены измеренные значения $I/I - 1.09/I_0$ и теоретически рассчитанные с учетом $\Delta n(I_0)$. Это позволило определить величины $\gamma = 1,46 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2 \text{ с} \cdot \text{эрг}^{-1}$ ($\operatorname{Re} \chi^{(3)} \approx 10^9 \text{ см}^3 \text{ эрг}^{-1}$) и $\xi = 3,2 \cdot 10^{-34} \text{ см}^4 \text{ эрг}^{-2} \text{ с}^2$ для коллоидного раствора квантовых точек CdSe/ZnS с концентрацией 10^{15} см^{-3} .

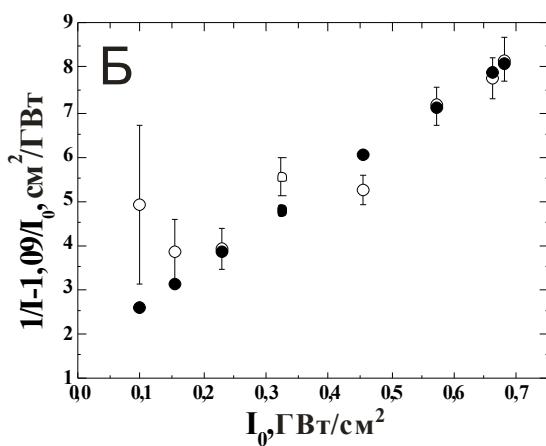
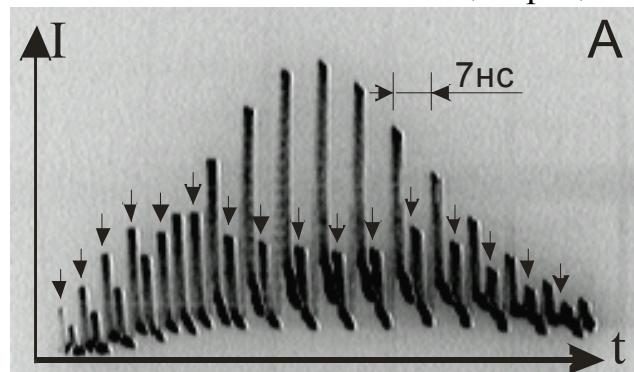


Рис. 2. А — осциллограмма прошедшего (обозначен стрелками) и падающего на образец (задержка 3 нс) цугов импульсов Б — зависимость $I/I - 1.09/I_0$ от I_0 , \circ — экспериментальные результаты, \bullet — теоретический расчет

Выводы. Результаты выполненных экспериментов позволили предположить, что нелинейное поглощение в образцах с коллоидным раствором квантовых точек CdSe/ZnS при резонансном двухфотонном возбуждении обусловлено эффектом двухфотонного поглощения и самодефокусировки. Проявление последнего обусловлено нелинейным изменением показателя

преломления, связанное с взаимодействием возбуждающего излучения, как со связанными электронами, так и с двухфотонно возбужденными. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 02-05-17604)

Литература

1. Клышко Д. Н. Физические основы квантовой электроники.— М.: Наука, 1986.
2. Banyai I. *et al*, Opt. Lett., **13**, 212 (1988).
3. Said A. A. *et al*, J. Opt. Soc. Am., **B 9**, 405 (1992).
4. Justus B. L. *et al*, Appl. Phys. Lett., **61**, 3151 (1992)

ЗАМЕДЛЕНИЕ РЕЛАКСАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА ПО УРОВНЯМ ЭНЕРГИИ РАЗМЕРНОГО КВАНТОВАНИЯ В КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ CdSe/ZnS ПРИ ВЫСОКИХ УРОВНЯХ ОПТИЧЕСКОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ

Доцент Жуков Е.А., стажер Добындэ И.И. , физик Санталов А.Н.

Метод накачки мощным ультракоротким (7 пс) импульсом лазера и зондирования применён для изучения процессов релаксации возбуждённых носителей по уровням энергии размерного квантования в квантовых точках (КТ) CdSe/ZnS. Выбор КТ подходящего радиуса позволил возбудить электроны в состояние $1P_e$ (первое возбуждённое состояние электронов) В этом случае подавлен механизм релаксации электронов с испусканием продольных оптических фононов, т.к. энергия возбуждённого электрона в несколько раз превышает энергию оптического фона.

Особенности спектров дифференциального пропускания КТ CdSe/ZnS – уменьшение пропускания на частоте возбуждающего излучения и просветление во время действия возбуждающего импульса на частотах, соответствующих основному энергетическому переходу $1S_{3/2}(h) - 1S_e$ и переходам между возбуждёнными состояниями дырок и электронным уровнем $1S_e$, замедление этого процесса с ростом энергии возбуждающего импульса – объяснены: 1) быстрой релаксацией носителей по уровням размерного квантования и отсутствием фононного бутылочного горла из-за передачи энергии от горячих электронов к эффективно релаксирующими дыркам, 2) релаксацией через промежуточные уровни энергии размерного

квантования дырок, 3) замедлением процесса релаксации с ростом числа возбуждённых носителей в квантовой точке.

В работе исследовались коллоидные КТ CdSe/ZnS, полученные методом металоорганического синтеза. КТ осаждались на стеклянную подложку. Выбор КТ подходящего радиуса осуществлён по измеренным спектрам поглощения и люминесценции, позволившим определить энергию основного $1S_{3/2}(h)-1S_e$ оптического перехода.

$$\text{Спектры дифференциального пропускания } DT(\lambda) = \frac{T(\lambda) - T_0(\lambda)}{T_0(\lambda)}$$

($T(\lambda)$ и $T_0(\lambda)$ — спектры пропускания возбуждённого и невозбуждённого образца) измерены для КТ с радиусом $3,4 \pm 0,5$ нм. Для КТ такого размера излучением второй гармоники лазера на фосфатном стекле ($h\nu=2,353$ эВ) в основном удаётся возбудить электроны в первое возбуждённое энергетическое состояние $1P_e$ за счёт резонансного поглощения на частотах оптических переходов $1P_{3/2}(h)-1P_e$ и $1P_{1/2}^l(h)-1P_e$. При этом для небольшого числа КТ, соответствующих краям распределения по размерам, возможно возбуждение электронов в основное состояние $1S_e$ за счёт оптических переходов $1S_{1/2}(h)-1S_e$ для КТ наименьшего и $2S_{1/2}(h)-1S_e$ для КТ наибольшего радиуса. В качестве зондирующего использовался импульс пикосекундного континуума — широкополосный пикосекундный импульс белого света, полученный при четырёхволновом смешивании части сфокусированного излучения накачки в кювете с тяжёлой водой. Осуществлялось зондирование центральной части области возбуждения образца с КТ. Использование оптической линии задержки позволило измерить спектры дифференциального пропускания в различные моменты времени во время и после возбуждения ультракороткими импульсами второй гармоники излучения неодимового лазера, работавшего в режиме синхронизации мод.

На рис.1, 2 приведены спектры дифференциального пропускания КТ CdSe/ZnS с радиусом $3,4 \pm 0,5$ нм, полученные в разные моменты времени после возбуждения и при разных уровнях возбуждения.

Как видно из рис.1, при отсутствии запаздывания между импульсами накачки и зондирования (при полном перекрытии импульсов) возникают полосы просветления (увеличивается пропускание) не только на частотах резонансно возбуждённых оптических переходов $1P_{3/2}(h)-1P_e$ и $1P_{1/2}^l(h)-1P_e$, но и на частотах как основного энергетического перехода $1S_{3/2}(h)-1S_e$, так и на промежуточных частотах, соответствующих переходам между возбуждёнными состояниями дырок и основным электронным состоянием $1S_e$. При задержке зондирующего импульса $\Delta t = 3$ пс (импульс накачки и зондирующий перекрываются частично) спектр дифференциального пропускания кардинальным образом изменяется: доминирует полоса просветле-

ния на частоте основного энергетического перехода, резко уменьшается пропускание на частоте резонансного возбуждения и увеличивается пропускание на промежуточных частотах. При больших значениях задержки ($\Delta t > 20$ пс) в спектре остаётся только полоса просветления, соответствующая основному энергетическому переходу КТ.

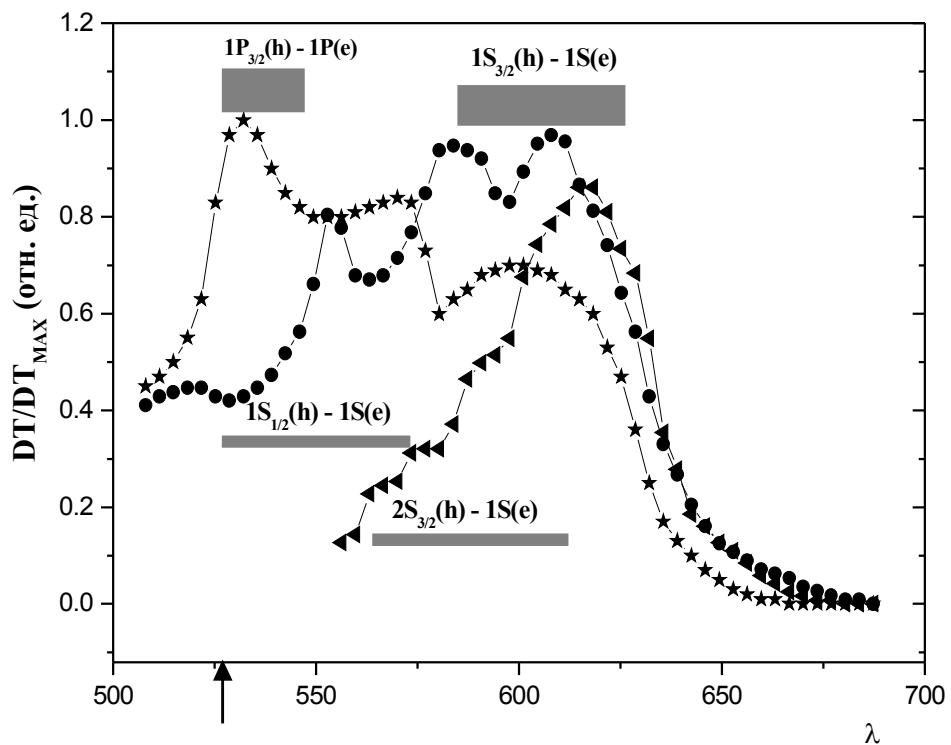


Рис. 1. Нормированные спектры дифференциального пропускания CdSe/ZnS квантовых точек с радиусом 3.4 ± 0.5 нм при временной задержке импульса зондирования относительно импульса накачки 0 (*), 3 (●) и 20 (◀) пс. Интенсивность импульса накачки составляет 3×10^{16} фотон/ см^2 . Длина волны накачки показана стрелкой. Энергии оптических переходов показаны полосами, их длина определяется дисперсией размера квантовых точек, толщина пропорциональна оптической силе осциллятора перехода

Увеличение интенсивности излучения накачки приводит к существенному изменению спектров дифференциального пропускания (рис.2). По сравнению со спектрами дифференциального пропускания при меньшем уровне возбуждения при $\Delta t = 3$ пс амплитуда полосы просветления на частоте резонансного возбуждения уменьшается не столь значительно, а амплитуды полос просветления на частотах основного перехода и промежуточных переходов увеличиваются менее эффективно.

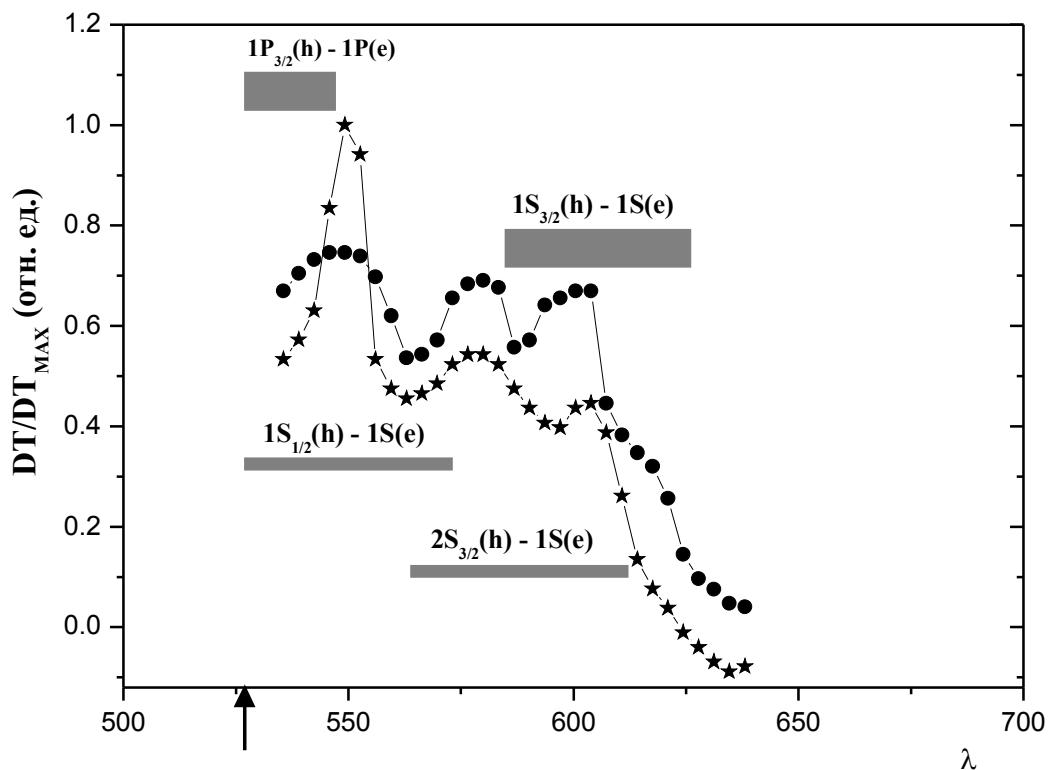


Рис. 2. Нормированные спектры дифференциального пропускания CdSe/ZnS квантовых точек с радиусом $3,4 \pm 0,5$ нм при временной задержке импульса зондирования относительно импульса накачки 0 (*) и 3 (●) пс. Интенсивность импульса накачки увеличена до $8 \cdot 10^{16}$ фотон/см²

Просветление на длине волны накачки, на длине волны основного $1S_{3/2}(h) - 1S_e$ энергетического перехода, и на промежуточных длинах волн может быть объяснено эффектом заполнения состояний в КТ возбужденными носителями. Появление полосы просветления на длине волны основного перехода уже при нулевой временной задержке и ее доминирование при задержке в 3 пс, позволяет исключить существование эффекта фононного бутылочного горла для электронов, несмотря на то, что энергетический зазор $1P_e - 1S_e$ (330 мЭв) значительно превосходит энергию LO-фона (приблизительно 26 мЭв).

Особенности спектров дифференциального пропускания, полученных при высоком уровне оптического возбуждения (рис.2.), можно приписать к замедлению релаксации носителей по уровням энергии размерного квантования в КТ. Такое замедление релаксации с увеличением числа возбужденных электронно-дырочных пар в КТ, возможно вызвано тем что заселенность промежуточных дырочных состояний препятствует эффективной релаксации горячих дырок.

ОПТИЧЕСКАЯ АНИЗОТРОПИЯ КРЕМНИЕВЫХ МИКРО- И НАНОСТРУКТУР

Аспирант *Круткова Е.Ю.*, аспирант *Мамичев Д.М.*, доцент *Головань Л.А.*,
профессор *Тимошенко В. Ю.*

Последнее время интенсивно исследуются полупроводниковые системы пониженной размерности с целью создания на их основе приборов электроники и оптоэлектроники малого размера. Микро- и наноструктуры на основе кремния, примером которых является пористый кремний (ПК) и щелевые кремниевые структуры (ЩКС), являются весьма привлекательными для интеграции в современную микро- и оптоэлектронику. Уникальные оптические свойства таких структур, в частности, сильное двулучепреломление, позволяют с успехом использовать их в оптике и нелинейной оптике в качестве новых фотонных материалов, фазовых согласующих матриц для генерации гармоник, волновых пластин, поляризационных анализаторов и дихроичных зеркал [1,2]. Как известно, кристаллический кремний не проявляет анизотропных оптических свойств, что существенно ограничивает его применение в оптике. Однако, ПК и ЩКС, сформированные на его основе методами химического и электрохимического травления, обладают свойствами отрицательных одноосных кристаллов. Сильная оптическая анизотропия таких структур обусловлена проявлением анизотропии формы [3]. Кроме того, при условии, что характерные размеры ($d_{\text{ЩКС}} \sim 1 \text{ мкм}$ и $d_{\text{ПК}} \sim 10 \text{ нм}$) таких структур много меньше длины волны падающего излучения, эти структуры можно рассматривать как однородные среды с эффективными диэлектрическими проницаемостями, показателями преломления, коэффициентами поглощения. Вследствие этого, для описания оптической анизотропии ПК и ЩКС можно использовать модель эффективной среды.

В настоящей работе представлены результаты по исследованию показателей преломления ПК и ЩКС в среднем и дальнем ИК диапазонах с использованием методов инфракрасной Фурье-спектроскопии. Представлен анализ оптических свойств таких структур в рамках модели эффективной среды с рассмотрением влияния свободных носителей заряда на оптическую анизотропию в рамках модели Друде.

На рис.1 представлены спектральные зависимости показателей преломления обычной и необычной волн и величины двулучепреломления ЩКС в диапазоне $20\text{--}600 \text{ см}^{-1}$. Линиями показаны рассчитанные в рамках модели эффективной среды величины двулучепреломления и значения показателей преломления. Наблюдается хорошее согласие экспериментальных и расчетных зависимостей в спектральной области $150\text{--}600 \text{ см}^{-1}$. Отклонения экспериментальных значений от рассчитанных в области

менее 150 см^{-1} можно объяснить структурными особенностями ЩКС, в частности, наличием дополнительных периодических стенок с периодом 250 мкм, предназначенных для механической прочности основной структуры.

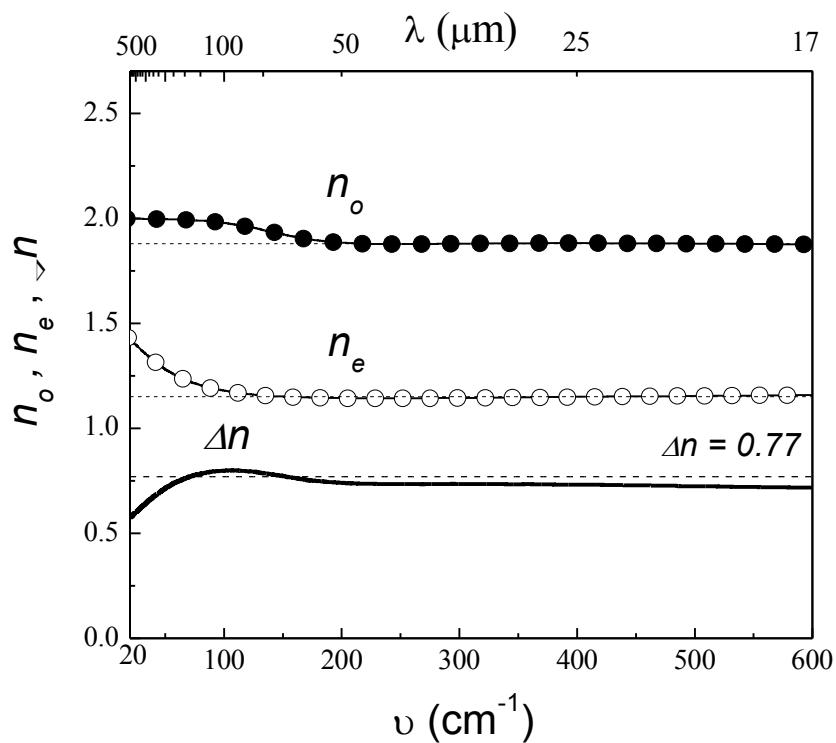


Рис. 1. Спектральные зависимости показателей преломления для обычновенной n_o и необыкновенной n_e волн и величины двулучепреломления Δn ЩКС в диапазоне 20 – 600 cm^{-1} . Штриховыми линиями показаны рассчитанные по модели эффективной среды значения показателей преломления и величины двулучепреломления.

На рис.2 представлены спектры показателей преломления и величины двулучепреломления для ПК. Учитывая, что в исследуемых образцах присутствуют свободные носители заряда (дырки) в нанокристаллах кремния, модель эффективной среды была дополнена учетом вклада носителей заряда по модели Друде. Результаты такого анализа предсказывают наличие области аномальной дисперсии и гигантский рост величины двулучепреломления в зависимости от концентрации свободных носителей заряда.

Таким образом, была исследована оптическая анизотропия кремниевых микро- иnanoструктур. Показано, что величина двулучепреломления может достигать значений 0.7 для ЩКС. Для ПК величина двулучепреломления сильно возрастает в дальней ИК области и определяется концентрацией свободных носителей заряда. Путем изменения концентрации свободных носителей заряда возможно управление оптической анизотропией

ПК. Хорошее согласие экспериментальных и рассчитанных значений позволяет успешно использовать модель эффективной среды и модель Друде для описания оптической анизотропии таких структур.

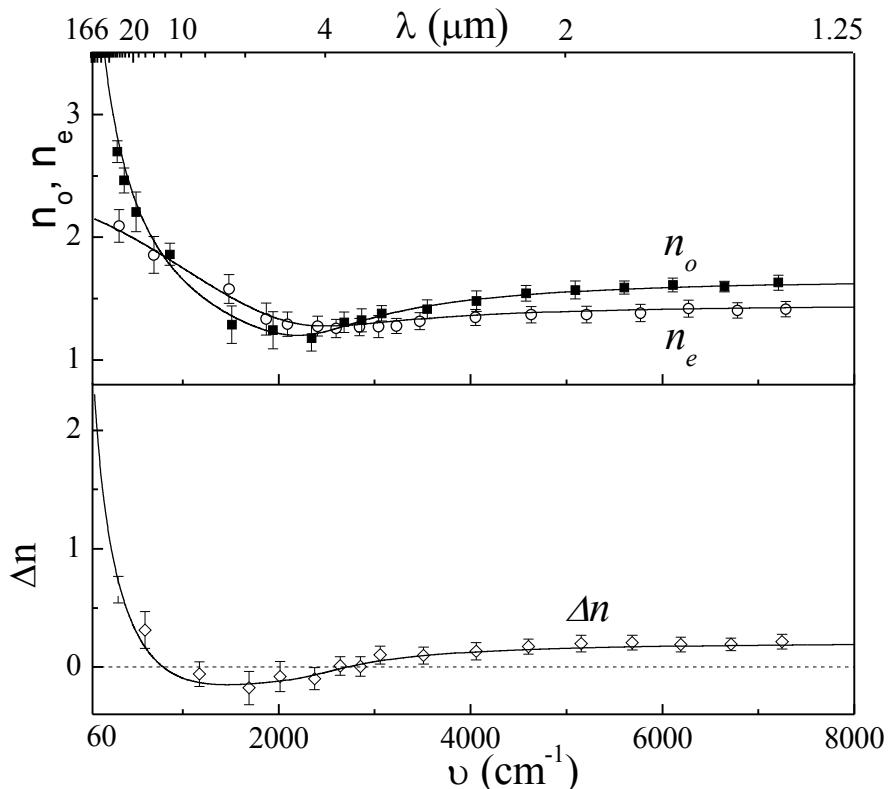


Рис.2. Спектральные зависимости показателей преломления для обыкновенной n_o и необыкновенной n_e волны и величины двулучепреломления Δn для ПК в диапазоне $60 - 8000 \text{ см}^{-1}$. Линиями показаны значения показателей преломления и величины двулучепреломления, рассчитанные в рамках моделей эффективной среды и Друде модели.

Литература

1. В. А. Толмачев, Л. С. Границына, Е. Н. Власова, Б. З. Волчек, А. В. Нашекин, А. Д. Ременюк, Е. В. Астрова, «Одномерный фотонный кристалл, полученный с помощью вертикального анизотропного травления кремния», ФТП, 36(8), 996 (2002).
2. П. К. Кашкаров, Л. А. Головань, С. В. Заботнов и др., ФТТ 47, 153 (2005).
3. М. Борн, Э. Вольф, *Основы оптики*, (М., Наука, 1970). Редактор Л.В. Шаронова.

ИССЛЕДОВАНИЕ АДСОРБЦИИ ДОНОРНЫХ И АКЦЕПТОРНЫХ
МОЛЕКУЛ НА ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЕВЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ
МЕТОДАМИ ЭЛЕКТРОННОГО ПАРАМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА
И ИНФРАКРАСНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Аспирант *Воронцов А.С.*, науч. сотр. *Осминкина Л.А.*,
профессор *Тимошенко В.Ю.*

Пористый кремний (ПК), получаемый электрохимическим травлением пластин монокристаллического кремния с-Si, представляет собой ансамбль кремниевых нанокристаллов с размерами порядка нескольких нанометров. Одной из особенностей ПК является наличие развитой удельной поверхности, достигающей сотен $\text{м}^2/\text{г}$ [1], что определяет значительное воздействие молекул окружающей среды и адсорбционного покрытия на его электронные и оптические свойства. В данной работе были проведены исследования адсорбции донорных молекул аммиака и акцепторных молекул йода на поверхности пористого кремния методом электронного paramagnитного резонанса и инфракрасной спектроскопии.

Слои пористого кремния формировались методом электрохимического травления пластин монокристаллического кремния p-Si:B и n-Si:As с исходным уровнем легирования примесью: $[B]=2\cdot10^{19}\cdot\text{см}^{-3}$ (для образца 1), $5\cdot10^{18}\cdot\text{см}^{-3}$ (для образца 2) и $1\cdot10^{16}\text{ см}^{-3}$ (для образца 3), $[As]=2\cdot10^{19}\cdot\text{см}^{-3}$ (для образца 4), ориентацией поверхности (100) в растворе плавиковой кислоты HF(48%):C₂H₅OH, взятом в пропорции 1:1. Электрохимическое травление происходило при следующих параметрах: плотность тока травления $j=50\text{ mA}/\text{см}^2$ (для образцов 1,2 и 3), и $j=80\text{ mA}/\text{см}^2$ (для образцов 4), время травления $t=20$ минут. Измерения проводились на ЭПР – спектрометре PS_100.X (рабочая частота 9.5 ГГц и чувствительность прибора $5\cdot10^{10}$ спин/Гс) и на ИК – спектрометре с обратным Фурье-преобразованием фирмы PERKIN ELMER RX I (диапазон измерений 6000 – 400 см^{-1} , разрешение 2 см^{-1}). Адсорбция молекул осуществлялась из вакуума 10^{-5} Торр.

На рис.1 представлены спектры поглощения слоев образца 2 в вакууме, после адсорбции газообразного аммиака и при последующем вакуумировании. Слои свежеприготовленного ПК характеризовались преимущественно водородным покрытием, а также монотонно возрастающим с уменьшением волнового числа (ростом длины волны) поглощением на равновесных носителях заряда (РНЗ). Адсорбция молекул аммиака для образцов 1 приводила к уменьшению поглощения излучения, обусловленному РНЗ, что свидетельствует об уменьшении концентрации дырок. Рассчитанные из спектров поглощения концентрации РНЗ [2] в вакууме и в атмосфере NH₃ для образцов 1 составили $N_p(\text{вакуум})=1\cdot10^{18}\text{ см}^{-3}$, $N_p(\text{NH}_3)=$

$3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Уменьшение концентрации дырок в кремниевых нанокристаллах может быть формально записано в следующем виде: $\text{B}^- + \text{h}^+ + \text{NH}_3 \rightarrow \text{B}^- + \text{NH}_3^+$. Адсорбция аммиака на поверхность образцов 2 и 4 не приводила к изменению спектра ИК поглощения. В атмосфере NH_3 наблюдался рост интенсивности сигнала ЭПР образцов 3. Рассчитанные значения парамагнитных центров на поверхности нанокристаллов в исходном образце ПК и

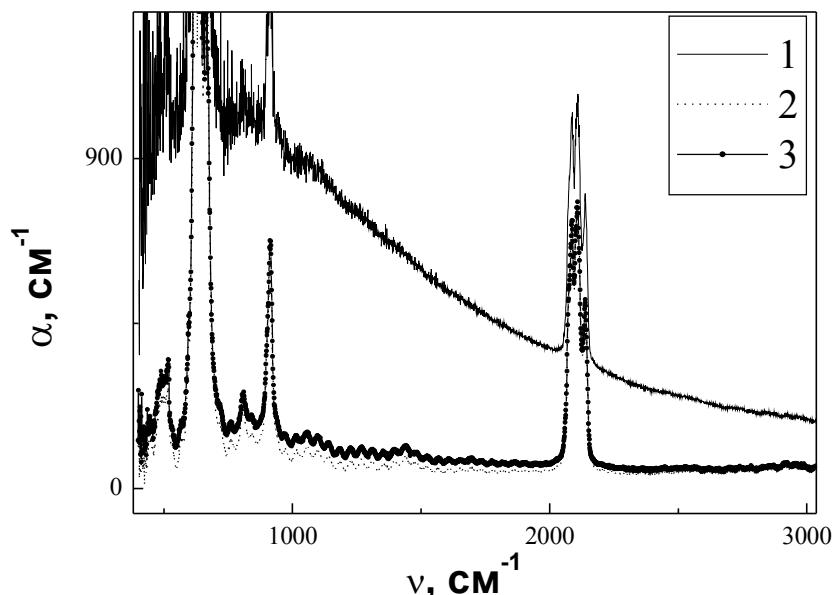


Рис. 1. Спектры коэффициента поглощения образцов 2 в вакууме 10^{-5} Торр (1), в атмосфере NH_3 при давлении $P_{\text{NH}_3} = 9$ Торр (2) и последующее вакуумирование до 10^{-5} Торр (3)

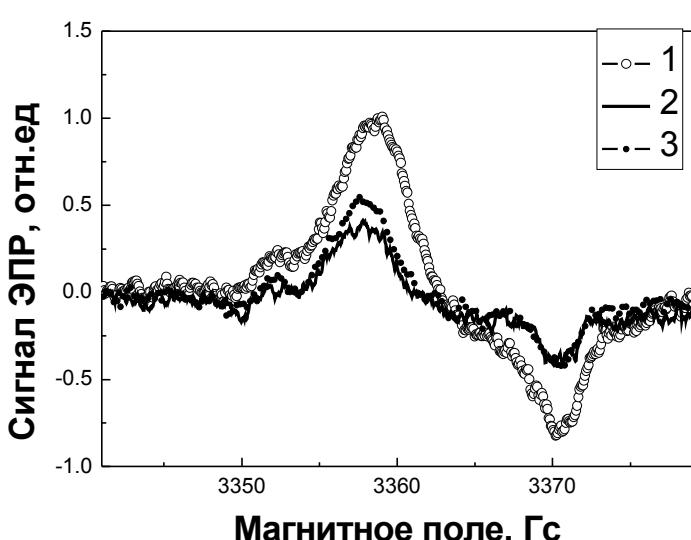


Рис. 2. Спектры ЭПР образцов 3: исходный в вакууме 10^{-5} Торр (1); в атмосфере I_2 при давлении $P_{\text{I}_2} = 0.1$ Торр (2) и при последующей откачке в вакууме 10^{-5} Торр (3)

при напуске молекул аммиака составляли $N_s(\text{вакуум}) = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $N_s(\text{NH}_3) = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ соответственно. Наблюдаемое увеличение числа дефектов может быть объяснено формированием донорно-акцепторных пар ($\text{P}_{\text{б0}} - \text{NH}_3^+$).

В атмосфере молекул йода фиксируется рост поглощения обусловленного РНЗ, что свидетельствует об увеличении концентрации дырок в нанокристаллах кремния. Рассчитанные значения концентрации равновесных носителей заряда в исходных образцах ПК и при напуске молекул йода составляли для образца 1 $N_p(\text{вакуум}) = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, а в атмосфере $I_2 - N_p(I_2) = 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$; для образца 2: $N_p(\text{вакуум}) = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $N_p(I_2) = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; для образца 4 исходная концентрация равновесных электронов составляла $N_e(\text{вакуум}) = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, в атмосфере йода $N_p(I_2) = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Рост концентрации РНЗ (дырок) в атмосфере йода для всех образцов позволяет сделать вывод о том, что при адсорбции молекул йода образуются мелкие акцепторные уровни, которые в случае образца 4 компенсируют исходную донорную примесь, что позволяет при увеличении давления адсорбата изменить тип проводимости с n-типа на p-тип. Отметим, что окисления поверхности кремниевых нанокристаллов при адсорбции молекул йода во всем диапазоне исследуемых давлений не наблюдалось. На рисунке 2 представлены спектры ЭПР образцов 3 в вакууме, в атмосфере I_2 и при последующем вакуумировании. Адсорбция молекул йода приводит к уменьшению интенсивности сигнала ЭПР. Исходная концентрация парамагнитных центров на поверхности нанокристаллов кремния составляла $N_s(\text{вакуум}) = 8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, а в атмосфере $I_2 N_s(I_2) = 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Указанные вариации спектров ЭПР могут быть связаны с перезарядкой или пассивацией исходных дефектов в присутствии молекул йода.

В работе изучено влияние донорных и акцепторных молекул аммиака и йода на концентрацию парамагнитных центров и равновесных носителей заряда в пористом кремнии. Обнаружено изменение типа проводимости с n-типа на p-тип в случае адсорбции акцепторных молекул. Полученные результаты могут быть использованы при создании различных электронных устройств на базе пористого кремния.

Литература

1. O. Bisi, S. Ossicini, and L. Pavesi, Surf. Sci. Rep. **38**, 1 (2000).
2. Е.А. Константинова, Л.А. Осминкина, К.С. Шаров, Е.В. Курепина, П.К. Кашкаров, В.Ю. Тимошенко. ЖЭТФ **126** (10), 857 (2004).

ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ПОПРАВОК НА ОБМЕН И КОРРЕЛЯЦИЮ НА РАССЧИТАВАЕМЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ АЛЮМИНИЯ

Аспирантка *Шанькова М. В.*

Проведены расчеты ряда физических свойств простых металлов (на примере алюминия) с использованием метода модельного потенциала. Целью работы было изучения влияния поправок на обмен и корреляцию в газе электронов проводимости на свойства, рассчитанные теоретическим способом, сопоставление результатов расчета с экспериментальными данными и нахождение поправок на обмен и корреляцию, которые наилучшим образом описывают рассмотренные свойства. Для этого был использован модельный локальный псевдопотенциал Хейне-Абаренкова-Анималу. Метод определения данного псевдопотенциала в металлах является обобщением метода квантовых дефектов, в котором информация о потенциале и волновых функциях электронов внутренних оболочек получается из спектроскопических данных об атомных уровнях энергии. Такой псевдопотенциал обладает тем преимуществом, что включает в себя экспериментальные поправки, учитывающие обменное взаимодействие и корреляцию между электронами проводимости и электронами внутренних оболочек.

В литературе существует большое количество поправок на обмен и корреляцию. В работе использовались наиболее распространенные из них, а именно: Хаббарда и Шема (*HS*), Гелдарта и Воско (*GV*), Кляйнмана и Лангреза (*KL*), Сингви, Тоси, Ланда и Съеландера (*STLS*), Шоу (*S*), Вашишты и Сингви (*VS*). С их использованием проведены расчеты фононных спектров, силовых и упругих постоянных, полной энергии, а так же сравнительный анализ формфакторов, характеристических функций зонной структуры, потенциалов парного взаимодействия. Выявлено, что существуют наиболее чувствительные свойства к поправке на обмен и корреляцию, и наименее чувствительные. К наиболее чувствительным свойствам относятся силовые и упругие постоянные, фононные спектры, а к наименее чувствительным – полная энергия. Наилучшее согласие рассчитываемых значений силовых и упругих постоянных, а так же фононных спектров с экспериментальными достигается при использовании поправки на обмен и корреляцию предложенную Гелдартом и Воско.

ГЛАДКИЙ НЕЛОКАЛЬНЫЙ МОДЕЛЬНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ ПРОСТЫХ МЕТАЛЛОВ

Аспирант *Бокарев Д.П.*

Предлагается гладкий нелокальный модельный потенциал иона простого металла (ГНМП). В основе введения гладкого модельного потенциала лежат следующие положения: 1) функция, описывающая гладкий потенциал, и ее производные не должны иметь особенностей при любых r , 2) решения уравнения Шредингера для свободного иона с ГНМП должны совпадать с собственными значениями внешнего электрона в поле истинного потенциала иона (с экспериментальными значениями термов), 3) волновая функция внешнего электрона получающаяся в результате решения уравнения Шредингера с ГНМП должна совпадать с волновой функцией Кулоновского потенциала при $r > R_a$, где R_a – радиус атома, 4) формфактор ГНМП должен иметь аналитическое выражение, 5) формфактор ГНМП не должен иметь нефизических осцилляций в обратном пространстве, которые обуславливают плохую сходимость при расчетах различных характеристик металлов и сплавов связанных с суммированием по векторам обратной решетки. Этим требованиям удовлетворяет следующий потенциал:

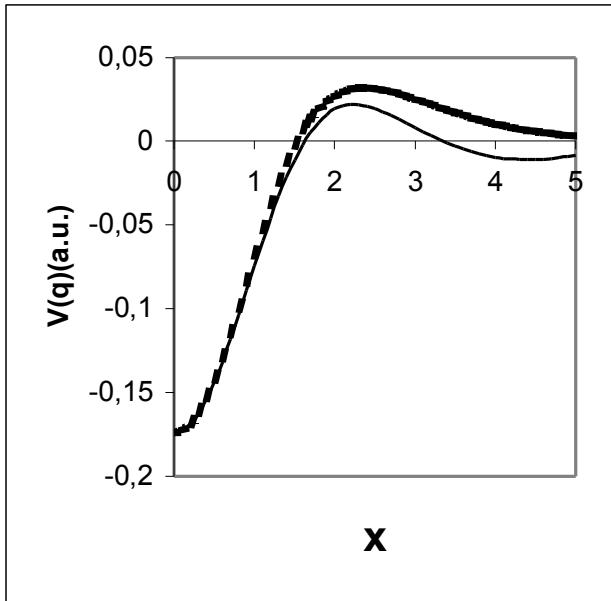
$$V_i(r, \varepsilon) = -\frac{Z}{r} - \sum_{l=0}^{\infty} \left[\left(A_l(\mathcal{E}) - \frac{Z}{r} \right) g^K(r, R_m) \right],$$

$$g^K(r, R_m) = \frac{1}{\left(1 + (r/R_m)^{2M} \right)^K}$$

R_M – параметр, характеризующий радиус модельной сферы, K и M целочисленные степени, $g^K(r, R_m)$ – функция, сглаживающая ступенчатый характер модельного потенциала \mathcal{E} – энергия рассеивающегося электрона в поле свободного иона, l – орбитальное квантовое число, Z – валентность иона, r – расстояние от центра иона, $A_l(\mathcal{E})$ – параметр, характеризующий глубину потенциальной ямы ГНМП.

ГНМП не имеет нефизических изломов и плавно переходит от псевдопотенциала остова к кулоновскому потенциалу вне атомной сферы. Его формфактор имеет вид.

$$V(\vec{k}, \vec{k} + \vec{q}, E_k) = F(\vec{k}, \vec{k} + \vec{q}, E_k) + \frac{B(q) + V_{ort}(q) + V_{ee}(q) \Pi[\Omega F(\vec{k}, \vec{k} + \vec{q}, E)]}{\varepsilon(q)}.$$



На рисунке приведена зависимость потенциала экранированного иона магния. Видно, что значения матричного элемента ГНМП при $q \prec 2k_f$ несколько выше значений матричного элемента, рассчитанного на основе ОМП. При $q \succ 2k_f$ формфактор ОМП имеет осцилирующий характер (меняет знак) и с ростом q стремится к нулю. Формфактор ГНМП в отличие от формфактора ОМП плавно убывает при $q \succ 2k_f$ стремясь к нулю с ростом q . Такое различие формфакторов, рассчитанных в двух моделях объясняется негладким характером зависимости нелокальной части ОМП иона от r в прямом пространстве и как следствие появлением «нефизических осциляций» матричного элемента.

Подсекция:

БИОХИМИЧЕСКАЯ

И МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА

Сопредседатели

профессор В.А.Твердислов, профессор В.Я.Панченко,
профессор Г.П.Петрова

ИССЛЕДОВАНИЕ СОСТОЯНИЯ МЕМБРАН ЭРИТРОЦИТОВ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА ЭЛЕКТРОПОРАЦИИ

Доцент Козлова Е.К., профессор Черняев А.П., аспирант Близнюк У.А.,
аспирант Алексеева П.Ю.

Анализ и исследование явлений, возникающих в биологических мембранах под действием каких-либо внешних воздействий, различных заболеваний, изучение влияния возраста человека на состояние мембран является актуальной задачей медицины. Также воздействие ионизирующего излучения малых доз представляет собой одно из актуальных направлений современной радиобиологии.

Целью данной работы является выявление различия состояний мембран эритроцитов людей различных возрастных групп, а также диагностика состояния биологических мембран эритроцитов различных людей после воздействия на них γ -излучения в малых дозах при помощи метода электропорации мембран калиброванным импульсом электрического поля.

Для проведения исследования состояний мембран эритроцитов людей различных возрастных групп была взята кровь у девяти разных доноров. Из каждой порции крови были приготовлены суспензии эритроцитов в 0,9% растворе NaCl. Мембранны эритроцитов подвергались действию импульсного электрического поля с помощью клинического дефибриллятора Lifepak-7. Эффект воздействия электрического импульса на мембранны эритроцитов оценивали сравнением кинетики гемолиза эритроцитов в суспензии после воздействия электрическим импульсом с соответствующей контрольной суспензией [1].

На рис.1 представлены кинетические кривые уменьшения численности эритроцитов (зависимость оптической плотности суспензии от времени) суспензий женской и мужской групп доноров после воздействия импульсом электрического поля. Как следует из рисунков 1а и 1б, чем старше донор, тем мгновенная скорость уменьшения количества эритроцитов больше в данный момент времени. Эта закономерность характерна как для женской группы доноров, так и для мужской.

Для статистического анализа воздействия γ -излучения на биологические мембранны клеток человека эксперименты проводились на эритроцитах людей разных возрастных групп (от 20 до 70 лет) и различного пола. Суспензии подвергали воздействию γ -излучения ^{226}Ra с мощностью дозы 5 Р/час. Время облучения 5 минут. После облучения суспензии подвергались воздействию калиброванного импульсного электрического поля. При этом кинетические кривые уменьшения численности эритроцитов облученной суспензии и контрольной не отличались.

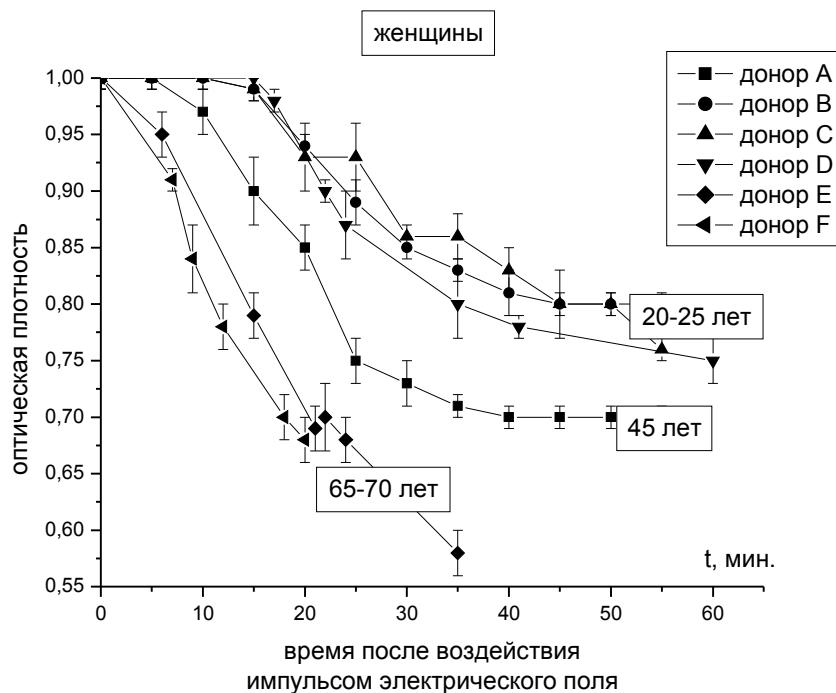
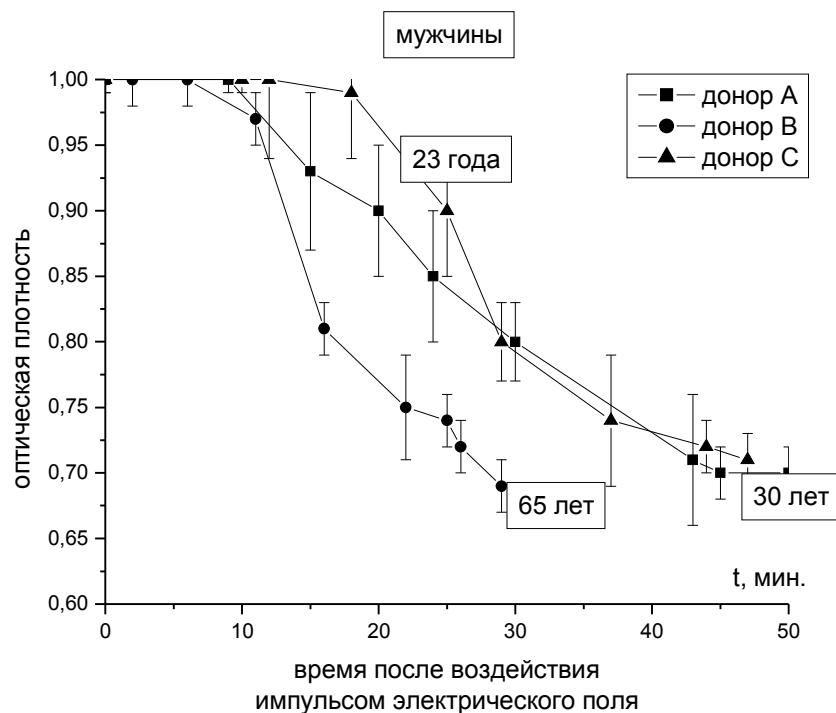
*a**b*

Рис.1. Кинетические кривые уменьшения количества эритроцитов со временем после воздействия импульсом электрического поля для супензий крови женщин (а) и мужчин (б)

На рис. 2 представлена гистограмма для трех разных доноров А, В, С, на которой показаны значения констант скорости λ уменьшения количества эритроцитов; А, В, С – столбцы соответствуют константе скорости уменьшения числа эритроцитов за счет электропорации, A_γ , B_γ , C_γ – столбцы соответствуют уменьшению числа эритроцитов супензий, подвергавшихся γ -излучению, а затем электропорации.

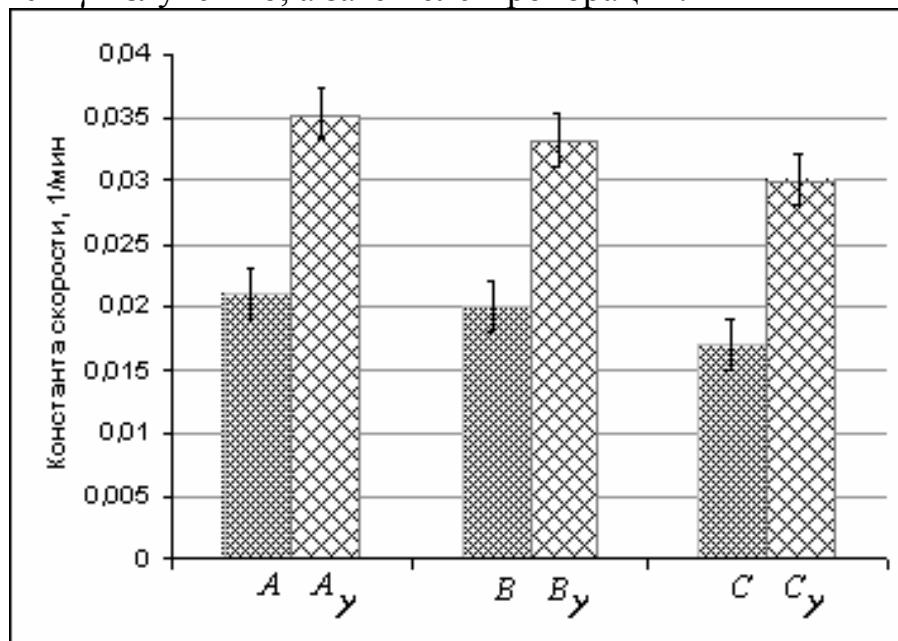


Рис.2. Гистограмма значений констант скорости уменьшения числа эритроцитов λ для доноров А, В, С

Константы скоростей гемолиза для мужчин и женщин в возрастном интервале 20 – 70 лет имели значения $\lambda=0,015 – 0,03 \text{ мин}^{-1}$. Наблюдалось увеличение констант в 1,2-1,5 раза при предварительном воздействии на систему γ -излучением. Метод электропорации калиброванным электрическим полем позволяет наблюдать возникающие скрытые повреждения мембран после облучения малыми дозами γ -излучения, которые невозможна выявить простым сравнением кинетики гемолиза облученной и контрольной супензий. Также различие значений λ для разных доноров может быть связано с различным возрастом людей, участвовавших в эксперименте, различным состоянием мембран эритроцитов в крови каждого донора, т.е. изначально с различными показателями крови доноров. Для оценки степени этих различий также используется данный метод.

Литература

Козлова Е.К., Черняев А.П., Черныш А.М., Алексеева П.Ю. Исследование воздействия гамма-излучения на эритроциты с помощью электропорации. Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 2005. № 3

**ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕЩЕСТВ
МЕЖДУ ТОНКИМ ПОВЕРХНОСТНЫМ СЛОЕМ И ОБЪЕМНОЙ ФАЗОЙ
РАСТВОРА В НЕРАВНОВЕСНЫХ УСЛОВИЯХ**

Ст.науч.сотр. Яковенко Л.В., аспирант Чжан Даоюй,
профессор Твердислов В.А.

Неравновесные процессы на границе раздела фаз раствор-воздух играют важную роль в процессах тепло- и массообмена между океаном и атмосферой, приводят к перераспределению растворенных веществ и нейстона вблизи поверхности океана, влияя, таким образом, на поведение планктона и связанные с ним пищевые цепи, а также на такие существенные процессы в биосфере, как газовый обмен между океаном и атмосферой и распространение загрязнений по поверхности Земли. Эти процессы могли также играть определяющую роль на некоторых стадиях предбиологической эволюции. В настоящей работе приведены результаты экспериментальных и теоретических исследований распределений температуры и концентраций растворенных веществ в тонком поверхностном слое (ТПС) раствора в различных условиях, а также связанного с этими явлениями изменений устойчивости границы раздела раствор-воздух в сильных неоднородных электрических полях [1].

Определение фракционирования ионов в разных неравновесных условиях показало, что при интенсивном испарении воды с поверхности раствора, ТПС обогащается ионами калия и кальция по отношению к ионам натрия и магния, соответственно. При этом, чем тоньше ТПС, тем больше коэффициент фракционирования при прочих равных условиях [2]. Перенос ионов в ТПС сопровождается генерацией электрического поля, разность потенциалов между объемной фазой раствора и ТПС составляет несколько милливольт. Сочетание электрического поля с геомагнитным является одним из факторов, способных повлиять на фракционирование стереоизомеров хиральных соединений. Экспериментально различными методами показано, что в ТПС происходит накопление L-аминокислот и изменение соотношения концентраций энантиомеров моносахарида арабинозы [3,4].

Для объяснения экспериментально наблюдаемых фактов предложены феноменологические модели разделения веществ в ТПС, учитывающие неравновесные характеристики ТПС и возможность существования супрамолекулярных кластеров воды [5]. Модели качественно объясняют результаты наблюдений и экспериментов.

Литература

1. Яковенко Л.В., Твердислов В.А. Поверхность Мирового океана и физические механизмы предбиологической эволюции. // Биофизика. 2003, т. 48, №6. с. 1137–1146.

2. Караваева Е.В., Исламова М.Р., Твердислов В.А., Хунджуа Г.Г. Неравновесный характер фракционирования ионов в поверхностном слое морской воды. // Океанология. 1990, т. 30, №2, 228–233.
3. Твердислов В.А., Кузнецова М.Р., Яковенко Л.В. Хиральная селективность неравновесной границы раздела фаз раствор/воздух. // Биофизика. 1992, т. 37, №2, с. 391–392.
4. Шоджаи Багини М., В.В. Сидорова, Л.В. Яковенко, А.В. Балакин, М.М. Назаров, А.П. Шкуринов. Исследование содержания хиральных соединений в поверхностном водном слое методом генерации второй гармоники в условиях полного внутреннего отражения. // Препринт №14/2004, Физический ф-т МГУ им. М.В. Ломоносова, 2004. 17 с.
5. Смирнов А.Н., Лапшин В.Б., Балышев А.В., Лебедев И.М., Гончарук В.В., Сыроешкин А.В. Структура воды: гигантские гетерофазные кластеры воды. // Химия и технология воды. 2005, т. 37, №2, с. 111–137.

ПОВЫШЕНИЕ КОНФОРМНОСТИ ОБЛУЧЕНИЯ ПУЧКАМИ ФОТОНОВ И ЭЛЕКТРОНОВ

Аспирант *Белоусов А.В.*, мл. науч. сотр. *Варзарь С.М.*, аспирант *Куракин А.А.*, студент *Осипов А.*, профессор *Черняев А.П.*

Несмотря на технические усовершенствования последних лет, вопрос о повышении эффективности облучения мишени является определяющим в радиационной онкологии. Основным критерием при решении этой проблемы является соотношение дозы, переданной мишени, к величине дозы, приходящейся на окружающие ее здоровые ткани. Широкое распространение для различных видов ионизирующих излучений получили методы облучения мишени с разных сторон, например применение встречных пучков, многопольного облучения и др., позволяющие достигнуть наибольшего совпадения контуров пространственного распределения высокой дозы с поверхностью мишени.

Ранее в [1] нами был предложен и развит метод активного управления распределением дозы в мишени с помощью внешнего магнитного поля. Компьютерное моделирование показало, что

а) при облучении мишени пучками электронов с энергией 20–70 МэВ возникает максимум в глубинном распределении дозы на удобной для лучевой терапии глубине 5–15 см, который с ростом энергии электронов смещается в глубь вещества. Поглощенная доза в мишени возрастает в 2–2.5 раза, а ткани за мишенью получают дозу в 4 раза меньшую по сравнению со случаем отсутствия поля;

б) при облучении мишени пучками тормозных фотонов с максимальной энергией до 70 МэВ:

- максимум распределения дозы возникает в области положительного градиента магнитного поля, минимум – в области отрицательного градиента магнитного поля;
- амплитуда максимума (минимума) распределения дозы зависит от величины магнитного поля и градиента его изменения (убывания), а также от энергии фотонов;
- положение максимума (минимума) в распределении дозы зависит от расположения области изменения магнитного поля и практически не зависит от энергии пучка.

В данной работе проведено исследование возможности комбинированного применения для пучков электронов и фотонов метода активного управления распределением дозы и методов облучения мишени с нескольких направлений.

Экспериментально подтверждена возможность повышения эффективности лучевой терапии на пучках фотонов и электронов при размещении мишени в поперечном магнитном поле. На экспериментальной установке, созданной на разрезном микротроне, измерены глубинные распределения дозы при энергиях электронов и максимальной энергии тормозных у-квантов 25 и 50 МэВ в постоянном магнитном поле 0.5, 1.0 и 1.2 Тл. Экспериментально подтверждено появление максимума в глубинном распределении дозы в мишени.

Предложен ряд физических способов, позволяющих повысить эффективность применения пучков фотонов и электронов в лучевой терапии:

а) способ уменьшения разброса пучка электронов в пространстве при его прохождении через мишень, расположенную в поперечном магнитном поле, увеличивающий градиент спада дозы в направлении перпендикулярном его распространению в среде, в ~ 4 раза.

б) алгоритм для получения равномерного распределения дозы в заданном объеме биологических тканей:

- для пучков электронов такое распределение получается путем изменения энергии электронов в процессе облучения мишени, попеременного изменения направления магнитного поля на противоположное и варьирование интенсивности пучка.

- для пучков фотонов это распределение дозы получается смещением магнита над мишенью с определенным шагом. Установлено, что при использовании данного алгоритма доза в объеме мишени, возрастает для пучков электронов в 2÷2.5 раза, для пучков фотонов – в 1.5÷2 раза.

В таблице представлены отношения величин дозы в максимуме и на входе в среду в предложенном подходе в сравнении со случаями использования взаимно перпендикулярных и встречных пучков электронов, фото-

нов или их комбинаций при отсутствии магнитного поля. При использовании пучков электронов и позитронов отношение улучшается в ~ 2 раза.

Таблица. Отношение дозы на поверхности мишени к максимальной дозе в мишени для пересекающихся пучков электронов и позитронов в различных магнитных полях.

Первый пучок	Второй пучок	Расположение пучков	Магнитное поле, Тл	Отношение максимальной дозы в мишени к дозе на поверхности мишени
e^- 50МэВ	e^- 50МэВ	встречные	0	1,8
		под прямым углом		2,5
e^+ 50МэВ	e^- 50МэВ	под прямым углом	2,5	3,5
γ 70МэВ	γ 70МэВ	под прямым углом	0	1,5
			2,5	3,1

На рис.1 представлено двумерное изображение распределение встречных пучков электронов с энергией 50 МэВ. Видно, что в центре распределения наблюдается максимум, доза в котором в 1.8 раза выше, чем на поверхности объекта. Величина максимума распределения дозы зависит от

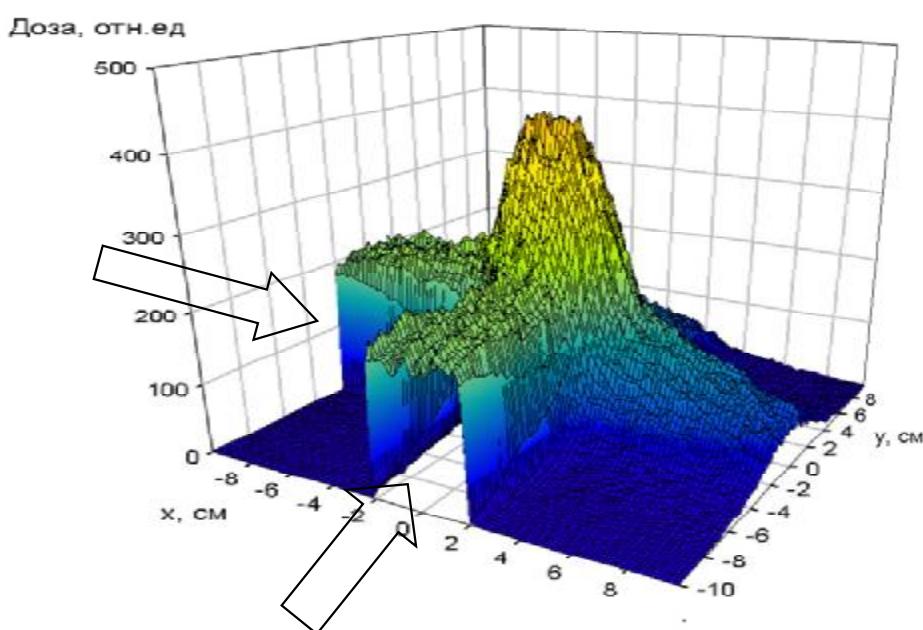


Рис.1. Трехмерное распределение дозы взаимно перпендикулярных пучков электронов

энергии пучков. В поперечном направлении доза спадает от 90% ее значения в максимуме до 10% на расстоянии 1,5 см.

Использование продольного магнитного поля также влияет на распределение дозы. При увеличении магнитного поля происходит смещения максимума поглощенной дозы вглубь мишени. Увеличивается спад градиента магнитного поля за максимумом. Сужается область, получающая дозу, выше 10% значения от максимальной полученной дозы. Эффективность облучения при включенном продольном магнитном поле в области, за максимумом возрастает. Предложенный метод управления распределением дозы может применяться для облучения медицинскими пучками электронов мишней, находящихся на глубинах 3—6 см, при этом эффективность облучения возрастает в 1,3-1,9 раз.

Литература

1. Черняев А.П. Развитие новых методов повышения эффективности лучевой терапии пучками фотонов и легких заряженных частиц. Наукоемкие технологии, 2004, №5, с. 3-14.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ БЕЛКОВ СЫВОРОТКИ КРОВИ С ИОНАМИ В ВОДНЫХ РАСТВОРАХ

Профессор Петрова Г.П., профессор Петрусевич Ю.М.

Проведен сравнительный анализ экспериментальных данных по рассеянию света в растворах белков сыворотки крови – альбумина и γ -глобулина, содержащих ионы щелочных металлов Na и K .

Роль калия и натрия в жизнедеятельности организма очень важна. Как известно, натрий, в основном, содержится в крови, в плазматической жидкости межклеточного пространства, в то время как калий находится преимущественно внутри клеток.

До сих пор нет ясного понимания механизмов взаимодействия этих ионов с различными белками, включая белки плазмы крови, такие, как альбумин и γ -глобулин.

Исследования водных растворов различных белков с помощью метода светорассеяния, проводимые в нашей лаборатории, показывают, что в присутствии ионов с большими ионными радиусами масса рассеивающих частиц не остается постоянной и резко возрастает в области изоэлектрической точки, соответствующей фактическому заряду белка $Z^*=0$. При этом оказывается, что максимум значений M увеличивается с ростом ионной силы раствора.

Ион натрия имеет ионный радиус $\sim 0,9 \text{ \AA}$, в то время, как ион калия имеет заметно больший радиус ($\sim 1,3 \text{ \AA}$). Это приводит к существенным особенностям его взаимодействия с гидратной оболочкой, что в ряде работ называется «отрицательной гидратацией».

Наличие в растворах белков ионов калия, обладающих большим ионным радиусом, приводит к возникновению белковых нанокластеров. В растворах, содержащих ионы Na, этот эффект не обнаружен.

Обсуждается возможный механизм наблюдаемых явлений, на основе сильных диполь-дипольных взаимодействий белковых молекул.

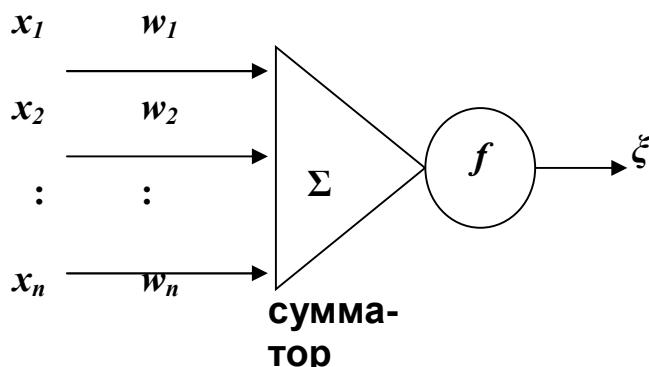
ТЕОРЕТИКО-ВОЗМОЖНОСТНАЯ МОДЕЛЬ НЕЙРОННОЙ СЕТИ

Ст.преподаватель *Мазаева И.В.*

В работе предложена модель нейронной сети на основе положений теории возможностей, основанных на нечёткой модели представления данных [1,3].

Как известно, нейронные сети строятся подобно мозгу живых организмов, состоящему из огромного количества нервных клеток, в виде системы взаимосвязанных искусственных нейронов.

Современная детерминистская модель искусственного нейрона имеет вид:



плитуду выходного сигнала ξ нейрона.

Во многих моделях нейронных сетей рассматривается идеальный искусственный нейрон, реагирующий на стимул постоянной интенсивности импульсацией с постоянной частотой. Реальные биологические нейроны ведут себя иначе. Из экспериментов известно [2], что при неоднократном возбуждении с одной и той же интенсивностью частота импульсации нейрона неодинакова. Причина таких стохастических флюктуаций науке пока

где x_i – входные сигналы, поступающие из окружающей среды или других активных нейронов, w_i – характеризует веса (силу связи между нейронами) синапсов. Сумматор определяет уровень активации нейронов в виде взвешенной суммы его входных сигналов $\sum w_i x_i$. Пороговая функция f ограничивает ам-

неизвестна. Назовём эти флуктуации шумом ν . В работе показано, что функционирование нейрона с учётом шума можно описать в виде:

$$\xi = f\left(\sum_{i=1}^n w_i x_i\right) + \nu \quad (1)$$

Определим, что представляет собой функция активации нейрона.

В работе рассмотрена стохастическая природа нейросетевой модели. Традиционная формальная логика в теории вероятностей основывается на принадлежности элемента множеству, либо к дополнению множества. Такое представление приводит к тому, что элемент не может принадлежать множеству и его дополнению одновременно. В теории нечётких множеств, введённых Лофти Заде [1], обосновывается, что главная проблема теории вероятностей заключается в том, что она является хорошим инструментом для измерения случайности информации, но не годится для измерения смысла информации. Для качественного выражения неточности вводится функция принадлежности множеству (возможность), которая может принимать значения в «абсолютной шкале» $L = ([0,1], \leq, +, \bullet)$, определённой на отрезке $[0,1]$, где сложение $+$ определено как \max , а умножение \bullet как \min . Возможность события ориентирована на относительную оценку истинности данного события, его предпочтительности в сравнении с любым другим событием, причём, в ранговой (порядковой) шкале, в которой могут быть представлены и содержательно истолкованы лишь отношения «больше», «меньше» или «равно» [3].

Нечёткий вектор в теории возможностей является прямым аналогом случайного вектора в теории вероятностей, и может быть охарактеризован распределением возможностей его значений. Поэтому, логично было бы предположить, что аргумент $\{x_i\}$ функции активации нейрона можно представить в виде нечёткого вектора \tilde{x} для которого может быть задано распределение возможностей его значений.

Функция активации в работе представлена в виде: $A\tilde{x}\tilde{w} = f(\tilde{x}\tilde{w})$, где оператор A задаёт модель измерительного прибора.

Так как ξ также является нечётким вектором, то:

$$\tilde{\xi} = A\tilde{x}\tilde{w} + \tilde{\nu}, \quad (2)$$

\tilde{x} , \tilde{w} и $\tilde{\nu}$ – нечёткие элементы, $\tilde{\nu} \in R$ – погрешность с математическим ожиданием $E\tilde{\nu} = 0$, $\tilde{w} \in W$, оператор $A: W \rightarrow R$.

Исходя из общей принятой последовательности процессов обучения, в нейронной сети при помощи процесса обучения можно закодировать эмпирические знания о физических явлениях или окружающей среде. Последовательность процессов обучения заключается в следующем: на нейронную сеть оказывают влияние стимулы из внешней среды, которые изменяют свободные параметры нейронной сети, вследствие чего сеть будет отвечать на возбуждение уже иным способом. Предлагается в качестве алго-

ритма обучения обучение машины Q на основе памяти, при котором весь прошлый опыт накапливается в больших хранилищах данных в виде параметров вход–выход. Обучение в исследуемом случае можно реализовать на основе модели процесса обучения с учителем, которая представлена в следующем виде:



В этой схеме, среда представлена векторами $\{\tilde{x}_k\}$. Учитель генерирует желаемый отклик $\{\tilde{\xi}_k\}$ для каждого из нечётких векторов \tilde{x}_k , полученных из внешней среды.

В этом случае, выражение (2) имеет вид:

$$\tilde{\xi} = B\tilde{w} + \tilde{v}, \quad (3)$$

где $B = A\tilde{x}$. Решение такой задачи сводится к задаче редукции измерения при наличии априорной информации о входном сигнале [3,4].

$$\tilde{w} = w_0 + FB^*(BFB^* + \omega(r)\Sigma)^{-1}(r - Aw_0), \quad (4)$$

где $\omega = \omega(x)$ – корень уравнения:

$$\omega \|(GG^* + \omega I)^{-1}y\| = \|G^*(GG^* + \omega I)^{-1}y\|$$

в котором $G = \Sigma^{-1/2}AB^{1/2}$, $y = \Sigma^{-1/2}(r - Aw_0)$.

Таким образом, для практической реализации вышеуказанной модели нейронной сети в задачах памяти и мышления человека, задачу обучения с учителем можно переформулировать следующим образом: необходимо найти некую стратегию обучения машины Q , с помощью которой было бы возможным представить в памяти человека некое абстрактное понятие (например, «округлый»), на основе обучающих множеств (например, паттернов, к которым применимо понятие «округлый»). Синаптические веса \tilde{w} и будут описывать это нечёткое понятие в модели нейронной сети.

Литература

1. Zadeh L.A. Fuzzy sets, Information and Control, 1965, vol. 8, p. 338-353.
2. Николс Д., Мартин Р., и др. От нейрона к мозгу. – М.: Эдиториал УРСС, 2003.
3. Пытьев Ю.П. Возможность. Элементы теории и применения. – М.: Эдиториал УРСС, 2000.
4. Пытьев Ю.П., Мазаева И.В. Теоретико – возможностный прогноз среднемесячных значений температуры. //Вестник Московского университета, №5, 2002., с.20-23.

БИО-ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ В НАНОТЕХНОЛОГИИ

Доцент Хомутов Г.Б.

Создание новых материалов и устройств с улучшенными или уникальными свойствами и характеристиками является важнейшей предпосылкой и условием дальнейшего научного и технологического прогресса. Будущие технологии должны быть экономически рациональны, экологически безопасны и включать методы, позволяющие эффективно контролировать состав, структуру и, соответственно, свойства материалов на наноуровне. Для биологических систем характерны процессы самосборки, самоорганизации и самовоспроизведения, в результате которых в нормальных условиях формируются высокоорганизованные молекулярные, сложные супрамолекулярные и био-неорганические структуры (в том числе структуры нанометровых размеров, т.е. наноструктуры), отличающиеся структурным совершенством и исключительно высокой функциональной эффективностью. Таким образом, разработка синтетических методов, основанных на принципах биомиметики, биоминерализации, самосборки и самоорганизации, может быть очень перспективна для нанотехнологических применений. Также, специфичность и уникальность свойств многих биологических молекул и супрамолекулярных систем, в частности, нуклеиновых кислот, делает их перспективными для создания новых высокоорганизованных функциональных гибридных био-органических и био-неорганических наноструктур.

Целью данной работы являлась разработка фундаментальной базы эффективных био-физико-химических подходов к целенаправленному созданию новых организованных функциональных неорганических, органических, гибридных органико-неорганических, био-неорганических, биополимерных, композитных наноструктур различной размерности и тонкопленочных наноструктурированных материалов, в том числе характеризующихся рекордными или уникальными структурными и/или функциональными характеристиками. В докладе представлены результаты работ по созданию и исследованию структурно-функциональных характеристик ряда новых биомиметических и гибридных био-неорганических наноструктур, включающих: системы высокотемпературного одноэлектронного туннельного транспорта, организованные по принципу «белок-переносчик электронов в мембране» и представляющие собой высокоупорядоченные полимерные пленки Ленгмюра-Блоджетт, содержащие встроенные в структуру пленки организованные ансамбли белков (цитохром *c*), нанокластеров и наночастиц; двумерные магнетики на основе планарных ансамблей катионов редкоземельных металлов; комплексы тилакоид/полиэлектролит, иммобилизованные на поверхности твердотельной

подложки и полученные методом последовательной послойной адсорбции противоположно заряженных компонентов; уникальные планарные наноструктуры благородных металлов; планарные комплексы амфи菲尔ного поликатиона, ДНК и неорганических наночастиц (“квантовых точек” и насторжней CdSe, а также магнитных наночастиц Fe₃O₄ диаметром 5 нм); полимерные композитные микрокапсулы, содержащие магнитные наночастицы.

Литература

1. Khomutov G.B., Soldatov E.S., Gubin S.P., Yakovenko S.A., Trifonov A.S., Obidenov A.Yu., Khanin V.V., Langmuir-Blodgett films in the development of high-temperature single electron tunneling devices, Thin Solid Films, 1998, v.327-329, №1-2, p.550-553.
2. Khomutov G.B., Koksharov Yu.A., Radchenko I.L., Soldatov E.S., Trifonov A.S., Tishin A.M., Bohr J., Rare-earth-containing planar magnetic materials formed using Langmuir-Blodgett technique, Materials Science and Engineering: C, 1999, v.8-9, p.299-308.
3. Radtchenko I.L., Sukhorukov G.B., Leporatti S., Khomutov G.B., Donath E., Mohwald H., Assembly of alternated multivalent ion/polyelectrolyte layers on colloidal particles. Stability of the multilayers and encapsulation of macromolecules into polyelectrolyte capsules, J. Colloid. Interface Sci., 2000, v.230, №2, p.272-280.
4. Khomutov G.B., Two-dimensional synthesis of anisotropic nanoparticles, Colloids and Surfaces: A, 2002, v.202, №2-3, p.243-267.
5. Khomutov G.B., Belovolova L.V., Gubin S.P., Khanin V.V., Obydenov A.Yu., Sergeev-Cherenkov A.N., Soldatov E.S., Trifonov A.S., STM study of morphology and electron transport features in cytochrome *c* and nanocluster molecule monolayers, Bioelectrochemistry, 2002, v.55, p.177-181.
6. Khomutov G.B., Gubin S.P., Interfacial synthesis of noble metal nanoparticles, Materials Science and Engineering: C, 2002, v.22, №2, p.141-146.
7. Gubin S.P., Gulayev Yu.V., Khomutov G.B., Kislov V.V., Kolesov V.V., Soldatov E.S., Sulaimankulov K.S., Trifonov A.S., Molecular clusters as building blocks for nanoelectronics: the first demonstartion of a cluster single-electron tunneling transistor at room temperature, Nanotechnology, 2002, v.13, p.185-195.
8. Khomutov G.B., Kislov V.V., Gainutdinov R.V., Gubin S.P., Obydenov A.Yu., Pavlov S.A., Sergeev-Cherenkov A.N., Soldatov E.S., Tolstikhina A.L., Trifonov A.S., The design, fabrication and characterization of controlled-morphology nanomaterials and functional planar molecular nanocluster-based nanostructures, Surface Science, 2003, v.532–535, p.287–293.
9. Khomutov G.B., Kislov V.V., Antipina M.N., Gainutdinov R.V., Gubin S.P., Obydenov A.Yu., Pavlov S.A., Rakhnyanskaya A.A., Sergeev-Cherenkov A.N.,

- Soldatov E.S., Suyatin D.B., Tolstikhina A.L., Trifonov A.S., Yurova T.V., Interfacial nanofabrication strategies in development of new functional nanomaterials and planar supramolecular nanostructures for nanoelectronics and nanotechnology, Microelectronic Engineering, 2003, v.69, №2-4, p.373-383.
10. Khomutov G.B., Antipina M.N., Sergeev-Cherenkov A.N., Yurova T.V., Rakhnyanskaya A.A., Kislov V.V., Gainutdinov R.V., Tolstikhina A.L., Interfacially-organized DNA/polycation complexes: a route to new planar polymeric and composite nanostructures, Materials Science and Engineering: C, 2003, v.23, №6-8, p.903-908.
11. Khomutov G.B., Interfacially formed organized planar inorganic, polymeric and composite nanostructures, Advances in Colloid and Interface Science, 2004, v.111, p.79– 116.
12. Khomutov G.B., Gainutdinov R.V., Gubin S.P., Kislov V.V., Rakhnyanskaya A.A., Sergeev-Cherenkov A.N., Tolstikhina A.L., Formation and organization of planar polymeric and nanocomposite nanostructures on liquid and solid surfaces, Surface Science, 2004, v.566-568, №1, p.396-401.
13. Khomutov G.B., Gainutdinov R.V., Gubin S.P., Kislov V.V., Khanin V.V., Rakhnyanskaya A.A., Sergeev-Cherenkov A.N., Soldatov E.S., Suyatin D.B., Taranov I.V., Tolstikhina A.L., Organized planar nanostructures from ligand-stabilized nanoclusters: a route to molecular nanoelectronic devices, Applied Surface Science, 2004, v.226, №1-3, p.149-154.
14. Khomutov G.B., Antipina M.N., Sergeev-Cherenkov A.N., Rakhnyanskaya A.A., Artemyev M., Kisiel D., Gainutdinov R.V., Tolstikhina A.L., Kislov V.V., Organized planar nanostructures via interfacial self-assembly and DNA templating, International Journal of Nanoscience, 2004, v.3, №1-2, p.65-74.
15. Khomutov G.B., Organized Planar Bio-Molecular and Hybrid Bio-Organic-Inorganic Nanostructures, in: “Biocatalytic Technology and Nanotechnology” (G.E. Zaikov ed.), Nova Science Publishers, Inc., Hauppauge, NY, 2004, ISBN: 1-59454-117-5, Pages 1-27.
16. Dementiev A.A., Baikov A.A., Ptushenko V.V., Khomutov G.B., Tikhonov A.N., Biological and polymeric self-assembled hybrid systems: structure and properties of thylakoid/polyelectrolyte complexes, Biochimica et Biophysica Acta, 2005, v.1712, p.9-16.
17. Губин С.П., Кокшаров Ю.А., Хомутов Г.Б., Юрков Г.Ю., Магнитные наночастицы: методы получения, строение и свойства, Успехи химии, 2005, т.74, №6, с.539-574.
18. Губин С.П., Катаева Н.А., Хомутов Г.Б., Перспективные направления нанонауки: Химия наночастиц полупроводниковых материалов, Известия Академии наук, сер. химическая, 2005, №4, с.811-836.

ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА В РАСТВОРАХ, СОДЕРЖАЩИХ ИОНЫ СВИНЦА¹

Аспирант *Сокол Н.В.*

Межмолекулярные взаимодействия и динамика белковых макромолекул играют чрезвычайно важную роль в функционировании различных биосистем [1].

Жизненно необходимым представляется изучение влияния на эти системы токсичных соединений, в том числе соединений тяжелых металлов.

Методом статического рассеяния света было обнаружено, что присутствие тяжелых ионов в белковых растворах приводит к агрегации частиц [2, 3]. Поведение белков в растворах определяется электростатическим взаимодействием между зарядами на поверхности макромолекул. Однако оказалось, что при определенных условиях, например, когда силы заряд-зарядового взаимодействия экранируются ионами тяжелых металлов, существенную роль начинают играть диполь-дипольные взаимодействия, что приводит к изменениям как статических, так и динамических параметров молекул.

Таким образом, несомненный интерес представляет детальное исследование механизма поведения белковых молекул в растворах при наличии ионов металлов с различными значениями заряда и ионного радиуса.

Метод поляризации флуоресценции, использованный в данной работе, основан на том, что большие молекулы не успевают изменить свою ориентацию за время жизни возбужденного состояния флуоресценции, в этом случае поляризация оказывается довольно значительной и зависит от симметрии молекулы и ее массы. Кроме того, флуоресцентный метод является наиболее чувствительным методом обнаружения и определения количественного содержания люминесцирующего вещества в биологических образцах [4, 5].

В основе экспериментального метода поляризации флуоресценции, применяемого в данной работе, лежит измерение компонент интенсивности параллельно и перпендикулярно поляризованного света для определения степени поляризации флуоресценции. Теория вращательной деполяризации люминесценции Левшина-Перрена позволяет находить динамические параметры флуоресцирующих молекул по степени поляризации их флуоресценции. Степень поляризации убывает с уменьшением времени ориентационной корреляции излучающей молекулы и т.о. служит мерой ее вращательной подвижности.

¹ Тезис составлен по материалам кандидатской диссертационной работы, защита которой состоится на заседании диссертационного совета К 501.001.08 6 апреля 2006 г.

Исследования проводились на фирменном спектрофлуориметре «Perkin Elmer» при возбуждении в ультрафиолетовом диапазоне длин волн.

В работе изучалось воздействие ионов свинца (Pb^{2+}) в составе ацетата свинца и натрия (Na^+) в составе хлорида натрия на молекулы сывороточного альбумина (БСА) методами флуоресцентной спектроскопии и поляризации флуоресценции.

Оказалось, что времена вращательной корреляции и рассчитанные массы частиц в растворах БСА, содержащих ионы Pb^{2+} , возрастают примерно на порядок по сравнению с временами вращательной корреляции молекул белка в водном растворе и в растворе, содержащем ионы Na^+ . Также обнаружено, что предложенная методика позволяет определять ничтожно малые концентрации токсичных ионов в растворах ($\sim 10^{-10} M$), что возможно использовать для экологического мониторинга.

Основные результаты работы способствуют развитию представлений о молекулярно-динамических процессах, происходящих в растворах белковых макромолекул, содержащих ионы легких и тяжелых металлов, а также вносят вклад в понимание природы межмолекулярных взаимодействий.

Литература

1. Strehler B.L. The luminescence of isolated chloroplasts // Arch. Biochem. and Biophys. — 1951. **34**, 239.
2. Petrova G.P., Petrushevich Yu.M., Evseevicheva A.N. Scattering of laser radiation as a method for diagnosing of widespread diseases including oncology // Proceedings Intern. Soc. for Optical Engineering, Laser Methods for Biomedical Applications, SPIE. — 1996. 2965. — P.55-58.
3. Петрова Г.П., Петрулевич Ю.М., Тен Д.И. Образование дипольных комплексов в растворах белков с малой концентрацией ионов тяжелых металлов: диагностика методом лазерного светорассеяния // Квантовая электроника. — 2002. **32**, 10. — С.1-5.
4. Левшин Л.В., Салецкий А.М. Оптические методы исследования молекулярных систем. — М.: изд-во Московского Университета, 1994.
5. Weber G. Polarization of the fluorescence of macromolecules // Biochem. J. — 1952. **51**, 2. — P.145.

МИТОХОНДРИИ СЕРДЦА: ОТВЕТ НА ПАТОЛОГИЧЕСКИЙ СТРЕСС

Профессор *Рууге Э.К.*, мл.науч.сотр. *Свириева И.В.**,
аспирантка *Губкина С.А.*, ст.науч.сотр. *Шумаев К.Б.***

*ФГУ «Российский кардиологический научно-производственный комплекс Росздрава»
**Институт биохимии РАН

Вклад митохондрий в функции клеток сердечной мышцы значительно шире, чем их роль в энергетическом метаболизме кардиомиоцитов в качестве поставщика АТР. Митохондрии сердца играют первостепенную роль в регуляторных и сигнальных событиях, являющихся ответом на многочисленные физиологические стрессы, такие как гипоксия, ишемия-реперфузия, нарушение баланса между прооксидантными и антиоксидантными процессами в клетке, разнообразные гормональные и цитокиновые стимулы. Супероксид, перекись водорода и оксид азота, выделяемые митохондриями, участвуют как в передаче сигналов, так и в патофизиологических процессах, связанных с развитием т.н. митохондриальных болезней. В случае митохондриальных болезней, клетки подвержены окислительному дисбалансу, возникающему, главным образом, из-за структурно-функциональных нарушений в мембранах митохондрий, в которых локализованы переносчики электрон-транспортной цепи и компоненты АТР синтазы. Основное воздействие при этом испытывают органы с интенсивным окислительным метаболизмом и высокой энергетической потребностью – в первую очередь, сердце, скелетные мышцы, почки и печень. Митохондриальные расстройства связаны с нейродегенеративными болезнями, а также с процессом старения. Важную роль в ответе митохондрий сердца на патологический стресс играют дефекты генома, постоянно растет число мутаций ядерных генов и митохондриальной ДНК, непосредственно связанных с развитием митохондриальных болезней. Как известно, митохондрии сердца являются мишениями для многих фармакологических препаратов, а их повреждения могут оказаться существенными для токсикологии.

В нашей работе изучены некоторые аспекты нового научного направления – митохондриальной медицины. Рассмотрены современные представления о возможных последствиях патологического стресса, приводящего к нарушениям функций и структуры митохондрий сердца, проведен поиск связи этих нарушений с патогенезом заболеваний сердечно-сосудистой системы. Изучено влияние активных форм кислорода и азота на энергетический метаболизм и функциональное состояние митохондрий

сердца, установлен критический эффект метаболитов оксида азота. Полученные нами данные показывают, что равновесие между прооксидантными и антиоксидантными процессами в клетках сердечной мышцы может зависеть от соотношения между супероксидными радикалами, оксидом азота и нитрозильными комплексами железа.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 05-04-49301.

Подсекция:

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ

И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Сопредседатели

профессор В.Ф.Бутузов, профессор В.Ч.Жуковский,
профессор Б.И.Садовников

НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНЫ В ПОТОКАХ НЕЙТРАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ С СОБСТВЕННЫМ МАГНИТНЫМ МОМЕНТОМ

Профessor Кузьменков Л. С., аспирант Харабадзе Д. Э.

Гидродинамический метод для квантовых систем был развит в [1]. В [2] он модифицирован для систем со спином. Для систем многих частиц с учетом спин-спинового взаимодействия метод был развит в работах [3,4]. В работе [5] дополнительно были приняты во внимание спин-токовые взаимодействия между частицами и в приближении отсутствия корреляций получены уравнения баланса числа частиц, плотности импульса и плотности магнитного момента. Мы ставим своей целью найти точное решение полученных уравнений для волн, распространяющихся вдоль внешнего магнитного поля в потоке частиц вдоль внешнего магнитного поля.

Рассмотрим систему нейтральных частиц в газообразном состоянии, каждая из которых имеет собственный магнитный момент. Предполагается, что система частиц находится в однородном стационарном внешнем магнитном поле. Найдем зависимость частоты возмущений от показателя преломления для различных интенсивностей возмущений. По характеру этих возмущений можно получить обратную информацию о различных характеристиках системы частиц, таких как намагниченность, величина самосогласованного магнитного поля внутри системы.

Полную систему уравнений, описывающую физические процессы в рассматриваемой системе частиц можно представить в виде квантовых уравнений баланса числа частиц, импульса, магнитного момента, и уравнений Максвелла для электромагнитного поля:

$$\begin{aligned}
 (\nabla \mathbf{E}) &= 0, \\
 (\nabla \mathbf{B}) &= 0, \\
 [\nabla \times \mathbf{E}] &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \\
 [\nabla \times (\mathbf{B} - 4\pi\mathbf{M})] &= \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \\
 \frac{\partial n}{\partial t} + \nabla(n\mathbf{v}) &= 0, \\
 \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla \right) \mathbf{v} &= -\frac{\nabla p(n)}{mn} + \frac{1}{m} M^\alpha \nabla B^\alpha - \frac{1}{m} \left[\frac{\mathbf{v}}{c} \times (\mathbf{M}\nabla) \mathbf{E} \right], \\
 \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla \right) \mathbf{M} &= \gamma [\mathbf{M} \times \mathbf{B}] - \gamma \left[\mathbf{M} \times \left[\frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{E} \right] \right].
 \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь \mathbf{E} , \mathbf{B} — напряженности электрического и магнитного поля, \mathbf{M} — векторное поле плотности магнитного момента, \mathbf{v} — векторное поле скоростей частиц, n — концентрация частиц, p — давление в системе, m — масса частицы, γ — гиromагнитное отношение.

Будем искать решение системы уравнений (1) в виде поперечной электромагнитной волны с круговой поляризацией, уравнение которой можно представить в виде:

$$\begin{aligned}\mathbf{E} &= \mathbf{e}_x \frac{E_{\perp} e^{-i\omega t + ikz} + c.c.}{2} + \mathbf{e}_x \frac{E_{\perp} e^{-i\omega t + ikz} - c.c.}{2i}, \\ \mathbf{B} &= \mathbf{e}_x \frac{B_{\perp} e^{-i\omega t + ikz} + c.c.}{2} + \mathbf{e}_x \frac{B_{\perp} e^{-i\omega t + ikz} - c.c.}{2i} + \mathbf{e}_z B_z, \\ \mathbf{M} &= \mathbf{e}_x \frac{M_{\perp} e^{-i\omega t + ikz} + c.c.}{2} + \mathbf{e}_x \frac{M_{\perp} e^{-i\omega t + ikz} - c.c.}{2i} + \mathbf{e}_z M_z, \\ \mathbf{v} &= \mathbf{e}_x \frac{v_{\perp} e^{-i\omega t + ikz} + c.c.}{2} + \mathbf{e}_x \frac{v_{\perp} e^{-i\omega t + ikz} - c.c.}{2i} + \mathbf{e}_z v_z, \\ n &= \text{const.}\end{aligned}\tag{2}$$

где $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$ — единичные орты вдоль координатных осей. Символом «с.с.» обозначена комплексно-сопряженная величина.

Подставляя (2) в (1), можно получить связь показателя преломления с частотой волны и амплитуды поперечных составляющих электрического поля E_{\perp} :

$$\omega = \frac{-\gamma B_z + 4\pi\gamma M_z n \frac{N^2 - \beta N}{N^2 - 1} + \gamma \frac{M_z}{mc^2} \frac{\beta N - N^2}{\beta N - 1} (E_{\perp}^* E_{\perp})}{\beta N - 1},\tag{3}$$

где $\beta = \frac{v_z}{c}$.

Одно из решений (3) при $N = 0$ соответствует прецессии магнитных моментов во внешнем магнитном поле на частоте γB_z при произвольной амплитуде.

Литература

1. *Madelung E. Quantenteorie in hydrodynamischer form //Z.Phys., 1926, v.40, N2, p.322.*
2. *Recami E., Salesi G. Kinematics and hydrodynamics of spinning particles //Phys.Rev., 1998, v. 57, N1, p.98.*

3. Кузьменков Л.С., Максимов С.Г., Федосеев В.В. Микроскопическая квантовая гидродинамика систем фермионов I.//ТМФ, 2001, т.126, N1, с.136
4. Кузьменков Л.С., Максимов С.Г., Федосеев В.В. Микроскопическая квантовая гидродинамика систем фермионов II.//ТМФ, 2001, т.126, N2, с.258
5. Харабадзе Д. Э. Учет спин-токового взаимодействия при помощи гамильтониана Брейта в гидродинамическом методе. //Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 2005, N6, с.10.

ЧИСЛЕННЫЕ МЕТОДЫ ДЛЯ СОБОЛЕВСКИХ УРАВНЕНИЙ.

Ст. науч. сотр. Альшин А.Б.

Введение. В 1954 г. Сергей Львович Соболев в своей работе [1] привлек внимание к математическим вопросам динамики вращающейся жидкости. Им был дан строгий вывод уравнения, описывающего малые колебания такой жидкости.

$$\Delta u_{tt} + \omega^2 u_{x_3 x_3} = 0. \quad (1)$$

Именно с этой работы началось систематическое изучение уравнений вида

$$A_0 D_t^l u + \sum_{k=0}^{l-1} A_{l-k} D_t^k u = f, \quad (2)$$

где A_k это линейные или нелинейные дифференциальные операторы по пространственным переменным. С тех пор уравнения вида (2) называют уравнениями Соболевского типа или Соболевскими уравнениями.

Исследованию уравнений вида (2) посвящено большое количество работ.

Математические модели целого ряда физических явлений приводят к уравнениям в частных производных, неразрешённым относительно старшей производной по времени, то есть при старшей производной стоит линейный или нелинейный дифференциальный оператор по пространственным переменным. Такие уравнения возникают также при описании динамики стратифицированной жидкости, ионно-звуковых волн в плазме, спиноевых волн в магнитоупорядоченных средах и т.д. Значительная часть работы посвящена построению численных методов для псевдопараболических уравнений. Прежде всего, уточним терминологию: будем называть псевдопараболическими уравнениями вида

$$\frac{\partial}{\partial t} A(u) + B(u) = 0, \quad (3)$$

где $A(u), B(u)$ не более чем эллиптические, вообще говоря, нелинейные дифференциальные операторы по пространственным переменным. Отметим также, что большинство известных псевдопараболических уравнений возникает при рассмотрении квазистационарных процессов в полупроводниках [2].

Как проконтролировать точность сеточного метода? Априорные оценки неудобны, так как в них обычно используются высокие производные точного решения. Альтернативный подход был предложенный Рунге в 1885 г. для численного интегрирования обыкновенных дифференциальных уравнений по его новой схеме. Рекомендовалось провести два расчета: на сетке с шагом h и затем с вдвое меньшим шагом. Оба расчета сравнивались, и совпадающие знаки считались верными. Ричардсон, занимавшийся уравнениями в частных производных, в 1910 г. усовершенствовал этот способ (но полное объяснение дал лишь в 1927 г.). Он показал, как по двум расчетам с шагами h и $h/2$ по схеме p -ого порядка точности можно получить хорошую оценку погрешности, а также повысить точность результата. Эти способы не требовали знания производных точного решения, и давали апостериорную оценку. Систематическое изложение этого метода для различных классов задач можно найти в монографии [3]. В монографии [4.] рассмотрен важный класс неравномерных сеток-квазивномерные сетки, на который метод сгущения полностью распространяется.

Численные методы для линейных Соболевских уравнений и метод динамических потенциалов. Не смотря на то, что линейные уравнения-Соболевского типа это уравнения высокого порядка, они обладают свойствами характерными для эллиптических уравнений. Для большинства известных линейных уравнений Соболевского типа удается построить аналоги потенциалов простого и двойного слоя, а также объёмный динамический потенциал, которые в теории Соболевских уравнений играют ту же роль, что и соответствующие потенциалы для уравнений Лапласа или Гельмгольца. Динамические потенциалы использовались в монографиях Габова С.А. и Свешникова А.Г. [5]-[6] для доказательства разрешимости в классическом смысле основных начально-краевых задач для уравнения, описывающего динамику стратифицированной жидкости в приближении Буссинеска. Предложенная в этих работах схема исследования начально-краевых задач оказалась универсальной и использовалась для исследования других уравнений Соболевского типа.

Численное решение Соболевских уравнений методом динамических потенциалов. Классическое решение задачи Дирихле для уравнения

$$\begin{aligned} (\Delta u - u)_t + \alpha \Delta u + \beta u &= 0 \\ u|_{t=0} = 0, \quad u|_{\Gamma} &= f(s, t) \end{aligned} \tag{4}$$

в случае двух пространственных координат может быть найдено с помощью потенциала двойного слоя

$$W[\mu](x, t) = \int_{\Gamma} \mu(t, s) \frac{\partial}{\partial n_s} K_0(|x - y(s)|) ds + \int_0^t \int_{\Gamma} \mu(\tau, s) \frac{\partial}{\partial n_s} F(|x - y(s)|, t - \tau) ds d\tau,$$

при этом плотность потенциала должна удовлетворять интегральному уравнению

$$\begin{aligned} -\pi \mu(t, \sigma) + \int_{\Gamma} \mu(t, s) \frac{\partial}{\partial n_s} K_0(|x(\sigma) - y(s)|) ds + \\ + \int_0^t \int_{\Gamma} \mu(\tau, s) \frac{\partial}{\partial n_s} F(|x(\sigma) - y(s)|, t - \tau) ds d\tau &= f(\sigma, t) \end{aligned} \tag{5}$$

Численный алгоритм. Интегральное уравнение (5) содержит интегрирование по времени от 0 до t , то есть интегральный оператор вольтерровского типа. Это обстоятельство позволяет построить численный сеточный метод решения этого уравнения так, что значения неизвестной функции $\mu(t, s)$ будут находиться последовательно на каждом временном слое. При этом на каждом слое придётся решать систему линейных алгебраических уравнений, однако матрица этой системы не будет меняться от слоя к слою, а будет меняться только правая часть, в которую кроме функции $f(\sigma, t)$ будут входить выражения, содержащие $\mu(t, s)$, вычисленные на предыдущих слоях. Перейдём к описанию алгоритма. Пространственную сетку на границе Γ следует выбирать из соображений удобства. Так в случае звёздных областей удобно задавать кривую Γ в полярных координатах: $r = r(\phi)$. В этом случае равномерная сетка по ϕ : $\phi_i = 2\pi i / N$ порождает квазиравномерную сетку на кривой: $x_{1i} = r(\phi_i) \cos \phi_i$, $x_{2i} = r(\phi_i) \sin \phi_i$. По времени возьмём равномерную сетку с шагом $\Delta t = \text{const}$ $t_j = j\Delta t$. Далее подбираем подходящую квадратурную формулу, аппроксимирующую интегральное уравнение (5) на равномерной по времени и квазиравномерной по пространству сетке

$$-\pi \mu_{ji} + \sum_{k=1}^N K_{ik} \mu_{jk} + \sum_{l=1}^j \sum_{k=1}^N F_{j-l,i,k} \mu_{lk} = f_{ji}. \tag{6}$$

Здесь μ_{ji} искомое значение плотности потенциала в i -й пространственной точке и на j -м временном слое, $K_{ik}, F_{j-l,i,k}$ определяются согласно выбранной квадратурной формулы. Мы использовали формулу трапеций на равномерной сетке по времени и на квазиравномерной сетке для аппроксимации интеграла по кривой Γ . Предположим, что при $l=1..j-1, k=1..N$ все μ_{lk} найдены, тогда из формулы (6).

$$-\pi\mu_{ji} + \sum_{k=1}^N K_{ik}\mu_{jk} + \sum_{k=1}^N F_{0,i,k}\mu_{jk} = f_{ji} - \sum_{l=1}^{j-1} \sum_{k=1}^N F_{j-l,i,k}\mu_{lk}. \quad (7)$$

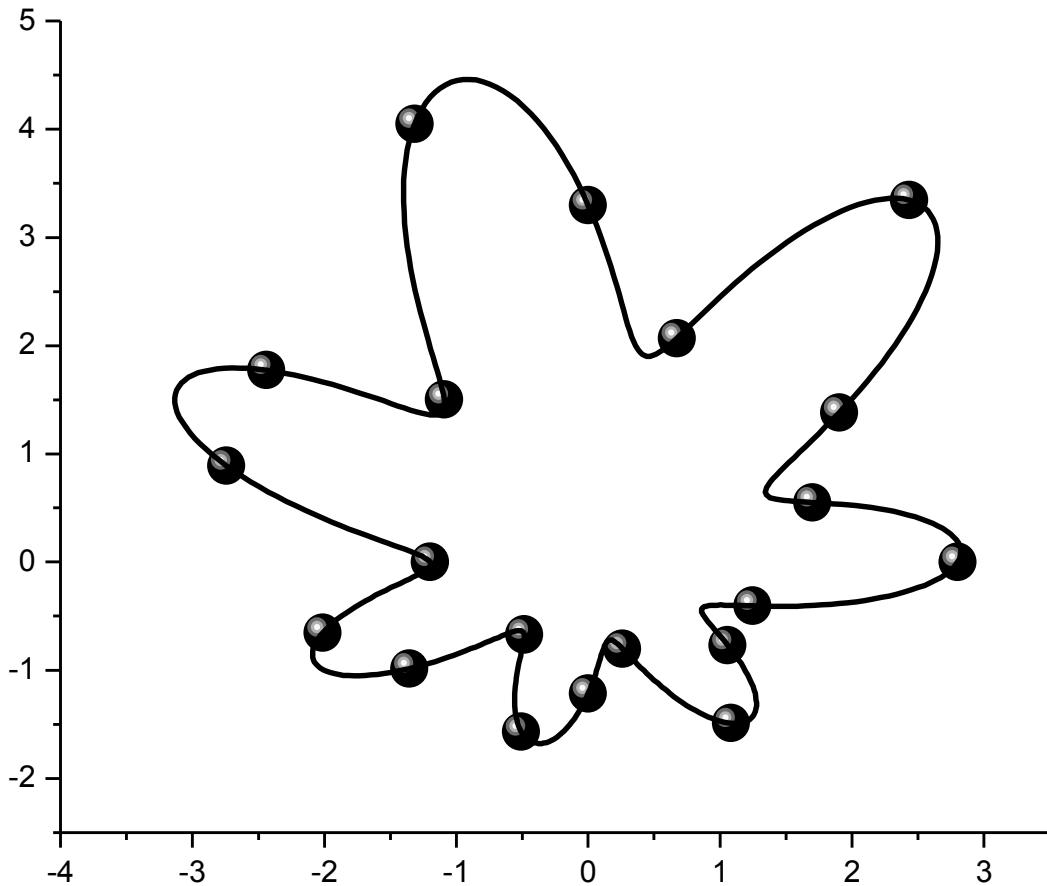


Рис 1. Квазиравномерная сетка на кривой Γ .

То есть для нахождения μ_{ji} на j -м временном слое необходимо решить систему линейных уравнений с матрицей не зависящей от j , от j будет зависеть лишь правая часть. Это позволяет экономично построить алгоритм нахождения μ_{ji} : он сводится к умножению один раз вычисленной обратной матрицы на столбец правой части системы линейных алгебраи-

ческих уравнений (7), и только этот столбец приходится вычислять заново на каждом временном слое. Отметим важность формулы,

$$\frac{\partial F(x,t)}{\partial x} = -\exp(-\alpha t) \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{t^n}{n!} \frac{(\alpha + \beta)^{n+1}}{2^{n+1}(n+1)!} K_n(x) \quad (8)$$

позволяющей вычислять матричные элементы $F_{m,i,k}$ с точностью $10^{-15} - 10^{-16}$. Были проведены расчёты для различных значений α и β , различных областей с различными краевыми режимами.

Для выяснения эффективного порядка точности предложенного метода были проведены тесты на сгущающихся сетках. Результаты этого теста представлены на рис. 1: показано убывание погрешности численного решения в сеточной норме c при удвоении числа узлов временной сетки. Характер убывания погрешности соответствует точности $O(\tau^2)$: тангенс угла наклонной графика в двойном логарифмическом масштабе равен -2. Такой порядок точности $O(\tau^2)$ полностью согласуется с порядком аппроксимации интеграла по времени с использованием квадратурной формулы трапеций. Если при фиксированном числе шагов временной сетки $J = 80$ сгущать пространственную сетку $N = 32, 64, \dots, 1024$, то характер убывания погрешности с ростом числа узлов существенно лучше: тангенс угла наклона графика погрешности в двойном логарифмическом масштабе равен -3. Таким образом, несмотря на то, что для аппроксимации пространственного интеграла также использована квадратурная формула трапеций, порядок точности построенного метода $O(N^{-3})$. Это связано с тем, что при интегрировании периодических функций по периоду квадратурная формула трапеций имеет более высокий порядок точности, чем в общем случае. На основании проведенных тестов можно сделать вывод, что в случае достаточно гладкой границы и достаточно гладких краевых режимов предложенный метод имеет точность $O(N^{-3} + \tau^2)$.

Жёсткий метод прямых (SMOL –stiff method of lines). При численном решении начально-краевых задач для уравнений в частных производных нередко используют следующий подход: дифференциальные операторы по пространственным переменным заменяются их разностными аналогами на выбранной сетке, тем самым задача сводится к решению системы обыкновенных дифференциальных уравнений большого порядка. Этот метод известен с 40-х годов прошлого века, однако в те годы возникающие системы дифференциальных уравнений решались явными методами, в последние годы метод получает новые возможности благодаря возможности

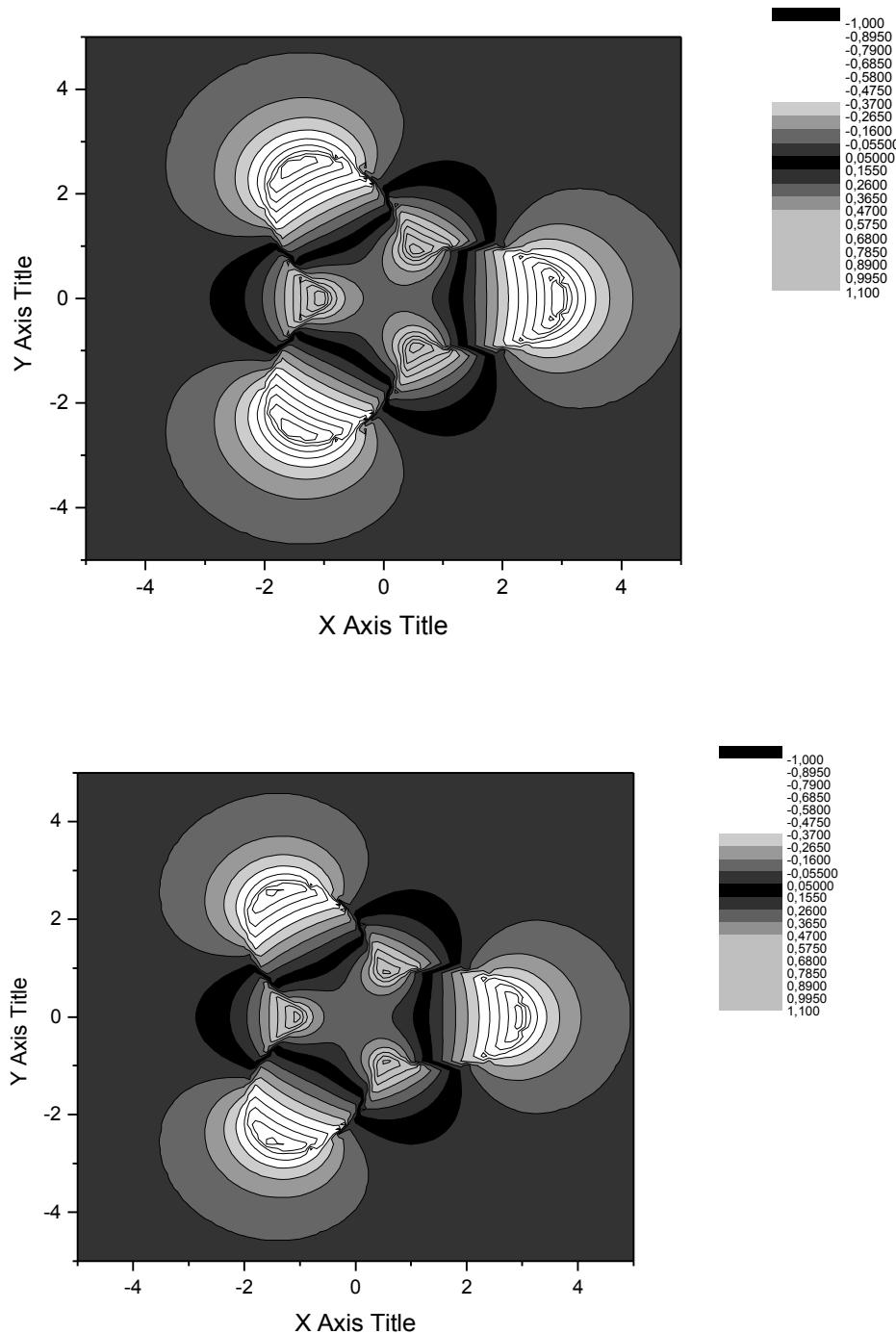


Рис. 2. Убывание погрешности с ростом числа узлов сетки подтверждает точность метода $O(N_x^{-3} + N_t^{-2})$. На рисунке приведены результаты расчётов для внутренней и внешней задачи, проводимые для одной и той же кривой Γ , с одинаковыми граничными условиями в различные моменты времени

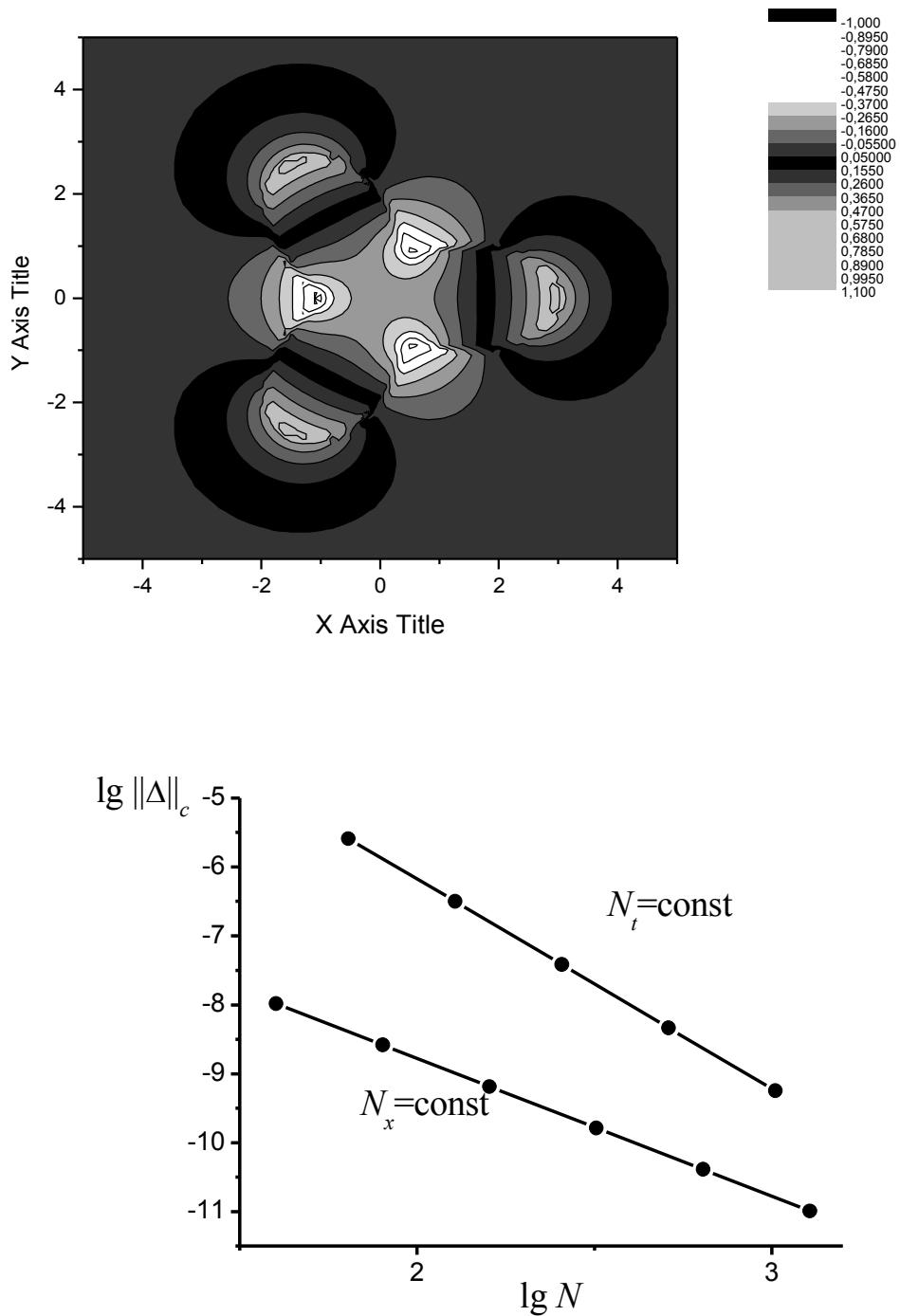


Рис. 2. (Продолжение)

решать систему ОДУ жёсткими методами [7], что позволяет избежать расщепления по процессам и уйти от итераций в нелинейных задачах и т.д. Среди методов, пригодных для жёстких задач, стоит отметить методы Розенброка, так как они не содержат итераций. Ниже использована односта-

дийная схема Розенброка с комплексным параметром $\alpha = (1+i)/2$. Для системы

$$M \frac{du}{dt} = F(u), \quad (9)$$

где M постоянная (возможно вырожденная) матрица, схема CROS имеет следующий вид

$$\hat{u} = u + \tau \operatorname{Re} k; \quad (M - \alpha \tau F_u)k = F(u). \quad (10)$$

Диагностика разрушения решения. Отметим, что разрушение решения может быть математической моделью физического явления: пробой в полупроводнике, опрокидывание волн, разрушение конструкций в результате деформаций и т.д. Если точное решение задачи в какой-то момент разрушается, то численный алгоритм вполне может устойчиво работать и исследователь может, имея только численное решение не отследить момент разрушения решения. Для обыкновенных дифференциальных уравнений в работе [8] был разработан алгоритм диагностики сингулярности решений.

Обобщим метод диагностики сингулярности для уравнений в частных производных. Пусть надо найти $u(x, t)$ решение начально-краевой задачи для, вообще говоря, нелинейного уравнения в частных производных. Размерность задачи по пространственной переменной x произвольная, но наиболее наглядно метод иллюстрируется для случая одномерной по пространству задачи. Введем равномерную либо квазивременную сетку по пространственной переменной $\{x_k\}$ $0 \leq k \leq K$ с числом узлов K и используем метод прямых, т.е. аппроксимируем все пространственные переменные конечными разностями с точностью $O(K^{-2})$. В общем случае это приводит к дифференциально-алгебраической системе большой размерности.

$$M \frac{dy}{dt} = f(y), \quad (11)$$

где $y(t)$ — значения неизвестной функции $u(x, t)$ в узлах пространственной сетки $\{x_k\}$ $0 \leq k \leq K$. Способы сведения конкретных начально-краевых задач к системам типа (11) для линейных, нелинейных и даже нелокальных уравнений в частных производных будут проиллюстрированы ниже.

Для численного интегрирования (11) будем использовать схему CROS точности $O(\tau^2) = O(N^{-2})$, где N — число узлов временной сетки, т.о. построенный численный метод будет иметь точность $O(N^{-2} + K^{-2})$.

Проведем расчет на стартовой сетке $\{x_k, t_n\}$ $0 \leq k \leq K$, $0 \leq n \leq N$. Так как теоретический порядок точности по временной и пространственной переменной одинаков и равен 2, будем проводить последовательное сгущение

временной и пространственной сетки в одинаковое целое число раз r (наиболее удобно $r=2$). Узлы стартовой сетки при этом являются узлами всех последующих сеток, в этих точках и будем контролировать погрешность

$$\Delta^{(rN,rK)}(x,t) = \frac{u^{(rN,rK)}(x,t) - u^{(N,K)}(x,t)}{r^2 - 1} + o(N^{-2} + K^{-2}) \quad (12)$$

и эффективный порядок точности

$$p^{eff}(x,t) = \log_r \frac{u^{(rN,rK)}(x,t) - u^{(N,K)}(x,t)}{u^{(r^2N,r^2K)}(x,t) - u^{(rN,rK)}(x,t)}. \quad (13)$$

В точках (x,t) , где

$$p^{eff}(x,t) \underset{N,K \rightarrow \infty}{\rightarrow} 2 \quad (14)$$

— точное решение задачи имеет ограниченные вторые производные по пространственной и временной переменным, а оценка погрешности асимптотически точна при $N, K \rightarrow \infty$.

Нарушение тенденции (14) свидетельствует о потере гладкости точного решения. Момент сингулярности t_* можно определить с точностью порядка шага контрольной сетки. Такая диагностика возможна благодаря тому, что использование схемы CROS не приводит к переполнению, даже если точное решение задачи обращается в бесконечность.

Численные методы для нелинейных псевдопараболических уравнений. Эти уравнения удобно с точки зрения применения численных методов можно разделить на три типа

1. Псевдопараболические уравнения с линейным оператором при производной по времени. В начале рассмотрим уравнения с быстро растущей нелинейностью в случае одной пространственной переменной.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\Delta u - u) + e^u &= 0 \\ u|_{t=0} &= u_0(x), \quad u|_{x=0} = u|_{l=0} = 0 \end{aligned}$$

Для этого уравнения доказано существование единственного классического решения до некоторого момента времени T_0 , причём $\limsup_{t \uparrow T_0} \sup_{x \in [0,l]} |u(x,t)| = +\infty$. Также были получены двусторонние оценки на время

разрушения решения $T_0 \in [T_1^*, T_1]$ через начальные данные.

Для численного решения задачи применим метод прямых, а для диагностики момента разрушения решения — метод сгущающихся сеток.

Апроксимируя дифференциальный оператор $d^2/dx^2 - 1$ на равномерной пространственной сетке $x_k = hk$, $h = l/N$, приходим к следующей системе обыкновенных дифференциальных уравнений

$$M \frac{dU}{dt} = F(U).$$

Здесь $U(t) = (u_1(t), u_2(t), \dots, u_{N-1}(t))^T$ вектор-столбец, состоящий из компонент разностного решения в точках x_1, x_2, \dots, x_{N-1} , столбец $F(U)$ для этой задачи $(-e^{u_1}, -e^{u_2}, \dots, -e^{u_{N-1}})^T$. Отметим, что матрица M невырождена. Для решения этой задачи использовалась схема CROS в форме (10).

В таблице 1 приведены значения эффективного порядка точности p^{eff} , вычисленного по формуле в разные моменты времени в разных точках отрезка. Эффективный порядок точности стремится к теоретическому при стремлении числа узлов сетки к бесконечности, поэтому небольшое отклонение p^{eff} от двойки ещё не свидетельствует о разрушении решения, однако в момент времени $t = 0.34$ происходит скачкообразное изменение p^{eff} сразу во всех точках наблюдения (в таб. 1 отмечено жирным шрифтом). И можно определить время разрушения решения с точностью до величины порядка длины шага по времени.

Таблица. 1. Эффективный порядок точности метода

$t \backslash x$	0.26	0.52	0.79	1.05	1.31	1.57	1.83	2.09	2.36	2.62	2.88
0,08	2.00	2.00	1,99	2,01	2.00	2.00	2.00	2,01	1,99	2.00	2.00
0,16	2.00	2.00	1,99	1,97	2,01	2,01	2,01	1,97	1,99	2.00	2.00
0,24	1,99	1,99	1,99	1,98	1,96	1,91	1,96	1,98	1,99	1,99	1,99
0,32	1,95	1,95	1,95	1,95	1,95	1,95	1,95	1,95	1,95	1,95	1,95
0,34	1,36	1,36	1,37	1,41	1,56	1,71	1,56	1,41	1,37	1,36	1,36
0,36	0,06	0,06	0,09	0,27	1,01	2,17	1,01	0,27	0,09	0,06	0,06
0,38	-0,32	-0,32	-0,25	0,22	2,51	1,43	2,51	0,22	-0,25	-0,32	-0,32

Картина эволюции решения представлена рис. 3.

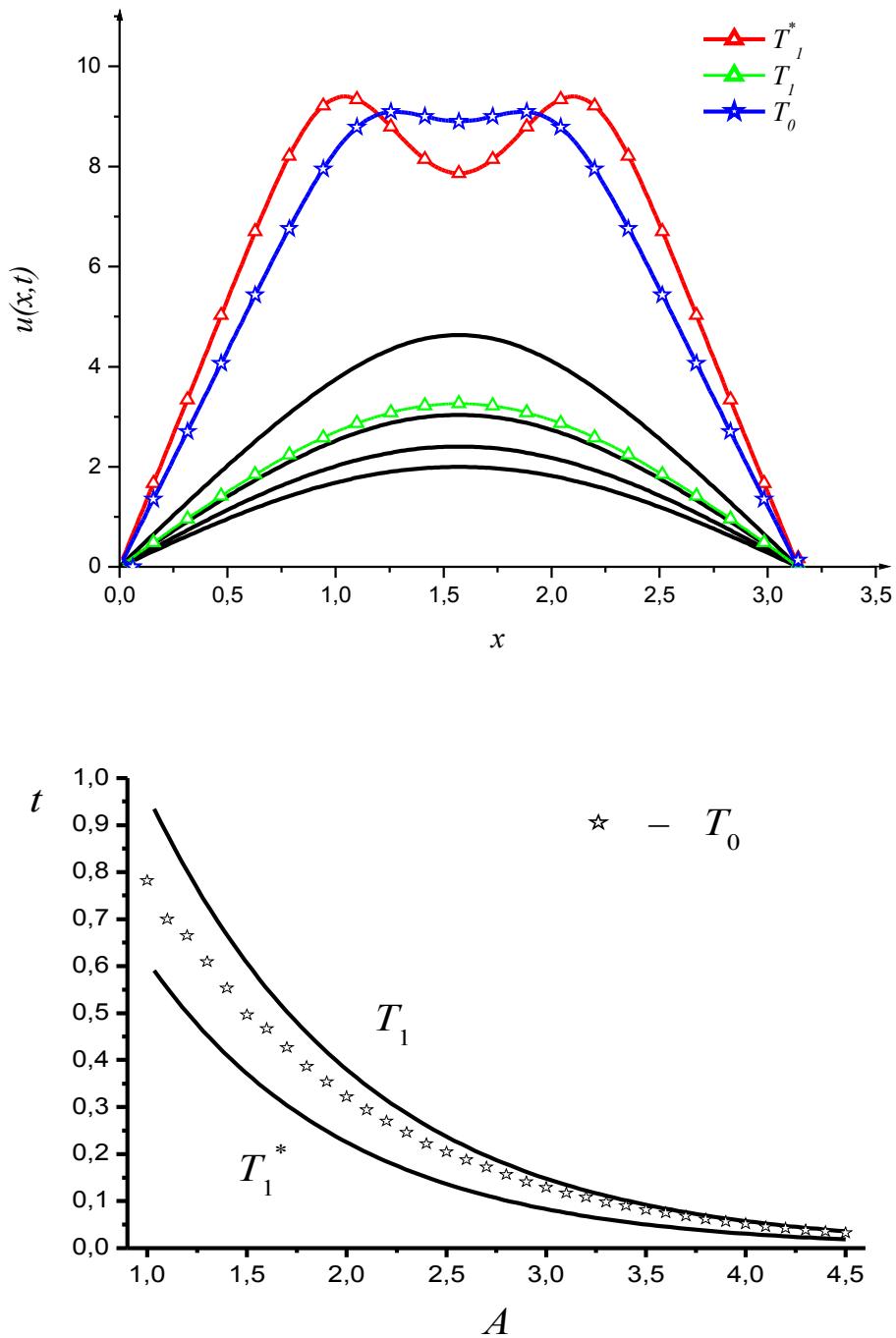


Рис 3. Эволюция решения в различные моменты времени

Были проведены расчеты для задачи с начальным условием $u_0(x) = A \cdot \sin x$. На графике отложены двусторонние оценки (сплошные линии) на время разрушения в зависимости от величины A . Звёздочками отмечены значения T_0 , диагностированные в численном эксперименте методом сгущения сеток.

2. Уравнения с нелинейным оператором при производной по времени. Рассмотрим следующую начально-краевую задачу

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(u_{xx} - |u|^{q_1} u \right) + u_{xx} + |u|^{q_2} u = 0$$

$$u|_{x=0} = u|_{x=l} = 0, \quad u|_{t=0} = u_0(x)$$

Если применить метод прямых непосредственно, то матрица M будет зависеть от U , а, значит, схему Розенброка применить нельзя. Поэтому введём новую функцию $w = u_{xx} - |u|^{q_1} u$, таким образом приходим к системе

$$\frac{\partial}{\partial t} w + u_{xx} + |u|^{q_2} u = 0$$

$$0 = w - \left(u_{xx} - |u|^{q_1} u \right).$$

Применяя метод прямых, приходим к дифференциально-алгебраической системе с вырожденной, но постоянной матрицей.

3. Уравнения с нелокальными членами (коэффициенты уравнения зависят от нормы функции). Рассмотрим следующую начально-краевую задачу

$$(u_{xx} - u)_t - \|u_x\|_2^p u_{xx} - \beta u u_x = 0$$

$$u|_{x=0} = u|_{x=l} = 0, \quad u|_{t=0} = u_0(x),$$

здесь $\|\cdot\|_2$ — норма в пространстве $L_2[0, l]$.

Матрица Якоби в этом случае будет плотно заполненной. Однако можно свести задачу к дифференциально-алгебраической системе, вводя новую переменную $w = \|u_x\|_2$:

$$(u_{xx} - u)_t - w^p u_{xx} - \beta u u_x = 0$$

$$0 = w - \|u_x\|_2.$$

Применяя метод прямых, получим дифференциально-алгебраическую систему с одним алгебраическим уравнением. У матрицы Якоби будет заполнено три диагонали, последний столбец и последняя строка. Для перехода на новый временной слой по схеме CROS потребуется N действий, а не N^3 как в случае плотно заполненной матрицы.

Литература

- Соболев С.Л. Об одной новой задачи математической физики.// Изв. АН СССР. Сер. Мат. 1954, Т.18, №1, с. 3-50.
- Альшин А.Б., Корпусов М.О., Плетнер Ю.Д., Свешников А.Г. // Линейные и нелинейные Соболевские уравнения. М., Физматлит 2006.
- Марчук Г.И., В.В. Шайдуров В.В.// Повышение точности Разностных схем. М., Наука, 1979.

4. Калиткин Н.Н., Альшин А.Б., Альшина Е.А., Рогов Б.В.// Вычисления на квазиравномерных сетках. М., Физматлит, 2005.
5. Габов С.А., Свешников А.Г //Задачи динамики стратифицированных жидкостей. М. Наука 1986.
6. Габов С.А., Свешников А.Г. //Линейные задачи теории нестационарных внутренних волн. М., Наука 1990.
7. Хайрер Э., Ваннер Г.// Решение обыкновенных дифференциальных уравнений. Жесткие и дифференциально-алгебраические задачи. Мир, Москва, 1999, 685с.
8. Е.А. Альшина, Н.Н. Калиткин, П.В. Корякин //Диагностика сингularity в вычислениях с контролем точности. // ЖВМ и МФ, 2005, V.45, №10, с. 1769-1779.

РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЙ ПОЛЯ В ЧИСЛЕННОЙ МОДЕЛИ ПЛАЗМЫ БЕЗ ИЗЛУЧЕНИЯ

Ст. научн. сотр. *Бородачев Л.В.*, аспирант *Литвинюк В.В.*

Как известно, самосогласованный подход, учитывающий взаимное влияние движения заряженных частиц и порождаемых ими полей, является весьма эффективным и, в силу этого, наиболее распространенным средством описания неравновесных состояний разреженной плазмы [1].

Математически он представляется системой кинетических уравнений Власова, детально описывающих эволюцию каждой из компонент плазмы, и уравнений Максвелла, наиболее полно отражающих динамику внутренних электромагнитных полей [2]. Для низкочастотных, слаборелятивистских систем свободные электромагнитные поля излучательной природы малы по сравнению с самосогласованными или характеризуются другими пространственными и временными масштабами. Очевидно, что численный анализ динамики подобных систем в рамках полного максвелловского представления теряет смысл.

В свете вышесказанного целесообразно обратиться к редуцированным описаниям самосогласованных полей, наиболее интересным из которых является приближение Дарвина [3]. Последнее может быть получено из полного максвелловского при отбрасывании соленоидальной компоненты тока смещения. Приближение Дарвина пренебрегает излучением и описывает мгновенное дальнодействие полей, исключая нежелательные электромагнитные моды, но, в то же время, учитывает ряд не свойственных «мгновенным» системам индукционных эффектов, связанных с законом

Фарадея. Заметим, что, будучи проще полного максвелловского формализма, дарвинский труднее поддается численной интерпретации в рамках самосогласованного подхода. Основной проблемой является несоответствие незапаздывающей природы приближения и гиперболической формы его представления. В результате, при любой явной конечно-разностной аппроксимации уравнений поля в расчетной области развивается численная неустойчивость. Внешне она проявляется в виде быстро нарастающего паразитного самовозбуждения системы, обусловленного мгновенной взаимоиндукцией соленоидальных электрических полей и токов, что сопровождается резким рассогласованием численного и аналитического решений.

Разумным выходом из сложившейся ситуации представляется попытка свести исходное полевое описание к естественному для безызлучательного приближения эллиптическому виду (см., в частности, [4], [5]). При этом, однако, возникает ряд вопросов, связанных с постановкой не противоречивых граничных условий, обеспечивающих однозначность определения потенциальной \mathbf{E}_p и соленоидальной \mathbf{E}_v компонент электрического поля, а также магнитного поля \mathbf{B} .

Подробное исследование указанной проблемы позволило свести смешанную систему дарвинских полевых уравнений к набору краевых задач, которые однозначно определяют искомые поля в расчетной области Ω :

$$\begin{cases} \Delta\varphi = -4\pi\rho, \\ (\mathbf{n}, \nabla\varphi)|_{\partial\Omega} = -(\mathbf{n}, \mathbf{E})|_{\partial\Omega}, \\ \mathbf{E}_p = -\nabla\varphi. \end{cases} \quad (1)$$

$$\begin{cases} \Delta\mathbf{B} = -\frac{4\pi}{c}\nabla \times \mathbf{J}, \\ \nabla\mathbf{B}|_{\partial\Omega} = 0, \\ \mathbf{B}|_{\partial\Omega}. \end{cases} \quad (2)$$

$$\begin{cases} \Delta\mathbf{E}_v = \mathbf{G}_v + (\mu\mathbf{E}_v)_v, \\ \nabla\mathbf{E}_v = 0, \\ \mathbf{E}_v|_{\partial\Omega} = (\mathbf{E} - \mathbf{E}_p)|_{\partial\Omega}. \end{cases} \quad (3)$$

где $\mathbf{G} = \xi + \mu\mathbf{E}_p + \zeta \times \mathbf{B}$, $\xi = \sum_s \frac{4\pi}{c^2} \mathbf{D}_s$, $\mu = \sum_s \frac{4\pi q_s}{m_s c^2} \rho_s$, $\zeta = \sum_s \frac{4\pi q_s}{m_s c^3} \mathbf{J}_s$,

$s = i, e$ – тип частиц, m_s – их масса, ρ_s и \mathbf{J}_s – плотности заряда и тока соответственно, \mathbf{D}_s – дивергенция тензора переноса тока.

Задачи (1) и (2) представляют собой обычные уравнения Пуассона с граничными условиями Неймана и Дирихле. Их прямое решение возможно

с помощью любого из соответствующих стандартных численных методов. В то же время, задача (3) не может решаться аналогичным образом, поскольку правая часть основного уравнения явным образом содержит неизвестную величину \mathbf{E}_v под знаком операции векторного разложения. В работах Л.В.Бородачева (см., например, [6]) предложен вариант итерационного процесса для нахождения искомого поля. Однако, последующий анализ проблемы выявил ряд дополнительных вопросов, связанных с постановкой краевых условий, а также привел к выводу о возможной слабой сходимости процесса при определенных значениях параметров. В связи с этим была проведена дальнейшая переформулировка задачи (3), которая позволила существенно упростить правую часть уравнения и снять проблему выбора корректных граничных условий. В результате получена система из двух жестко связанных уравнений с соответствующими краевыми условиями:

$$\begin{cases} \Delta \mathbf{K} - \mu \mathbf{K} = \mathbf{G} + \mu \nabla \phi, \\ \Delta \phi = -\nabla \cdot \mathbf{K}, \\ \mathbf{K}|_{\partial\Omega} = \mathbf{E}_v|_{\partial\Omega} - \nabla \phi|_{\partial\Omega} \\ \phi|_{\partial\Omega} = 0. \end{cases} \quad (4)$$

Поле \mathbf{E}_v при этом может быть найдено из соотношения $\mathbf{E}_v = \mathbf{K} + \nabla \phi$.

Для совместного решения уравнений системы (4) предложен эффективный численный алгоритм на основе метода переменных направлений [7] с динамически изменяемым шагом [8]. Его корректность подтверждена в серии тестов с различными вариантами априорно заданного пространственного распределения \mathbf{E}_v , определяющего правую часть первого уравнения системы (4). Отметим, что найденное в результате вычислений солноидальное электрическое поле \mathbf{E}_v во всех случаях с высокой точностью совпало с исходным полем. При этом сам численный алгоритм продемонстрировал хорошие показатели сходимости в широком диапазоне значений источников и параметров.

В настоящее время программный блок решения полевых уравнений апробирован в рамках самосогласованного дискретного кода **DarWin**, реализующего безызлучательное приближение разреженной плазмы в 2.5-мерной постановке.

Литература

1. Власов А. А. Теория многих частиц. М.-Л.: ГИТТЛ, 1950. 348 с.
2. Франк-Каменецкий Д. А. Лекции по физике плазмы. М.: Атомиздат, 1964. 288 с.
3. Darwin C. G. Dynamical Motions of Charged Particles. Phil. Mag. 1920. V. 39. P. 537.

4. Нильсон К., Льюис Г. Модели укрупненных частиц в безызлучательном пределе.

В кн.: Управляемый термоядерный синтез. М.: Мир, 1980. С. 395-418.

5. Бородачев Л. В. Дарвинское описание самосогласованных электромагнитных полей плазмы и особенности его дискретной интерпретации. Препринт №19/2000.

М.: Изд-во Физического факультета МГУ, 2000. 14 с.

6. Бородачев Л. В. Численная интерпретация полевого описания в дискретной дарвинской модели с неявной схемой расчета динамики частиц. Математическое моделирование. 2005. Т.17. №9. С. 53.

7. Самарский А. А., Николаев Е. С. Методы решения сеточных уравнений. М.: Наука, 1978. 592 с.

8. Doss S., Miller K. Dynamic ADI methods for elliptic equations. SIAM J. Numer. Anal. 1979. V. 16. №5. P. 837.

О КРАЕВЫХ ЗАДАЧАХ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ВОЛНОВЕДУЩИХ СИСТЕМ

Науч. сотр. *Малых М. Д.*

Рассмотрена связь между топологией области, в которой поставлена краевая задача для уравнения $\Delta v + \lambda v = f$, и топологией соответствующего пространства Соболева. Дано обобщение теоремы Джонса в направлении ее сближения с теоремой Вейля-фон Неймана.

Как известно, разрешимость краевых задач для линейных эллиптических операторов исследовать удается весьма просто, если они рассматриваются в компактной области или хотя бы в области, с компактной границей. Напротив, в теории краевых задач, рассматриваемых в некомпактных областях, до сего времени имеются нерешенные вопросы. На самом деле, в случае совсем произвольной области не ясно даже как сформулировать условия излучения. Сказанное верно даже для простейшей задаче Дирихле

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta v + \lambda qv = f \quad \text{в } X \\ v|_{\partial X} = 0 \end{array} \right. \quad (1)$$

на которой мы далее сосредоточим наше внимание. В случае, когда X - компакт в \mathbf{R}^n , эта задача является фредгольмовой, то есть ее решение и является мероморфной функцией параметра λ , полюса которой соответствуют собственным значениям соответствующей спектральной задачи

$$\{ \Delta v + \lambda qv = 0, \quad v|_{\partial X} = 0.$$

Если X - дополнение компакта (задача дифракции на теле), то задача имеет единственное решение, удовлетворяющее на бесконечности условиям излучения Зоммерфельда. Промежуточный случай, когда ни X , ни его дополнение в \mathbf{R}^n не являются компактами, до сих пор не удалось рассмотреть в общем виде, несмотря на значительные успехи в теории рупоров [1] и волноводов [2], [3]. Нельзя не упомянуть также появившиеся в последнее время исследования, посвященные существованию ловушечных мод (то есть точек точечного спектра) в разнообразных волноведущих системах [4]-[11] и построению для них теории возмущений [12]-[15]. Эти результаты, которые будут затронуты в последнем разделе, существенно дополнили исследования Реллиха [16], приведшего первые примеры ловушечных мод, и Джонса [17], показавшего, что существенный спектр локально деформированного волновода начинается с первой частоты отсечки (для полосы этот результат был недавно уточнен в [18]).

На наш взгляд, многие проблемы, возникающие при рассмотрении краевых задач в некомпактных областях, связаны со следующим обстоятельством. Исследовать разрешимость скалярной задачи в компактной области удается легко благодаря введению пространства Соболева. При введении понятия обобщенного решения, последнее перестает быть функцией на X , иными словами, забывается топология пространства X , но при этом между объектами, имеющими смысл в топологии $W^{1,2}(X)$, и объектами, имеющими смысл в топологии \mathbf{R}^n , имеется ускользающая при таком подходе связь. Например, важнейший результат теории волноводов и рупоров - теорему Джонса о существенном спектре задачи - можно сформулировать так: две задачи вида , рассматриваемые соответственно в областях $X=X_1$ и $X=X_2$, имеют один и тот же существенный спектр, если области X_1 и X_2 совпадают вне некоторого компакта и X_1 - конус или цилиндр. При таком ее прочтении, во-первых, бросается в глаза ее связь с теоремой Вейля-фон Неймана, в которую “вводится” топология X , во-вторых, возникает желание избавиться от дополнительных, не топологических условий на X_1 , продиктованных способом доказательства, предложенным Джонсом.

Для того, чтобы рассмотреть проникновение топологии базового пространства X задачи в топологию соответствующего пространства Соболева, ниже будет введен весьма абстрактный объект - ко-пучок гильбертовых пространств на произвольном топологическом пространстве. Благодаря этому мы докажем теорему, даже более общую, чем отмеченное выше обобщение теоремы Джонса. Эта теорема позволяет свободно двигать

нижние границы непрерывного спектра и фактически позволяет свести исследование задачи Дирихле в сложной области к задаче Дирихле в области, которая допускает разделение переменных.

Впрочем, и в случае компактной области X , можно указать примеры проникновения одной топологии в другую, как то теория узловых линий Куранта [19] или теория множеств закрепления, развитую А.А. Самарским [20]. Так, ниже мы получим как простые следствия некоторые теоремы о сходимости в равномерной норме C для проекционных методов приближенного решения.

1. Ко-пучок пространств Соболева

Для того, чтобы сохранить топологию X рассмотрим правило, по которому каждому открытому множеству U в $X \subset \mathbf{R}^n$ ставится в соответствие гильбертово пространство $W^1_2(U)$, причем $W^1_2(\emptyset)=0$ для определенности. Эту конструкцию будем называть *ко-пучком пространств Соболева* $W^1_2(X)$ на топологическом пространстве $X \subset \mathbf{R}^n$. Этот объект во многом схож с пучками абелевых групп на топологическом пространстве, которые положены в основу современной алгебраической геометрии [21].

Точно также как исследование разрешимости задачи Дирихле на компакте X опирается на теорию компактных операторов в гильбертовых пространствах, исследование в случае произвольной области X опирается на теорию операторов в ко-пучках гильбертовых пространств.

Определение 1 *Скажем, что на топологическом пространстве X задан ко-пучок гильбертовых пространств $\mathbf{H}(X)$, если каждому открытому множеству $U \subset X$ отвечает гильбертово пространство $\mathbf{H}(U)$, причем*

1. *вложение $U \subset U'$ влечет $\mathbf{H}(U) \subset \mathbf{H}(U')$;*
2. *$\mathbf{H}(\emptyset)=0$;*
3. *конечному пересечению областей U_i отвечает*

$$\mathbf{H}(\cap U_i) = \cap \mathbf{H}(U_i);$$

4. *произвольному (быть может, несчетному) объединению областей U_α соответствует замыкание по норме \mathbf{H} линейного пространства, образованного всевозможными конечными суммами элементов из пространств $\mathbf{H}(U_\alpha)$, то есть*

$$\mathbf{H}(\cup U_\alpha) = \overline{\sum \mathbf{H}(U_\alpha)}.$$

В качестве гильбертова пространства, индуцированного на замкнутом множестве Z , примем ортогональное дополнение к $\mathbf{H}(X-Z)$, то есть

$$\mathbf{H}(Z) := \mathbf{H}(X-Z)^T.$$

Определение 1 позволяет ввести новый класс операторов, занимающий промежуточное положение между компактными и ограниченными операторами в $\mathbf{H}(X)$. Оператор $A \in \mathbf{L}(\mathbf{H}(X))$ назовем *компактным на открытом или замкнутом множестве* $Y \subseteq X$, если этот оператор переводит любую последовательность $v_n \in \mathbf{H}(Y)$, ограниченную по норме \mathbf{H} , в компактную, то есть

$$v_n \in \mathbf{H}(Y), \|v_n\| \leq C \Rightarrow Av_{nk} - \text{сходится по норме } \mathbf{H} \quad (2)$$

Для этого класса операторов можно доказать аналог теоремы Реллиха-Фридрихса, играющий важную роль во всем дальнейшем изложении:

Теорема 1 (Обобщение теоремы Реллиха-Фридрихса) *Оператор A , порожденный билинейной формой*

$$(w, Av)_{W^{-1}(X)} = \int\limits_X q(x)dx w^* v,$$

где $q(x)$ — кусочно-непрерывная комплекснозначаная функция, абсолютное значение которой ограничено сверху, является компактным на любом компактном множестве.

Не останавливаясь на доказательстве отметим только, что теорема верна и для замкнутых компактов. Отметим также, что пример сужающейся трубы, рассмотренный в начале работы [16] Реллиха, показывает, что обратное не верно: существуют некомпактных областей, на которых так определенный оператор A не является компактным.

2. Обобщение теоремы Джонса о существенном спектре

Из нескольких почти всегда эквивалентных определений спектральных характеристик оператора примем следующие. Резольвента $R(A, \lambda) = (E - \lambda A)^{-1}$ ограниченного оператора A является голоморфной оператор-функцией в некоторой открытой области плоскости λ , совокупность всех особых точек называют спектром A и пишут $\sigma(A)$; спектром задачи Дирихле называют спектр соответствующего оператора A . При этом, если оператор A самосопряженный, то $\sigma(A) \subset \mathbf{R}$. Среди особых точек резольвенты выделим полюса: особая точка $\lambda = \lambda_0$ называется полюсом резольвенты, если в некоторой проколотой окрестности этой точки резольвента представима в виде

$$(E - \lambda A)^{-1} = P_N (\lambda - \lambda_0)^{-N} + \dots + P_1 (\lambda - \lambda_0)^{-1} + \sum_{n=0}^{\infty} Q_n (\lambda - \lambda_0)^n$$

где P_n — некоторые конечномерные операторы, а Q_n — некоторые ограниченные операторы. При этом, как обычно, N называют порядком полюса, а

P_1 - вычетом. Прочие особенности называют существенными, а их совокупность - существенным спектром и обозначают как $\sigma_{\text{ess}}(A)$.

Упомянутое выше обобщение теоремы Джонса можно сформулировать так:

Теорема 2 (Обобщение теоремы Джонса) *Существенные спектры операторов, порожденных билинейными формами*

$$\int_{X_1} q(x)dx \text{ } vw^* \quad \text{и} \quad \int_{X_2} q(x)dx \text{ } vw^*$$

в $W^{-1}_2(X_1)$ и $W^{-1}_2(X_2)$ соответственно, совпадают, если сами области X_1 и X_2 совпадают вне некоторого компакта в \mathbf{R}^n вне зависимости от формы самих областей.

Как уже отмечалось выше, при таком прочтении теорема Джонса является развитием теоремы Г. Вейля и Дж. фон Неймана. На самом деле, удается доказать даже более общее утверждение, из которого обобщение теоремы Джонса 2 получается тем же приемом, которой используется при доказательстве теоремы Вейля-фон Неймана.

Теорема 3 Пусть X_1 и X_2 - произвольные топологические пространства, на которых заданы сепарабельные ко-пучки \mathbf{H}_1 и \mathbf{H}_2 и два ограниченных оператора A_1 и A_2 соответственно. Пусть, далее, в X_i имеется открытое множество U_i , такое, что

- 1) операторы A_i компактны на дополнения $Z_i = X_i - U_i$;
- 2) существует унитарный оператор

$$\mathbf{U}_1: \quad \mathbf{H}_1(U_1) \rightarrow \mathbf{H}_2(U_2),$$

переводящий сужение A_1 в A_2 :

$$(w, \mathbf{U}_1^* A_2 \mathbf{U}_1 v) = (w, A_1 v) \quad \forall v, w \in \mathbf{H}_1(U_1).$$

Тогда существует унитарный оператор \mathbf{U} , отображающий $\mathbf{H}_1(X_1)$ на $\mathbf{H}_2(X_2)$ такой, что

$$K := A_1 - \mathbf{U}^* A_2 \mathbf{U}$$

- компактный оператор в $\mathbf{H}_1(X_1)$ и $K \mathbf{H}_1(U_1) = 0$. (Ко-пучок называется сепарабельным, если $\mathbf{H}(X)$ сепарабельно.)

При исследовании разрешимости задачи Дирихле общая теорема 3 позволяет свободно двигать нижние границы непрерывного спектра и фактически позволяет свести исследование задачи Дирихле в сложной области к задаче Дирихле в области, которая допускает разделение переменные. Мы рассмотрим одну из наиболее интересных для приложений конфигураций - волновод с резонатором.

3. Пример: волновод с резонатором

Пусть X представляет собой область в \mathbf{R}^n , для которой при надлежащем выборе оси Ox_n при x_n , большем некоторого a_0 , область X представляет собой цилиндр постоянного сечения S (волновод X_1), а в области $x_n < a_0$ лежит лишь компактная часть области X (резонатор X_0); пусть q - вещественная кусочно-непрерывная функция, характеризующая заполнение волновода, а f - гладкая функция, характеризующая распределение тока внутри волноведущей системы X . Пусть, далее, носители $\text{supp } (q-1)$ и $\text{supp } f$ лежат в резонаторе X_0 . Именно для этой системы Джонс [17] исследовал существенный спектр.

Существенный спектр регулярного полуцилиндра X_1 можно найти, решив задачу методом разделения переменных. При этом оказывается, что он заполняет всю полуось $[\alpha_1^2, \infty)$, где α_1 - первая частота отсечки, то есть наименьшее собственное значение задачи

$$\Delta\psi + \alpha^2 \psi = 0, \quad \psi \in W^{1,2}(S)$$

на сечении S волновода.

Обобщение же теоремы Джонса сразу указывает, что волновод с произвольным резонатором, отличающимся от X_1 лишь на компакте, имеет тот же существенный спектр $\lambda \in [\alpha_1^2, \infty)$. С физической точки зрения это означает, что при частотах $\sqrt{\lambda}$, больших α_1 , от источника f разбегаются волны, уносящие с собой энергию. Поэтому вместо $v \in W^{1,2}(X)$ нужно поставить парциальные условия излучения [2], выделяющие волны, бегущие от, но не к источнику f .

Определение 2 Скажем, что функция v удовлетворяет парциальным условиям излучения, если

$$v = \sum_{m: \lambda > \alpha_m^2} K_m e^{i\sqrt{\lambda - \alpha_m^2} x_n} \Psi_m(x_1, \dots, x_{n-1}) \pmod{W^{1,2}(X)}. \quad (3)$$

(Если V - линейное подпространство в H , тогда два элемента v и w из H назовем равными по модулю V , если $v-w \in V$.)

Фредгольмовость задачи Дирихле с парциальными условиями излучения при всех λ , отличных от α_m^2 , была доказана в [23], [3] при помощи функции Грина цилиндра путем сведения к интегральному уравнению и в [24]-[26] путем введения гильбертова пространства, норма которого зависит от λ . При этом оказалось, что решение как аналитическая функция λ имеет алгебраические особые точки при $\lambda = \alpha_m^2$ и, быть может, полюса при λ , являющихся собственными значениями задачи

$$\Delta v + \lambda q v = 0, \quad v \in W^{1,2}(X). \quad (4)$$

Собственные функции задачи называются ловушечными модами, а ее собственные значения называют еще точками точечного спектра, вложенного в существенный спектр задачи.

Сам факт существования ловушечных мод для достаточно больших резонаторов был установлен Реллихом [16], затем его пример был дополнен рядом новых волноведущих систем [17],[4]-[11]. Принцип Рэлея позволил основательно исследовать ловушечные моды с частотами, меньшими первой частоты отсечки α_1 , то есть не вложенным в существенный спектр. В частности, доказано существование таких мод при $q > 1$ или для локально расширенного волновода [10],[11]. Напротив, для вложенных в существенный спектр ловушечных мод построить полную теорию вложенных ловушечных мод пока не удалось, поскольку для них не справедлив принцип Рэлея и регулярная теория возмущений. В [12] и наших работах [13]-[14] для вложенных ловушечных мод была построена теория возмущений относительно изменения заполнения q . При этом пришлось рассматривать и комплексные значения λ и использовать полуklassический подход, близкий к упомянутому выше подходу В.П. Шестопалова.

Покажем теперь, как теорема 3 позволяет свести рассмотрение задач с λ , вложенным в существенный спектр, к задачам с дискретным спектром. При $\lambda < \alpha_1^2$ парциальные условия излучения указывают на то, что решение v должно принадлежать $W^{1,2}(X)$. Поэтому существование и единственность решения, удовлетворяющего парциальным условиям излучения, прямо следует из теоремы Джонса.

Для того чтобы рассмотреть случай $\lambda \in (\alpha_1^2, \alpha_2^2)$, нужно поднять нижнюю границу непрерывного спектра. С этой целью зададимся произвольным числом $a \geq a_0$ и введем вспомогательный ко-пучок $H_1(X)$ как замыкание по норме $W^{1,2}$ ко-пучка линейных пространств, образованных всеми функциями $v \in C_0^\infty(U)$, для которых

$$\int\limits_S dx_1 \dots dx_{n-1} \psi_1 v = 0 \quad \forall x_n \geq a. \quad (5)$$

На этом ко-пучке вместо задачи Дирихле рассмотрим вспомогательную задачу

$$\int\limits_X dx \{ (\nabla g, \nabla u) - \lambda q g^* u + g^* f \} = 0 \quad \forall g \in H_1, \quad (6)$$

которая может быть записана как

$$u - \lambda A_1 u = H_1 f, \quad (7)$$

где A_1 и H_1 - ограниченные самосопряженный операторы. Как следствие теоремы 3 имеем $\sigma_{\text{ess}}(A_1) = [\alpha_2^2, \infty)$. Отсюда следует, что задача при рассматриваемых λ фредгольмова, более того, ее решение v является мероморфной функцией параметра λ во всей комплексной плоскости λ с разрезом по лучу $[\alpha_2^2, +\infty)$.

Это решение зависит еще и от выбора параметра a , что будем для краткости обозначать как $v=v(a)$, указывая лишь на существенную для всего дальнейшего зависимость от a . Решение этой вспомогательной задачи не является, конечно, решением исходной задаче Дирихле, но при его помощи можно таковое построить:

Теорема 4 *Если при данном $\lambda \in (\alpha_1^2, \alpha_2^2)$ и при некоторых a_1 и a_2 существуют решения $v(a_1)$ и $v(a_2)$ задачи при $a=a_1$ и $a=a_2$ соответственно, то и задача Дирихле имеет решение, которое внутри резонатора есть линейная комбинация $v(a_1)$ и $v(a_2)$.*

Для существования решения исходной задачи при фиксированном $\lambda = \lambda_0$ требуется лишь $\lambda \neq e_i(a)$ при двух значениях a . В частности, для существования решения при всех $\lambda \in (\alpha_1^2, \alpha_2^2)$ достаточно, чтобы все собственные значения e_i менялись бы с изменением a . Отсюда получается новое чисто существенное объяснение неустойчивости вложенных собственных значений по отношению к малым возмущениям параметров волноведущей системы - X и q (ср. [13]).

Литература

1. Франк Ф., Мизес Р. Дифференциальные и интегральные уравнения математической физики. М.-Л.: ОНТИ, 1937.
2. Ильинский А.С., Кравцов В.В., Свешников А.Г. Математические модели электродинамики. М.: <<Высшая Школа>>, 1991.
3. Шестопалов В.П. Спектральная теория и возбуждение открытых структур. М.: Наука, 1987.
4. EVANS D. V., LEVITIN M., VASSILIEV D. Existence theorems for trapped modes. // J. Fluid Mech. 1994. Т. 261. P. 21-31.
5. EVANS P., PORTER R. Trapped modes embedded in the continuous spectrum. // Quart. J. Mech. Appl. Math. 1998. Т. 51. P. 263-274.
6. DAVIES E.B., PARNOVSKI L. Trapped modes in acoustic waveguides. // Quart. J. Mech. Appl. Math. 1998. Т. 51. P. 477-492.
7. JOHNSON E.R., LEVITIN M., PARNOVSKI L. Existence of eigenvalues of a linear operator pencil in a curved waveguide // arXiv:math-sp/0409575 v1 29 Sep 2004.
8. HAWKINS H., PARNOVSKI L. Trapped modes in a waveguide with a thick obstacle // arXiv:math-ap/0111103 v1 8 Nov 2001.
9. BORISOV D.I. Discret spectrum of a pair of nonsymmetric waveguides coupled by a window // arXiv:math-ph/0512066 v1 20 Dec 2005.

10. Делицын А.Л. О дискретном спектре оператора Лапласа в цилиндре с локально возмущенной границей // Дифференциальные уравнения. 2004. Т.40. № 2. С. 198-207.
11. Боголюбов А.Н., Малых М.Д. О ловушечных модах электромагнитного волновода с неоднородным заполнением // Радиотехника и электроника. 2005. Т. 50. № 2. С. 218-222.
12. GADYL'SHIN R. R. On regular and singular perturbations of acoustic and quantum waveguides // arXiv:math-ph/0402039 v2 2 Apr 2004.
13. Боголюбов А.Н., Малых М.Д., Свешников А.Г. О неустойчивости вложенных в непрерывный спектр собственных значений волновода по отношению к возмущениям его заполнения // Докл. РАН. 2002. Т. 385. № 6. С. 744-746.
14. Боголюбов А.Н., Малых М.Д., Свешников А.Г. Явление резонанса в волноводе с неоднородным заполнением // Журнал вычисл. матем. и матем. физ. 2002. Т.42. № 12. С. 1833-1847.
15. Боголюбов А.Н., Малых М.Д. К теории возмущений спектральных характеристик волноведущих систем // Журнал вычисл. матем. и матем. физ. 2003. Т. 43. № 7. С. 1049-1061.
16. RELLICH FR. Das Eigenwertproblem von $\Delta u + \lambda u = 0$ in Halbröhren. // Studies and Essays Presented to R. Courant. N-Y., 1948. P. 329-344.
17. JONES D.S. The eigenvalues of $\nabla^2 u + \lambda u$ when the boundary conditions are on semi-infinite domains // Proc. Camb. Phil. Soc. 1954. Т. 49. Р. 668-684.
18. KREJCIRIC D., KRIZ D. On the spectrum of curved planar waveguide // arXiv:math-ph/0306008 v2 7 Nov 2004.
19. Гильберт Д., Курант Р. Методы математической физики. Т.1. М-Л.: ГИТТЛ, 1951, Т.2. М.: ГИТТЛ, 1945.
20. Самарский А.А. О влиянии закреплений на собственные частоты замкнутых объемов // Доклады АН СССР. 1948. Т. 63, № 6. С. 631-634 [Избранные труды. М.: <<Макс-Пресс>>, 2003. С. 23-27.]
21. Манин Ю.И. Лекции по алгебарической геометрии. Часть 1. Афинные схемы. М.: Изд-во МГУ, 1970.
22. STUMMEL F. Rand- und Eigenwertaufgaben in Sobolewschen Räumen. Berlin-Heidelberg-New York: Springer, 1969.
23. GOLDSTEIN C.I. The singularities of the S-matrix and Green's function associated with perturbation of $-\Delta$ acting in a cylinder. // Bull. Amer. Math. Soc. 1973. Т. 42. Р. 1303-1307.
24. Делицын А.Л. О задаче рассеяния на неоднородности в волноводе // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 2000. Т. 40. № 4. С. 606-610.
25. Делицын А.Л. Задача дифракции электромагнитного поля в цилиндрической области // Доклады академии наук. 2004. Т.398, № 3. С. 310-313.
26. Делицын А.Л. Задача дифракции в волноводе // Дифференциальные уравнения. 2005.Т. 41. № 3. С. 375-381.

ВНУТРЕННИЕ И ПОГРАНИЧНЫЕ СЛОИ В СИНГУЛЯРНО ВОЗМУЩЕННЫХ ИНТЕГРО-ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЯХ

Профessor *Нефёдов Н.Н.*, доцент *Никитин А.Г.*

Изучается следующее интегро-дифференциальное уравнение

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \varepsilon^2 \Delta u - \iint_{\Omega} g(u(x), u(s), x, s) ds, \quad x \in \Omega, \quad t > 0, \quad (1)$$

где $\varepsilon > 0$ — малый параметр, Ω — замкнутая односвязная область с гладкой границей $\partial\Omega$ (рассмотрены случаи, когда Ω — отрезок или плоская область). Для уравнения (1) рассмотрены задачи Дирихле и Неймана. При определенных требованиях на нелинейность g построены и обоснованы асимптотические приближения стационарных решений уравнения (1) с пограничными и внутренними переходными слоями (т.н. контрастные структуры типа ступеньки) [1-3]. Для построения асимптотики используется метод пограничных функций. Обоснование существования и устойчивости решений получено с помощью развиваемого нами для нового класса задач асимптотического метода дифференциальных неравенств [1-4]. Также рассматриваются нестационарные решения уравнения (1), имеющие вид движущихся фронтов.

Для уравнения Вольтерра (см.[4])

$$\varepsilon u' = \int_0^t g(u(t), u(s), t, \varepsilon) ds, \quad t \in (0, 1]$$

и уравнения Фредгольма

$$\varepsilon u' = \int_0^1 g(u(t), u(s), t, \varepsilon) ds, \quad t \in (0, 1]$$

изучены задачи Коши в случае, когда решение вырожденного уравнения является гладким и в случае, когда оно имеет в некоторой внутренней точке разрыв производной (т.н. случай смены устойчивости). Построена погранслойная асимптотика таких решений по степеням малого параметра ε . Обоснование асимптотики также проведено с помощью асимптотического метода дифференциальных неравенств.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 04-01-00710.

Литература

1. *Н.Н.Нефёдов, А.Г.Никитин* Метод дифференциальных неравенств для сингулярно возмущенных интегро-дифференциальных уравнений // Дифференциальные уравнения, 2000, т. 36, № 10, с. 1398-1404.

2. Н.Н.Нефедов, А.Г.Никитин Развитие асимптотического метода дифференциальных неравенств для решений типа ступеньки в сингулярно возмущенных интегро-дифференциальных уравнениях // ЖВМ и МФ, 2001, т.41, № 7, с. 1057 –1066.

3. Н.Н.Нефедов, А.Г.Никитин Метод дифференциальных неравенств для контрастных структур типа ступеньки в сингулярно возмущённых интегро-дифференциальных уравнениях в пространственно двумерном случае // Дифференциальные уравнения, 2006, т. 42, №.5.

4. Н.Н. Нефёдов, А.Г. Никитин, Т.А. Уразгильдина Задача Коши для сингулярно возмущенного интегро-дифференциального уравнения Вольтерра // ЖВМ и МФ, 2006, т.46, №

ВКЛАД СТРАННОГО КВАРКА В СПИНОВЫЕ АСИММЕТРИИ ПРИ УПРУГОМ ЭЛЕКТРОН-ПРОТОННОМ ЭЛЕКТРОСЛАБОМ РАССЕЯНИИ

Профessor Керимов Б.К., доцент Сафин М.Я. (РУДН)

1. Теоретическое [1, 2] и экспериментальное [3, 4, 5] исследование электрослабых спиновых асимметрий в поляризованном электрон-протонном упругом рассеянии позволяет получить важную информацию о вкладе странных кварков ($\bar{s}s$) в распределения магнитного момента и заряда протона.

В данной работе получены аналитические выражения для электрослабых спиновых асимметрий (A_p и A_{RL}) в упругом рассеянии неполяризованных электронов на поляризованной (\vec{s}) и продольно поляризованных (L и R) электронов на неполяризованной протонной мишени с учетом наряду электрослабыми форм-факторами $G_{Ep, Mp}$ и $g_{Vp, Ap}$, а также нейтральных слабых электрического g_{Ep} и магнитного g_{Mp} форм-факторов протона, содержащих вклады странного кварка g_E^s , g_M^s и g_A^s .

Асимметрия A_{RL} в упругом $e_{L,R}^- p$ – рассеянии электронов энергии $E_e = 200$ МэВ, 570 МэВ и 3 ГэВ на неполяризованном протоне недавно была измерена в экспериментах [3, 4, 5], где получены оценки для вклада странного кварка в электромагнитные форм-факторы протона.

2. Дифференциальное сечение упругого электрон-протонного рассеяния, вычисленное в древесном приближении согласно матричному эле-

менту с учетом одновременно слабого (сл) и электромагнитного (эм) взаимодействий

$$M = M^{\text{эм}} + M^{\text{сл}} = \frac{4\pi\alpha}{q^2} j_{\alpha}^{\text{эм}} J_{\alpha}^{\text{эм}} + \frac{G}{\sqrt{2}} j_{\alpha}^{\text{сл}} J_{\alpha}^{\text{сл}},$$

где $j_{\alpha}^{\text{эм}}$, $J_{\alpha}^{\text{эм}}$ и $j_{\alpha}^{\text{сл}}$, $J_{\alpha}^{\text{сл}}$ – электромагнитные слабые токи электрона и протона [1, 2], представляется в виде суммы сечений

$$d\sigma = d\sigma_{\text{эм}} + d\sigma_{\text{сл}} + d\sigma_{\text{унт}}.$$

Право-левая асимметрия сечения рассеяния $e_{L,R}^- + p \xrightarrow{\gamma, Z^0} e^- + p$ за счет электрослабой интерференции (γ - и Z^0 -обменов) дается выражением:

$$A_{RL}^{\gamma Z} = \frac{\delta_p \omega y}{D(\omega, y)} \left\{ g_{Ae} g_{Ep} G_{Ep} \left(1 - \frac{y}{2} \right)^2 + \right. \\ \left. + \frac{\omega y}{2} G_{Mp} \left[g_{Ae} g_{Mp} \left(1 - y + \frac{y^2}{2} + \frac{y}{2\omega} \right) + g_{Ve} g_{Ap} \left(1 - \frac{y}{2} \right) \left(y + \frac{2}{\omega} \right) \right] \right\}.$$

Асимметрия сечения рассеяния $e^- + p(\vec{s}) \xrightarrow{\gamma, Z^0} e^- + p$ по ориентации спина \vec{s} поляризованной протонной мишени относительно направления \vec{n} импульса налетающих электронов ($\vec{s} \uparrow\uparrow \vec{n}$ и $\vec{s} \downarrow\uparrow \vec{n}$) имеет вид:

$$A_p^{\gamma Z} = -\frac{\delta_p \omega y}{D(\omega, y)} \left\{ G_{Ep} \left[g_{Ve} g_{Ap} \left(1 - \frac{y}{2} \right) + g_{Ae} g_{Mp} \frac{y}{2} \right] \left(1 - y - \frac{y}{2\omega} \right) + \right. \\ \left. + \frac{\omega y}{2} G_{Mp} \left[g_{Ve} g_{Ap} \left(1 + \frac{1}{\omega} \right) \left(1 - y + \frac{y^2}{2} + \frac{y}{2\omega} \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + g_{Ae} \left(g_{Ep} \frac{1}{\omega} \left(1 - y - \frac{y}{2\omega} \right) + g_{Mp} \left(1 + \frac{1}{\omega} \right) \left(1 - \frac{y}{2} \right) y \right) \right] \right\}.$$

В выражениях для асимметрий A_{RL} и A_p принято:

$$\delta_p = \frac{G_F m_p^2}{\pi \alpha \sqrt{2}}, \quad D(\omega, y) = \left(1 - y - \frac{y}{2\omega} \right) G_{Ep}^2 + \frac{\omega y}{2} \left(1 - y + \frac{y^2}{2} + \frac{y}{2\omega} \right) G_{Mp}^2,$$

g_{Ve} и g_{Ae} – константы связи слабого нейтрального тока электрона; $g_{Mp} = g_{Vp} + f_{Vp}$, $g_{Ep} = g_{Vp} + (q^2 / 4m_p^2)f_{Vp}$, f_{Vp} – нейтральный слабый паулиевский магнитный форм-фактор протона, который содержит информацию о странном кварковом содержании протона; $\omega = E/m_p$, E – энергия падающего электрона в лабораторной системе; $y = E_k/E$, E_k – кинетическая энергия протона отдачи; $Q^2 = -q^2 = 2m_p^2\omega y$.

Для оценки степени влияния на асимметрии A_{RL} и A_p вклада странных夸克ов используем соотношения [1]:

$$\begin{aligned} g_{Mp}(Q^2) &= \left(\frac{1}{2} - 2x \right) G_{Mp}(Q^2) - \frac{1}{2} G_{Mn}(Q^2) - \frac{1}{2} g_M^s(Q^2), \\ g_{Ep}(Q^2) &= \left(\frac{1}{2} - 2x \right) G_{Ep}(Q^2) - \frac{1}{2} G_{En}(Q^2) - \frac{1}{2} g_E^s(Q^2), \\ g_{Ap}(Q^2) &= \left(-\frac{1}{2} g_A + \frac{1}{2} g_A^s \right) \left(1 + \frac{Q^2}{M_A^2} \right)^{-2}. \end{aligned}$$

Здесь g_M^s , g_E^s и g_A^s есть вклады странных夸克ов в слабые нейтральные магнитный, электрический и аксиальный форм-факторы; $x = \sin^2 \theta_W = 0.23$, $g_A = 1.267$ – аксиально-векторная константа связи; $M_A^2 = 1.032$ ГэВ². Для Q^2 – зависимости электромагнитных форм-факторов протона и нейтрана используем дипольное приближение [2] с параметром $M_V^2 = 0.71$ ГэВ².

Приводим численные значения асимметрий A_{RL} и A_p в зависимости от параметров g_M^s , g_A^s для угла рассеяния электронов $\theta = 30^\circ$.

А. Энергия падающих электронов $E = 200$ МэВ.

$$\begin{aligned} A_{RL} &= -1.484 \cdot 10^{-6}, \quad A_p = 1.525 \cdot 10^{-6} \text{ для } g_M^s = g_A^s = 0; \\ A_{RL} &= -6.838 \cdot 10^{-7}, \quad A_p = 1.312 \cdot 10^{-6} \text{ для } g_M^s = 0.5, \quad g_A^s = -0.2; \\ A_{RL} &= -8.295 \cdot 10^{-7}, \quad A_p = 1.474 \cdot 10^{-6} \text{ для } g_M^s = 0.5, \quad g_A^s = 0. \end{aligned}$$

Б. Энергия падающих электронов $E = 1$ ГэВ.

$$\begin{aligned} A_{RL} &= -3.204 \cdot 10^{-5}, \quad A_p = 3.196 \cdot 10^{-5} \text{ для } g_M^s = g_A^s = 0; \\ A_{RL} &= -3.015 \cdot 10^{-5}, \quad A_p = 3.009 \cdot 10^{-5} \text{ для } g_M^s = 0.5, \quad g_A^s = -0.2; \\ A_{RL} &= -3.132 \cdot 10^{-5}, \quad A_p = 3.127 \cdot 10^{-5} \text{ для } g_M^s = 0.5, \quad g_A^s = 0. \end{aligned}$$

Литература

1. Б.К. Керимов, М.Я. Сафин. // Изв. РАН, Сер.физ. 2004. Т. 68. № 2. С. 184.
2. Б.К. Керимов, М.Я. Сафин. // Изв. РАН, Сер.физ. 2002. Т. 66. № 10. С. 1465; 2001. Т. 65. № 11. С. 1594.
3. D.T. Spayde et al. // Phys.Lett. 2004. V. B583. P. 79.
4. F.E. Maas et al. // Phys.Rev.Lett. 2005. V. 94. 152001.
5. D.S. Armstrong et al. // Phys.Rev.Lett. 2005. V. 95. 092001.

РАСПАДЫ ПСЕВДОСКАЛЯРНЫХ МЕЗОНОВ С $\Delta L = 2$ В СУПЕР-СИММЕТРИЧНОЙ ТЕОРИИ С НЕСОХРАНЕНИЕМ R -ЧЕТНОСТИ

Профессор Али А. (DESY, Hamburg), профессор Борисов А. В.,
аспирант Сидорова М. В.

В стандартной модели (SM) лептонное L и барионное B числа сохраняются. Однако в теориях, обобщающих SM, это обычно отсутствует. Поэтому реакции, в которых рождается пара одинаково заряженных лептонов (дилептон) являются одним из возможных способов исследовать теории, расширяющие стандартную.

В процессах с участием дираковских нейтрино сохраняется полное лептонное число $L = \sum_{\ell} L_{\ell}$. Если же нейтрино - майорановские частицы (тождественные своим античастицам), то возможны индуцированные ими процессы с несохранением L , так как майорановский массовый член в лагранжиане изменяет его на две единицы. В работах [1], [2] исследованы редкие распады мезонов следующего типа $M^+ \rightarrow M'^- \ell^+ \ell'^+$ с нарушением закона сохранения лептонного числа в рамках расширения SM, включающей массивное майорановские нейтрино со стандартной (левокиральной) структурой слабых заряженных токов.

В настоящей работе рассматривается механизм распада $M^+ \rightarrow M'^- \ell^+ \ell'^+$, следующий из суперсимметричного расширения SM с несохранением R -четности.

R -четность – дискретная симметрия, определенная следующим образом $R = (-1)^{3(B-L)+2S}$, где S, L и B – спин, лептонное и барионное числа соответственно. Частицы стандартной модели, включая дополнительные хиггсовские бозоны, появляющиеся в расширенной модели, имеют $R = 1$, а у их суперпартнеров $R = -1$. В минимальной суперсимметричной стандартной модели (MSSM) R -четность сохраняется, что обеспечивает сохранение L, B чисел и стабильность легчайшей суперчастицы (причем суперчастицы должны рождаться парами).

Можно построить различные обобщения MSSM. Один из подходов заключается в сохранении состава частиц MSSM и отказе от сохранения R -четности. Мы рассмотрим механизм редких распадов, основанный на этом подходе. Наиболее общий вид части суперпотенциала, несохраняющей R -четность и лептонное число, таков:

$$W_{RPV} = \varepsilon_{\alpha\beta} \left(\frac{1}{2} \lambda_{ijk} L_i^{\alpha} L_j^{\beta} \bar{E}_k + \lambda'_{ijk} L_i^{\alpha} Q_j^{\beta} \bar{D}_k + \mu_i L_i^{\alpha} H_u^{\beta} \right). \quad (1)$$

Здесь $i, j, k = 1, 2, 3$ – индексы поколений, L, Q – дублеты левых лептонных и кварковых суперполей ($\alpha, \beta = 1, 2$ – изоспинорные индексы), \bar{E}

и \bar{D} — синглеты правых суперполей лептонов и нижних夸克ов, H_u — дублетное хиггсовское суперполе (с гиперзарядом $Y=1$); $\lambda_{ijk} (= -\lambda_{jik}), \lambda'_{ijk}, \mu_i$ — константы.

В суперпотенциале (1) присутствуют трилинейные (λ, λ') и билинейные члены (μ). В настоящей работе мы рассмотрим случай, когда билинейные члены на древесном уровне отсутствуют ($\mu = 0$). Заметим, что тогда билинейные члены генерируются из трилинейных за счет радиационных поправок, но можно ожидать доминирования древесных трилинейных взаимодействий. Случай, когда на древесном уровне имеются только билинейные члены (при этом радоправки не генерируют трилинейные члены), требует отдельного рассмотрения.

Лагранжиан, описывающий принятый (трилинейный) механизм распадов, имеет вид:

$$\mathfrak{I} = \mathfrak{I}_\lambda + \mathfrak{I}_{\lambda'} + \mathfrak{I}_{\tilde{g}} + \mathfrak{I}_{\tilde{\chi}}. \quad (2)$$

Здесь первые два слагаемых, несохраняющие лептонное число, следуют из суперпотенциала (1); третье слагаемое в (2) описывает взаимодействие глюино \tilde{g} с кварками $q = u, d, \dots, t$ и их суперпартнерами $\tilde{q} = \tilde{u}, \tilde{d}, \dots, \tilde{t}$; четвертое слагаемое в (2) отвечает взаимодействию нейтралино $\tilde{\chi}^0$ с заряженными фермионами ψ (кварками q , лептонами $\ell = e, \mu, \tau$) и их суперпартнерами $\tilde{q}, \tilde{\ell}$.

В главном порядке теории возмущений по константам связи амплитуда такого процесса описывается тремя типами фейнмановских диаграмм, для первых двух из которых будем использовать традиционные обозначения t (tree) и b (box), а третий тип обозначим цифрой 3, отвечающих соответственно вкладам обменов нейтралино и нейтрино (для t и b) и нейтралино и глюино (для 3).

Ширина распада процесса $K^+ \rightarrow \pi^- \ell^+ \ell'^+$:

$$\begin{aligned} \Gamma(K^+ \rightarrow \pi^- \ell^+ \ell'^+) = & (1 - \frac{1}{2} \delta_{\ell\ell'}) \frac{f_K^2 f_\pi^2 m_K^3}{2^{12} \pi^3 \delta_K^2 \delta_\pi^2} \Phi_{\ell\ell'} | \sum_{i,j,k,k',N} (\lambda_{ik\ell}^* \lambda_{jk'\ell'}^* + \lambda_{ik\ell'}^* \lambda_{jk'\ell}^*) \times \\ & \times \frac{\lambda'_{k12} \lambda'_{k'11} U_{iN} U_{jN}}{m_{\tilde{\ell}_{Lk}}^2 m_{\tilde{\ell}_{Lk'}}^2 m_N} (1 - \frac{1}{2N_c}) + (\lambda'_{\ell11} \lambda'_{\ell'12} + \lambda'_{\ell'11} \lambda'_{\ell12}) [g_2^2 \sum_{\delta=1}^4 \frac{1}{m_{\tilde{\chi}_\delta}^2} (2 \frac{\varepsilon_{L\delta}^*(\ell) \varepsilon_{L\delta}^*(\ell')}{m_{\tilde{\ell}_L}^2 m_{\tilde{\ell}'_L}^2} (1 - \frac{1}{2N_c}) - \\ & - \frac{1}{N_c} \frac{\varepsilon_{R\delta}(d) \varepsilon_{L\delta}^*(u)}{m_{\tilde{d}_R}^2 m_{\tilde{u}_L}^2}) + \frac{4g_3^2}{N_c^2} \frac{1}{m_{\tilde{d}_R}^2 m_{\tilde{u}_L}^2 m_{\tilde{g}}^2}]|^2. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $\delta_M = (m_1 + m_2)/m_M^2$, f_M — константа распада мезона, U_{iN} — матрица лептонного смешивания, g_2 — константа взаимодействия нейтралино $\tilde{\chi}^0$ с

заряженными фермионами ψ (кварками q , лептонами $\ell = e, \mu, \tau$) и их суперпартнерами, g_3 — константа взаимодействия глюино \tilde{g} с кварками $q = u, d, \dots, t$ и их суперпартнерами $\tilde{q} = \tilde{u}, \tilde{d}, \dots, \tilde{t}$, $\Phi_{\ell\ell'}$ — приведенный одномерный фазовый интеграл.

Результаты численного расчета по формуле (3) и аналогичного расчета для распадов $D^+ \rightarrow K^- \ell^+ \ell^+$ приведены в четвертом столбце таблицы (в предположении, что массы суперчастиц $\tilde{\mu}, \tilde{u}, \tilde{d}, \tilde{\chi}^0, \tilde{g}$, а также нейтрино имеют один и тот же порядок величины $m_{SUSY} \geq 200$ ГэВ; здесь массовый параметр $m_{200} = m_{SUSY}/(200$ ГэВ)). Во втором столбце указаны современные прямые экспериментальные ограничения сверху на относительные вероятности распадов, а в третьем — косвенные ограничения для майорановского механизма распадов (обмен тяжелыми майорановскими нейтрино в рамках минимального расширения стандартной модели, включающего майорановский массовый член).

Как видно из таблицы, существующие экспериментальные ограничения на вероятности распадов слишком слабы, чтобы дать реальные ограничения на комбинации констант $|\lambda'_{ijk} \lambda'_{i'j'k'}|$ трилинейных юковских взаимодействий, несохраняющих R -четность. Ряд ограничений на комбинации типа $\lambda\lambda'$ и $\lambda'\lambda'$ был получен в [4] из анализа двухлептонных распадов псевдоскалярных мезонов $M^\pm \rightarrow \ell_\alpha^\pm \nu_\beta$ и $M^0 \rightarrow \ell_\alpha \bar{\ell}_\beta$. Для оценки верхних границ относительных вероятностей рассмотренных нами распадов (см. табл.) положим $m_{200} = 1$ и $|\lambda'_{ijk} \lambda'_{i'j'k'}| \leq 10^{-3}$. Это дает $B(K^+ \rightarrow \pi^- \ell^+ \ell'^+) \leq 10^{-23}$, $B(D^+ \rightarrow K^- \ell^+ \ell'^+) \leq 10^{-20}$, что значительно меньше прямых экспериментальных ограничений, но на несколько порядков больше косвенных ограничений, даваемых майорановским механизмом распадов.

Редкий распад	Эксп. огран. на $B_{\ell\ell'}$	Косв. огран. на $B_{\ell\ell'} (\nu_M SM)$	$B_{\ell\ell'} \cdot m_{200}^{10}$ (R MSSM)
$K^+ \rightarrow \pi^- e^+ e^+$	$6.4 \cdot 10^{-10}$	$5.9 \cdot 10^{-32}$	$5.7 \cdot 10^{-17} \lambda'_{111} \lambda'_{112} ^2$
$K^+ \rightarrow \pi^- \mu^+ \mu^+$	$3.0 \cdot 10^{-9}$	$1.1 \cdot 10^{-24}$	$2.0 \cdot 10^{-17} \lambda'_{211} \lambda'_{212} ^2$
$K^+ \rightarrow \pi^- e^+ \mu^+$	$5.0 \cdot 10^{-10}$	$5.1 \cdot 10^{-24}$	$1.9 \cdot 10^{-17} \lambda'_{111} \lambda'_{212} + \lambda'_{211} \lambda'_{112} ^2$
$D^+ \rightarrow K^- e^+ e^+$	$1.2 \cdot 10^{-4}$	$1.5 \cdot 10^{-31}$	$2.5 \cdot 10^{-14} \lambda'_{122} \lambda'_{112} ^2$
$D^+ \rightarrow K^- \mu^+ \mu^+$	$1.3 \cdot 10^{-5}$	$8.9 \cdot 10^{-24}$	$2.3 \cdot 10^{-14} \lambda'_{222} \lambda'_{212} ^2$
$D^+ \rightarrow K^- e^+ \mu^+$	$1.3 \cdot 10^{-4}$	$2.1 \cdot 10^{-23}$	$1.2 \cdot 10^{-14} \lambda'_{122} \lambda'_{212} + \lambda'_{222} \lambda'_{112} ^2$

Литература

1. Ali A., Borisov A. V., Zamorin N. B. Eur. Phys. J. C. 2001. **21**. P. 123 (hep-ph/0104123).
2. Али А., Борисов А. В., Сидорова М. В. ЯФ. 2006. **69**. С. xxx.
3. Littenberg L. S., Shrock R. Phys.Lett. B. 2000. **491**. P. 285 (hep-ph/0005285).
4. Tahir F., Anwar Mughal M., Ahmed K. Europhys. Lett. 2001. **54**. P. 580.

РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ТЕОРИЯ URCA-ПРОЦЕССОВ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Профессор *Студеникин А.И.*, аспирант *Шинкевич С.А.*

В настоящее время общеизвестно, что сильные магнитные поля играют существенную роль в эволюции разнообразных астрофизических и космологических объектов, таких, например, как нейтронные звёзды и пульсары. Существование сильных магнитных полей вproto-нейтронных звездах и пульсарах было установлено в ряде астрономических и астрофизических наблюдениях. Оценка величины магнитного поля на поверхности радиопульсаров по наблюдаемому синхротронному излучению даёт значение напряжённости порядка $B \sim 10^{12} - 10^{14}$ Гс.

Различными авторами был рассмотрен [1, 2] процесс обратного β -распада в магнитном поле $\nu_e + n \rightarrow p + e$, который наряду с другими URCA-процессами $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}_e$, $e + p \rightarrow \nu_e + n$, $\bar{\nu}_e + p \leftrightarrow n + e^+$, протекающими в сильных магнитных полях в астрофизических объектах, играет важную роль в эволюции нейтронных звёзд и магнетаров. Обратный β -распад в сильном магнитном поле (с напряжённостью порядка швингеровского значения $B_0 = 4.41 \times 10^{13}$ Гс) в силу асимметрии процесса является одним из возможных механизмов возникновения импульса отдачи пульсара (pulsar kick), наблюдаемые скорости движения которых достигают значений вплоть до 1000 км/с.

Процесс обратного β -распада нейтрона $\nu_e + n \rightarrow p + e$ в магнитном поле рассматривался в работе [2], где полагалось, что матричный элемент не зависит от внешнего поля (в первом порядке теории возмущений), а изменяются волновые функции частиц и элемент фазового объёма в дифференциальном сечении процесса. Однако, в указанной статье не было учтено влияние поля на движение протона (квантование энергии по уровням Ландау), а также эффект отдачи протона.

В настоящей работе (см. также [1]) проводится релятивистское рассмотрение процесса обратного β -распада поляризованного нейтрона $\nu_e + n \rightarrow p + e$ в магнитном поле и получено точное выражение для сечения процесса с учётом движения (отдачи) протона в случае произвольной величины напряжённости магнитного поля. Отметим, что в работе [4] впервые было учтено движение протона для прямого процесса β -распада. Рассматривается влияние вклада аномальных магнитных моментов нуклонов и показано, что в случае сильных магнитных полей процесс может быть запрещён.

Развиваемый релятивистский подход в силу свойств кросс-симметрии также может быть применён для расчёта сечения в магнитном поле других URCA-процессов, имеющих в начальном и конечном состоянии по две частицы.

Литература

1. Shinkevich S., Studenikin A. (2005) Relativistic theory of inverse beta-decay of polarized neutron in strong magnetic field // Pramana – J. Phys., Vol. 65, No. 2, pp. 215-244.
2. Bhattacharya K. and Pal P. (2004) Inverse beta-decay of arbitrary polarized neutrons in a magnetic field // Pramana – J. Phys., Vol. 62, p. 1041.
3. Коровина Л.И., Тернов И.М., Лысов Б.А. (1964) β -распад поляризованного нейтрона в магнитном поле // Изв. ВУЗов. Физика, №6, стр. 86-92.
4. Студеникин А.И. (1989) Эффекты отдачи протона при β -распаде поляризованных нейтронов в сильном магнитном поле // ЯФ., т. 49, вып. 6, стр. 1665-1671.
5. Дорофеев О.Ф., Родионов В.И., Тернов И.М. (1984) Анизотропное излучение нейтрино, возникающее в β -процессах при действии интенсивного магнитного поля // Письма в ЖЭТФ, т. 40, вып. 5, стр. 159-161.
6. Duan H., Qian Y-Zh. (2004) Neutrino Processes in Strong Magnetic Fields and Implications for Supernova Dynamics // Phys. Rev. D69, p. 123004.

КОНДЕНСАЦИЯ КВАРКОВ ВО ВНЕШНЕМ ХРОМОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

Профессор Жуковский В.Ч., аспирант Федотов А.М.

Непертурбативные эффекты в КХД при низких энергиях удается исследовать только на основе приближенных методов в рамках различных эффективных моделей. Хорошо известно, что физика легких мезонов опи-

сывается на основе четырех-фермионных моделей, таких как, например, модель Намбу-Йона-Лазинио (НЙЛ), которая успешно применялась для воплощения идей динамического нарушения киральной симметрии (ДНКС) и бозонизации (см., например, [1]; обзор (2+1)-мерных четырехкварковых эффективных моделей см. в [2]). Подчеркнем, что именно в рамках четырех-фермионных моделей удалось показать, что внешнее магнитное или хромомагнитное поле индуцирует ДНКС [3], а также продемонстрировать генерацию масс фермионов даже в случае слабого взаимодействия между кварками [4], [5].

Недавно большой интерес вызвали эффекты дикварковой конденсации и цветовой сверхпроводимости. Первые исследования уравнений щели и свободной энергии Гинзбурга-Ландау для системы релятивистских фермионов привели к выводу о возможности возникновения состояний сверхпроводимости и цветовой сверхпроводимости в кварковой среде [6]. Было показано, что, подобно случаю конденсации кварков, дикварковая конденсация также может катализироваться сильными внешними (вакуумными) калибровочными полями [7]. Недавно обсуждалась возможность образования новой фазовой структуры, а именно пионной конденсации, в плотной кварковой среде за счет асимметрии ее изоспинового состава [8, 9] (см. также [10, 11]).

Цель нашего доклада – дальнейшее развитие этих идей в случае (3+1)-мерной модели НЙЛ с учетом воздействия фонового хромомагнитного поля.

Рассмотрим изоспиновую асимметрию в плотной кварковой среде, предполагая, что барионный и изоспиновый химпотенциалы кварков являются независимыми параметрами.

В этом случае недавно было показано (см. Рис. 1 в [12]), что при сравнительно высокой ароматной асимметрии реализуется нормальная фаза кварковой среды и цветовой сверхпроводимостью можно пренебречь.

Фундаментальный кварковый лагранжиан с четырех-фермионным слагаемым обеспечивает возможность спонтанного нарушения как киральной, так и цветовой симметрии. В итоге основное состояние модели может характеризоваться двумя конденсатами – кварковым (спонтанное нарушение киральной симметрии) и дикварковым (спонтанное нарушение цветовой симметрии). Мы будем рассматривать ситуацию, когда дикварковый конденсат не образуется. Предположим, что отличны от нуля только компоненты внешнего поля, принадлежащие $SU(2)$ подгруппе цветовой группы симметрии модели $SU(3)$. Тогда кварки только двух цветов взаимодействуют с полем, а третий кварк свободен. Пусть внешнее поле является постоянным и однородным хромомагнитным полем. Энергетический спектр кварков в таком поле, также как и свободных кварков, хорошо известен.

Будем предполагать, что внешнее поле достаточно сильное по сравнению с величиной конденсата. В этом случае напряженность внешнего поля H , моделирующего глюонный конденсат, оценивается как $gH=0.4-0.6$ ГэВ, т.е. может считаться достаточно большой. Значения других параметров возьмем, как в [11, 13], т.е. импульс обрезания $\Lambda=0.65$ ГэВ, константа четырех-фермионного взаимодействия $G=5.01$ ГэВ⁻².

Рассмотрим случай, когда барионный химпотенциал, вторая и третья компоненты пионного конденсата, массы夸арков и температура равняются нулю, а первая компонента пионного конденсата π_1 ,夸арковый конденсат σ и изотопическая асимметрия отличны от нуля.

Численный расчет показывает, что, например, при $\Lambda=0.65$ ГэВ и малой эффективной константе связи четырех-фермионной модели $\lambda=0.64$ эффективный потенциал системы Ω имеет глобальный минимум при отличном от нуля значении пионного конденсата π_1 , что свидетельствует о возможности катализа пионной конденсации хромомагнитным полем (см. рис. 1, рис. 2).

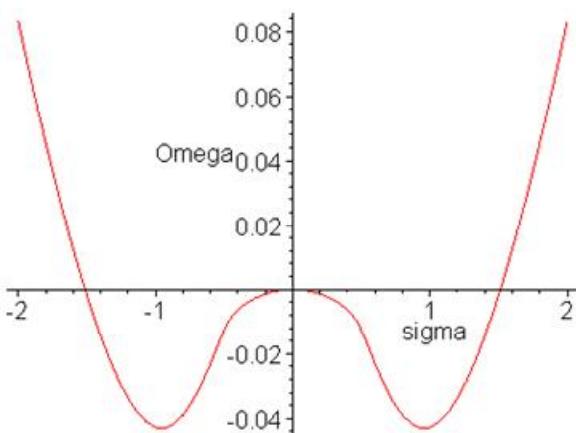


Рис. 1. Эффективный потенциал Ω как функция夸аркового конденсата σ . Пионный конденсат π_1 равен нулю.

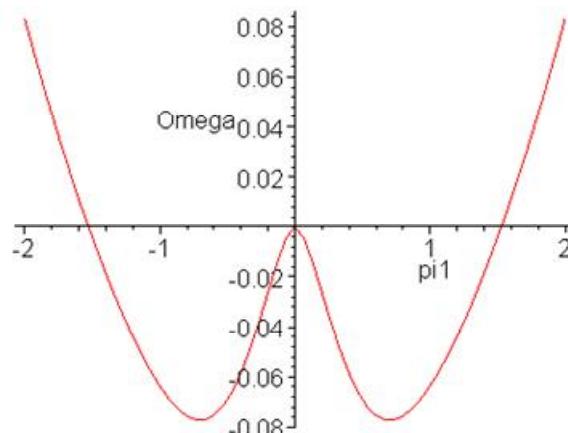


Рис. 2. Эффективный потенциал Ω как функция пионного конденсата π_1 . Кварковый конденсат $\sigma=0$.

Литература

1. D. Ebert and H. Reinhardt, Nucl. Phys., B271, (1986) 188; D. Ebert, H. Reinhardt and M.K. Volkov, Progr. Part. Nucl. Phys. , 33 (1994) 1.
2. A.S. Vshivtsev, V.Ch. Zhukovsky, K.G. Klimenko and B.V. Magnitsky, Phys. Part. Nucl., 29, (1998) 523.
3. K.G.Klimenko, Teor. Mat. Fiz., 89 (1991) 211; 90, (1992) 3; Z. Phys., C54 (1992) 323; I.V. Krive and S.A. Naftulin, Phys. Rev., D46, (1992) 2737; A.S.Vshivtsev, K.G.Klimenko and B.V.Magnitsky, JETP Lett., 62 (1995) 283; Teor. Mat. Fiz., 106, (1996) 319.

4. K.G.Klimenko, B.V.Magnitsky and A.S.Vshivtsev, Nuovo Cim., A107 (1994) 439; Theor. Math. Phys., 101, (1994) 1436; Phys. Atom. Nucl., 57 (1994) 2171.
5. D.Ebert and V.Ch.Zhukovsky, Mod. Phys. Lett., A12 (1997) 2567.
6. D. Bailin and A. Love, Phys.Rept., 107, 325, (1984); M.Alford, K.Rajagopal and F.Wilczek, Phys. Lett., B422, (1998) 247; Nucl. Phys., B537, (1999) 443.
7. V.Ch. Zhukovsky, K.G. Klimenko, V.V. Khudyakov, and D. Ebert, JETP Lett., 73 (2001) 121 [Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 73 (2001) 137]; V.Ch. Zhukovsky, V.V. Khudyakov, K.G. Klimenko, and D. Ebert, JETP Lett., 74 (2001) 523 [Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz., 74 (2001) 595]; D.Ebert, K.G. Klimenko and H.Toki, Phys. Rev., D64, (2001) 014038 (hep-ph/0011273); D. Ebert,
V.V. Khudyakov, V.Ch. Zhukovsky, and K.G. Klimenko, Phys. Rev., D65 (2002) 054024 (hep-ph/0106110).
8. R. Nebauer, F. Gastineau and J. Aichelin, Phys. Rev., C65, 045204 (2002); A.W. Steiner, S. Reddy and M. Prakash, Phys. Rev., D66, 094007 (2002).
9. M. Buballa and M. Oertel, Nucl. Phys., A703, 770 (2002)
10. D. Ebert, K. G. Klimenko, and V. L. Yudichev, hep-ph/0412129.
11. D.Ebert and K.G.Klimenko, hep-ph/0507007, v3.
12. P.F. Bedaque, Nucl. Phys., A697, 569 (2002).
13. L. He, M. Jin, and P. Zhuang, Phys. Rev., D71, 116001 (2005).

ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ДИЛАТОНОВ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ КОСМИЧЕСКИХ СУПЕРСТРУН

Профессор Гальцов Д.В., ассистент Мелкумова Е.Ю., аспирант Салехи К.

В последнее время возникла гипотеза о возможном существовании космических струн нового типа, которые предсказываются суперструнными моделями объединения фундаментальных взаимодействий. В отличие от космических струн, которые предсказываются полевыми моделями великого объединения, суперструнные теории могут давать относительно меньшие значения параметра

натяжения, которые не противоречат результатам обработки имеющихся в настоящий момент астрофизических данных. Такие струны взаимодействуют с дилатонным полем, поэтому на суперсимметричной стадии их эволюции должно происходить излучение дилатонов как бесмассовых скалярных частиц. В ходе последующей эволюции дилатон становится

массивным, поэтому общий дилатонный фон порождаемый струнами не должен превышать порогового значения, которое приводило бы к замыканию в ходе космологической эволюции. Обычно предполагается, что дилатоны (как и другие безмассовые поля) образуются при распаде осциллирующих струнных петель, которые образуются при столкновениях открытых (бесконечных) струн. В нашей работе обсуждается механизм прямого испускания дилатонов при столкновениях невозбужденных струн, который аналогичен тормозному излучению заряженных частиц при столкновениях. Рассматривается модель струны, взаимодействующей с полем Калб-Рамона (аксион), дилатонным полем и гравитацией. Расчет проводится в рамках теории возмущений по степеням соответствующих констант связи. В нулевом приближении струны движутся свободно и не возбуждены. В результате взаимодействия посредством обмена дилатонами, аксионами и гравитационного взаимодействия возникают возбуждения струн (деформации), которые можно интерпретировать как распространяющиеся со сверхсветовой скоростью источники излучения.

Это приводит к генерации полей излучения черенковского типа. Рассчитано испускание дилатонов таким источником. Показано, что в суперсимметричном случае (при определенном соотношении между константами связи) происходит подавление излучения вперед, однако по порядку величины суммарное излучение близко к возникающему при более общих значениях констант. Данный механизм приводит в полному излучению того же порядка что и излучение осциллирующих петель. Даётся оценка общего дилатонного фона порождаемого при столкновениях струн в ходе космологического расширения.

ГЕНЕРАЦИЯ 1/f-ШУМА КВАНТОВЫМИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ ФЛУКТУАЦИЯМИ

Доцент Казаков К.А.

Получено аналитическое выражение низкочастотной асимптотики спектральной мощности флуктуаций электромагнитного поля элементарных частиц. В применении к электронам в образце металла найденная асимптотика имеет вид, характерный для 1/f-шума: она обратно пропорциональна частоте и объему образца, а также квадратична по величине приложенного к нему напряжения. Оценка по порядку величины уровня шума находится в хорошем согласии с экспериментальными данными.

Хорошо известно, что спектральная мощность флуктуаций напряжения во всех проводящих материалах имеет универсальный вид в пределе

низких частот – она обратно пропорциональна частоте, обратно пропорционально объему образца, а мощность шума, индуцированного внешним электрическим полем, пропорциональна квадрату напряженности поля. Несмотря на множество предложенных моделей 1/f-шума [1], ни одна из них не способна объяснить его универсальность, а главное, широту спектра этого шума – наблюдаемое отсутствие низко- или высокочастотной границ 1/f-спектра.

С другой стороны, универсальность характеристик этого шума указывает на то, что в его основе лежит некоторая простая фундаментальная причина, которую естественно искать в квантовых свойствах носителей заряда. Оказывается, что электромагнитные взаимодействия квантованной материи действительно обладают некоторым универсальным свойством, которое может быть причиной возникновения 1/f-шума. Именно, как следствие квантовой неопределенности в положении частицы в пространстве, производимое ею поле флюкутирует, причем интенсивность этих флюкутаций зависит от времени из-за расплывания волнового пакета частицы. Появляющаяся в результате этого расплывания дисперсия корреляционной функции флюкутаций и является предметом настоящего исследования. Флюкутации кулонова поля частицы описываются корреляционной функцией

$$C(x, x') = \frac{1}{2} \langle in | \hat{A}_0(x) \hat{A}_0(x') + \hat{A}_0(x') \hat{A}_0(x) | in \rangle - \langle in | \hat{A}_0(x) | in \rangle \langle in | \hat{A}_0(x') | in \rangle \quad (1)$$

где \hat{A}_0 обозначает оператор временной компоненты потенциала электромагнитного поля, $|in\rangle$ есть заданное начальное состояние частицы, а $x = (\vec{x}, t)$ и $x' = (\vec{x}', t')$ – пространственно-временные координаты точек наблюдения поля. Фиксируя один из временных аргументов, например t' , определим спектральную мощность флюкутаций как Фурье-образ функции $C(x, x')$ по отношению к $(t - t') = \tau$

$$C(\vec{x}, \vec{x}', t', \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau C(\vec{x}, t' + \tau, \vec{x}', t') e^{i\omega\tau}. \quad (2)$$

Можно показать, что в низкочастотном пределе ведущий вклад в корреляционную функцию содержится во втором члене в формуле (1). Для его вычисления необходимо найти Фурье-образ кулонова потенциала:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} dt \langle in | \hat{A}_0(x) | in \rangle e^{i\omega t} = e \int_{-\infty}^{+\infty} dt \left\{ e^{i\omega t} \iint \frac{d^3 \bar{q}}{(2\pi\hbar)^3} \frac{d^3 \bar{p}}{(2\pi\hbar)^3} \frac{4\pi}{\bar{p}^2} e^{-i[p^0(t-t_0) - (\bar{p}\bar{r})]/\hbar} f(\bar{q}) \right\} \quad (3)$$

$$p^0 = \frac{\bar{p}^2 + 2(\bar{p}\bar{q})}{2m}, \quad \bar{r} = \vec{x} - \vec{x}_0,$$

где m , e , \bar{q} , \vec{x}_0 и $f(\bar{q})$ обозначают, соответственно, массу, заряд, импульс, среднее значение координат и функцию распределения по импульсам час-

тицы в начальный момент времени t_0 . При наличии внешнего электрического поля напряженности \vec{E} функция $f(\vec{q})$ является аксиально-симметричной. Интеграл в выражении (3) может быть вычислен аналитически в практически важном случае, малых ω и больших $r = |\vec{r}|$, именно если

$$\omega \ll \frac{\tilde{D}}{mr}, \quad r\tilde{D} \gg 1, \quad (4)$$

где \tilde{D} обозначает характерную величину пространственной размытости волнового пакета частицы в начальный момент времени. Длинное вычисление приводит к следующему выражению для спектральной мощности

$$C(\vec{r}, \vec{r}', \omega) = e^{i\omega(t_0 - t')} \frac{e^2 d(\chi)}{r^2 r' |\omega|},$$

$$d(\chi) = \frac{\hbar}{2\pi^3} \int_{|\chi|}^{\pi-|\chi|} \frac{d\theta \sin \theta}{\sqrt{\sin^2 \theta - \sin^2 \chi}} \int_0^{+\infty} dq q f(\vec{q}), \quad (5)$$

где предполагается, что ось z выбрана в направлении поля, θ обозначает угол между вектором \vec{q} и осью z , а χ – угол между \vec{r} и плоскостью x, y .

Таким образом, в пределе низких частот $C \sim 1/|\omega|$. Хотя область применимости выражения (5), определяемая условиями (4), зависит от рассматриваемой задачи, она на самом деле охватывает все значения частот и расстояний, на которых экспериментально наблюдается $1/f$ -шум. В частности, в применении к микроэлектронике ω меняется в пределах от $10^{-6} Hz$ до $10^{+6} Hz$, а соответствующие расстояния r – от $10^{-5} cm$ до $10^{-2} cm$. Далее, по порядку величины $\tilde{D} \approx \hbar/d$, где $d \approx 10^{-8} cm$ есть характерная величина периода кристаллической решетки, а эффективная масса электрона $m \approx 10^{-27} g$, поэтому $\omega_0 \approx 10^{10} Hz$, так что выражение «низкочастотный предел» означает лишь очень слабое ограничение $\omega \ll 10^{10} Hz$, которое всегда выполняется на практике.

Используя формулу (5), нетрудно записать выражение для спектральной мощности флуктуаций напряжения на образце, C_U . Оно имеет следующий вид

$$|C_U| = \frac{e^2 \delta}{|\omega| \Omega}, \quad \delta = \int_{\Omega} d^3 \vec{x}_0 \left\{ \frac{d(\chi)}{r^3} + \frac{d(\chi')}{r'^3} - \frac{d(\chi')}{r'^2 r} - \frac{d(\chi)}{r^2 r'} \right\}, \quad (6)$$

где Ω есть объем образца. Видно, что $C \sim 1/\Omega$ для геометрически подобных образцов, но при заданной величине объема уровень шума зависит также и от геометрии образца (эта зависимость описывается коэффициентом δ).

Наконец, зависимость спектральной мощности от величины внешнего электрического поля можно проиллюстрировать на примере точно решаемой модели, в которой распределение электронов по импульсам определяется кинетическим уравнением релаксационного типа. В этой модели спектральная мощность индуцированного шума оказывается равной

$$|\Delta C_U| = \frac{e^4}{\hbar^2} \frac{E^2 \tau^2 \delta}{Nf}, \quad (7)$$

где N есть полное число электронов в образце, τ – время релаксации, а $f = |\omega|/2\pi$.

Итак, установленные качественные свойства квантовых электромагнитных флуктуаций в точности соответствуют экспериментально наблюдаемым свойствам 1/f-шума. Что же касается количественной стороны, то для грубой оценки уровня шума по формуле (6) можно положить $g(\chi) \approx d \approx 10^{-8} \text{ см}$. Сравнение с результатами измерений 1/f-шума в тонких металлических пленках [2] показывает, что найденный таким образом уровень шума согласуется по порядку величины с наблюдаемым. Для более точного же определение уровня 1/f-шума, порождаемого квантовыми электромагнитными флуктуациями в образце, требуется знание реальной функции распределения электронов в материале данного образца.

Вывод приведенных выше соотношений и более подробное обсуждение полученных результатов можно найти в [3].

Литература

1. М. Букингем, Шумы в электронных приборах и системах (М.: Мир, 1986).
2. R.F. Voss, J. Clarke, Phys. Rev. B **13**, 556 (1976).
3. К.А. Казаков, arXiv:quant-ph/0602162.

МАССЫ ЧАСТИЦ В МНОГОМЕРНЫХ ТЕОРИЯХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Вед.науч.сотр. *Владимиров Ю.С.*, аспирант *Болохов С. В.*

В работе рассматривается проблема описания масс элементарных частиц в 8- и 7-мерных геометрических теориях типа Калуцы—Клейна, в рамках которых осуществлена геометризация сильных и электрослабых взаимодействий. Показано, что дляrenomализации планковских значений масс (как в бозонном, так и в фермионном секторах) может быть применен метод конформного преобразования вейлевского типа.

В работе исследуется вопрос описания масс элементарных частиц в многомерных объединенных теориях взаимодействий типа теорий Калуцы–Клейна [1]. Исследуются два варианта таких теорий: 8D-теория грави-сильных взаимодействий и 7D-теория грави-электрослабых взаимодействий, причем последняя является результатом частичной размерной редукции упомянутой 8D-теории. Показано, что для ренормализации планковских значений масс (как в бозонном, так и в фермионном секторах) может быть применен метод конформного преобразования вейлевского типа.

В 8D-теории используется 8-мерное псевдориманово многообразие сигнатуры $(+---;----)$, имеющее структуру $M_8 = V_4 \times B_4$, где V_4 — 4-мерная гиперповерхность, отождествляемая с «физическими» пространством-временем, а B_4 представляет собой компактное подмногообразие («внутреннее пространство»), имеющее топологию 4-тора с чрезвычайно малыми (планковскими) периодами компактификации [1, 2]. Метрический тензор представляется в *октадном* виде:

$$G_{MN} = G_{M(A)} G_N^{(A)}, \quad M, N, A = 0 \dots 7,$$

где $G_M^{(A)}$ — локальный ортонормированный набор из восьми векторов в касательном пространстве TM^8 (октада). Неабелевы калибровочные поля определяются как коэффициенты гармонического разложения компонент октады по набору экспоненциальных гармоник, заданных на торе B_4 [1, 2].

Основным объектом теории является 8D-действие

$${}^8S = \int d^8x \sqrt{-\det(G_{MN})} \left[-\frac{{}^8R}{2\kappa c} + \frac{i\hbar c}{2} (\bar{\Psi} \Gamma^M \nabla_M \Psi) + h.c. \right],$$

из которого в ходе процедуры размерной редукции, предполагающей явное интегрирование (усреднение) по координатам x^4, \dots, x^7 пространства B_4 , получается 4-мерное действие системы, включающей в себя гравитационное поле, калибровочные $SU(3)$ -поля и массивную фермионную материю. В процессе редукции все слагаемые в исходном 8D-действии представляются в $(4+1+1+1+1)$ -расщепленном виде в соответствии с октадным формализмом [1, 2].

Аналогичным образом строится лагранжиан самостоятельного варианта 7D-теории, переход к которой с уровня 8D-теории осуществляется топологической склейкой пары дополнительных (калуцевских) координат [1].

Задача описания масс частиц в этих моделях существенно сопряжена с перенормировкой планковских значений этих масс как в бозонном, так и в фермионном секторах. Ключевым при этом является использование конформных (вейлевских) преобразований, обеспечивающих компенсирующие контрчлены в массовых вкладах.

В бозонном секторе это приводит к добавочным слагаемым в скалярной кривизне, которые, в свою очередь, способны погасить нежелательные массовые вклады калибровочных полей при специальном выборе конформного фактора [3].

Учет конформного преобразования в *фермионном* секторе приводит к появлению специфического добавка к массе фермионов (так называемая *конформная массовая часть*), определяемого конформным весом w спинорного поля $\Psi(x)$.

Соотношение между собственной и конформной массами фермионов зависит от имеющихся в теории констант. При определенном их выборе удается избежать появления планковских масс. Кроме того, возможен вариант, когда масса спинорного поля оказывается целиком конформной. Данный механизм генерации масс можно рассматривать как геометрический аналог механизма Хиггса в стандартных калибровочных моделях. Отметим, что в рассматриваемом варианте многомерных теорий имеется возможность положить поле конформного фактора зависящим лишь от дополнительных координат.

Литература

1. Владимиров Ю. С., «Геометрофизика», Москва: Бином, 2005.
2. Vladimirov Yu.S., Gubanov A. N., “8-Dimensional Geometric Model of Gravi-Strong Interaction” // *Gravitation and Cosmology* vol. **4**, 193-198 (1998).
3. Klimenkov V. A., Vladimirov Yu. S., “Renormalization of Planck masses of vector bosons in the eight-dimensional geometric theory” // *Gravitation and Cosmology* vol. **10**, 77-82 (2004).

Подсекция:

МЕТОДИКА ПРЕПОДАВАНИЯ

Сопредседатели
профессор А.М.Салецкий, профессор Б.А.Струков,
профессор Б.С.Ишханов

**ОПЫТ СОЗДАНИЯ УЧЕБНОГО ПОСОБИЯ
«ЗАДАЧИ МОСКОВСКИХ ГОРОДСКИХ ОЛИМПИАД ПО ФИЗИКЕ.
1986 – 2005.»**

Доцент *Варламов С.Д* (СУНЦ МГУ),
доцент *Зинковский В.И.* (Моск. инст. открытий образов.), доцент *Семёнов М.В.*,
ассистент *Старокуров Ю.В.*, доцент *Шведов О.Ю.*, ассистент *Якута А.А.*

В настоящее время задача повышения качества обучения школьников физике приобрела особую актуальность. Известно, что в большинстве московских школ преподавание физики сейчас ведётся на весьма невысоком уровне. Ситуацию несколько улучшают физико-математические лицеи и гимназии, которые в последнее десятилетие открыты во всех округах г. Москвы, но многие выпускники даже этих учебных заведений часто не обладают знаниями необходимого качества.

В то же время значительным остается число школьников, которые желали бы изучать физику на более высоком уровне. Об этом свидетельствует значительное количество старшеклассников, которые ежегодно принимают участие в различных Московских олимпиадах по физике – от районных и вузовских до окружных и городской (в среднем по г. Москве ежегодно число участников физических олимпиад превышает десять тысяч). И сами эти школьники, и их учителя в настоящее время нуждаются в методической поддержке. В сложившихся условиях такую поддержку им могут оказать только преподаватели высшей школы, создав недостающие в настоящее время современные учебные пособия высокого качества. Такие материалы традиционно готовились преподавателями физического факультета МГУ. Сейчас, в связи со слабостью школьной базы и недостатком квалифицированных учителей физики, особенно актуальным является создание пособий для самообразования, в которых доступно, но, в то же время, правильно и достаточно строго описывается методика решения задач. Наличие таких пособий даст возможность интересующемуся школьнику даже в отсутствие квалифицированного учителя самостоятельно разобраться в существующих подходах к решению сложных школьных физических задач. Авторами данного доклада была предпринята попытка создания такого учебного пособия [1], в основу которого легли задачи, предлагавшиеся в течение последних 20 лет школьникам старших классов на Московских городских олимпиадах по физике.

Опыт проведения Московских городских (региональных) олимпиад школьников по физике был описан в работе [2]. Олимпиада по физике в Московском государственном университете им. М.В. Ломоносова была впервые организована на физическом факультете в 1938 году, и с тех пор её проведение стало традиционным. В течение многих лет в составе жюри

олимпиады работали известные учёные и преподаватели физического факультета – С.Э. Хайкин, Г.С. Ландсберг, С.Г. Калашников, А.Б. Младзеевский, С.П. Стрелков, В.И. Иверонова, С.Т. Конобеевский, К.Ф. Теодорчик, И.А. Яковлев, Д.В. Сивухин, Э.И. Адирович, Б.И. Спасский, М.П. Шаскольская, И.А. Эльцин, В.Г. Зубов, В.П. Шальнов, Г.А. Бендриков, Б.Б. Буховцев, В.В. Керженцев, Г.Я. Мякишев, В.И. Григорьев, В.Д. Кривченков, Г.Е. Пустовалов, В.К. Петерсон, В.А. Погожев и другие. В организации первых олимпиад принимали участие также многие студенты и аспиранты МГУ, в частности М.М. Бонгард-Полонский, М.Е. Герценштейн, Н.Н. Константинов, Е.А. Либерман, Дж. М. Мышикис, М.И. Подгорецкий, А.Г. Свешников, А.И. Старобинский, И.М. Тернов, Р.В. Хохлов. Многие из них впоследствии стали известными учёными и преподавателями. Во времена первых школьных олимпиад в Московском университете (вторая половина тридцатых – сороковые годы XX века) неотъемлемой их частью были лекции, читаемые известными учёными (популярные лекции по физике школьникам читали А.Б. Младзеевский, Г.С. Ландсберг, С.Э. Хайкин и др.), а также школьные кружки, руководили которыми в основном студенты. Физические кружки в 1939 – 1940-х годах вели А.М. Яглом, М.И. Подгорецкий, А.Д. Сахаров, в послевоенные годы – М.М. Бонгард-Полонский и Е.А. Либерман, позднее – И.И. Иванчик и Н.Н. Константинов. Неоценимую помощь и поддержку руководителям кружков и организаторам олимпиад оказывал талантливый экспериментатор С.И. Усагин, работавший в Кабинете физических демонстраций физического факультета МГУ. Задачи, предлагавшиеся на Московской физической олимпиаде, послужили основой для составления наиболее известных и популярных в настоящее время задачников по физике для поступающих в вузы [3–6]. Позднее активное участие в работе жюри принимали А.И. Буздин, В.А. Ильин, И.В. Кривченков, С.С. Кротов и Н.А. Свешников, которыми был подготовлен к изданию и выпущен в свет в 1988 году сборник [7]. В него вошли около 250 задач, предлагавшихся на Московских олимпиадах с 1968 по 1985 г.г.

Созданное авторами настоящего доклада пособие продолжает традиции предыдущих изданий и содержит 475 задач, которые предлагались учащимся 8-х – 11-х классов на теоретических турах городских этапов Московских олимпиад школьников по физике с 1986 г. по 2005 г. Все задачи снабжены подробными решениями. Авторский коллектив, составляя сборник, стремился наиболее полно отразить тематику и уровень сложности задач, характерных для Московской городской физической олимпиады. Поэтому в книге представлены как достаточно сложные задачи, дававшиеся ученикам 10-го и 11-го классов на втором теоретическом туре, так и весьма простые, рассчитанные на учеников 8-х – 9-х классов. По этой причине решения некоторых задач достаточно длинные и иногда напоминают небольшие статьи; в то же время другие решения занимают всего несколько строк. Для удобства работы с книгой задачи в ней разбиты на четыре

раздела: «Механика», «Молекулярная физика», «Электричество и магнетизм», «Волны. Оптика. Кванты». Внутри каждого раздела задачи распределены по темам в соответствии с примерным порядком изучения данного раздела курса физики в школе. Задачи раздела, относящиеся к одной и той же теме, расположены, как правило, в порядке возрастания их сложности. В приложениях к сборнику вначале помещена программа V (заключительного) этапа Всероссийской олимпиады школьников по физике, в соответствии с которой составляются задачи, предлагаемые на Московской физической олимпиаде в последние годы. Затем для удобства учителей и преподавателей приведены типовые варианты олимпиадных заданий, которые можно размножать на копировальной технике и использовать при подготовке школьников 8-х – 11-х классов к олимпиадам по физике. Потом воспроизведены условия задач первых московских олимпиад по физике (1939–1948 годы). В конце книги предлагаются примерные программы элективных занятий для профильного обучения школьников различным темам курса физики, а также краткий список литературы, включающий задачники и сборники олимпиадных задач разных лет и адреса материалов в сети Интернет, которые также могут быть полезны при подготовке к олимпиадам. За 20 лет, которые охватывает сборник, в жюри олимпиады в разное время работали несколько десятков преподавателей, научных сотрудников, аспирантов и студентов физического факультета МГУ и ряда московских вузов. Это А.В. Андрианов, К.С. Бедов, А.И. Буздин, К.С. Ванаг, М.П. Виноградов, Д.Ю. Григорьев, К.В. Дмитриев, А.Р. Зильберман, Р.Ю. Компанеец, С.С.Кротов, А.К. Кулыгин, Д.А. Купцов, В.О. Милицын, О.Ю. Овчинников, В.К. Петерсон, В.А. Погожев, И.Ю. Потеряйко, В.В. Птушенко, Г.Е. Пустовалов, С.Б. Рыжиков, А.В. Селиверстов, А.И. Семёнов, Р.А. Сеннов, П.В. Синило, А.Ю. Смирнов, В.С. Степанюк, А.В. Ткачук, Д.Э. Харабадзе, К.В. Шокикуу, М.М. Цыпин и др.

Пособие имеет гриф «Рекомендовано УМО по классическому университетскому образованию РФ в качестве учебного пособия для абитуриентов и студентов высших учебных заведений, обучающихся по специальности 010701 – Физика». Его можно рекомендовать для самообразования ученикам 8-х – 11-х классов, которые желают углубить свои знания в области физики и подготовиться к участию в физических олимпиадах различного уровня сложности – от окружных (районных) до V (заключительного)этапа Всероссийской олимпиады школьников по физике. Она также может быть полезна студентам младших курсов вузов, абитуриентам, школьным учителям, руководителям школьных физических кружков, преподавателям заочных и вечерних физико-математических школ и подготовительных курсов. Ряд полезных сведений из данной книги могут почерпнуть и преподаватели, ведущие занятия на подготовительных отделениях вузов, а также занимающиеся организацией различных физических олимпиад для школьников и студентов.

Авторы выражают благодарность научному сотруднику Московского центра непрерывного математического образования А.К. Кулыгину, оказавшему авторам большую помощь в сборе исторических сведений о Московских физических олимпиадах, а также при подготовке учебного пособия к изданию.

Литература

1. Варламов С.Д., Зинковский В.И., Семёнов М.В., Старокуров Ю.В., Шведов О.Ю., Якута А.А. Задачи Московских городских олимпиад по физике. 1986 – 2005. / Под ред. М.В. Семёнова, А.А. Якуты – М.: Изд-во МЦНМО, 2006. – 618 с.
2. Семенов М.В., Старокуров Ю.В., Якута А.А. Опыт проведения Московской региональной олимпиады школьников по физике. // Научная конференция «Ломоносовские чтения – 2004». Секция «Физика»: Расп. тез. докл. – М., 2004. – С. 151–155.
3. Шаскольская М.П., Эльцин И.А. Сборник избранных задач по физике / Под ред. С.Э. Хайкина. – М.–Л.: Гостехиздат, 1949. – 132 с. (и все последующие издания до 5-го, переработанного, М.: Наука, 1986).
4. Зубов В.Г., Шальнов В.П. Задачи по физике. – М.: Гостехиздат, 1952. – 320 с. (и все последующие издания до 11-го, М.: Новая волна, 2000).
5. Бендриков Г.А., Буховцев Б.Б., Керженцев В.В., Мякишев Г.Я. Задачи по физике для поступающих в вузы. – М.: Наука, 1980. – 384 с. (и все последующие издания до 10-го, М.: Физматлит, 2003).
6. Буховцев Б.Б., Кривченков В.Д., Мякишев Г.Я., Сараева И.М. Сборник задач по элементарной физике: Пособие для самообразования. – М.: Наука, 1964. – 440 с. (и все последующие издания до 7-го, М.: УНЦ ДО МГУ, 2004).
7. Буздин А.И., Ильин В.А., Кривченков И.В., Кротов С.С., Свешников Н.А. Задачи московских физических олимпиад / Под ред. С.С. Кротова. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1988. – 192 с. – (Библиотечка «Квант». Вып. 60.).

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МОДЕЛЬНЫХ ПРОГРАММ ПО ОПТИКЕ В ОБЩЕМ ФИЗИЧЕСКОМ ПРАКТИКУМЕ

Доцент Митин И.В., ассистент Селиверстов А.В.

В последнее десятилетие интерактивные моделирующие программы получили широкое распространение в учебном процессе. На их основе создаются модельные задачи общего и специального физического практикума, лекционные демонстрации, электронные пособия для самостоятельной работы студентов. Одним из наиболее методически ценных свойств

таких программ является возможность моделирования физической ситуации, наблюдаемой в натурном эксперименте, и сравнения результатов натурного и модельного экспериментов [1]. Эта возможность позволяет обосновать применение моделирующих программ для изучения физических явлений.

Совместное использование натурного и модельного эксперимента расширяет дидактические возможности лабораторного практикума. В программе можно смоделировать такую ситуацию, которая технически невозможна в лабораторной установке, но позволяет наглядно и доступно представить какие-либо свойства или стороны изучаемого явления.

Перечисленные выше соображения обусловили внедрение модельных программ, разработанных в кабинете физических демонстраций и использующихся на лекциях, в разделе «Оптика» общего физического практикума физического факультета. В рамках проводящейся модернизации практикума [2] программное сопровождение получили три задачи: «Кольца Ньютона», «Интерферометр Майкельсона» и «Пространственная фильтрация оптических изображений». Все они расположены в одной лаборатории (к. 4–19).

Программа «Кольца Ньютона» позволяет наблюдать интерференционную картину при отражении параллельного светового пучка от линзы (с изменяющимся радиусом кривизны поверхности), лежащей на подложке (радиус кривизны которой также можно регулировать). Также в программе можно управлять спектральным составом падающего на линзу света, выбирая моно-, би- или полихроматический (прямоугольный) спектр и задавая центральную длину волны, а также спектральную ширину (для немонохроматического света). Наглядное модельное изображение сопровождается графиком зависимости наблюдаемой интенсивности света от пространственной координаты (то есть радиуса кольца).

Наблюдения в монохроматическом свете дают возможность наблюдать зависимость радиуса колец от используемой длины волны, а реалистичная цветопередача позволяет сравнить результаты моделирования с изображением, наблюдаемым в лабораторной установке. Наблюдения с использованием бихроматического и полихроматического источников помогают понять причины изменения видности интерференционной картины в квазимонохроматическом свете.

Для сопровождения задачи «Интерферометр Майкельсона» используются две программы. Первая из них моделирует только картину полос равной толщины в случае равноплечного интерферометра и позволяет изменять угол наклона зеркал и спектральный состав источника: в дополнение к вариантам, имеющимся в программе «Кольца Ньютона», возможен выбор полихроматического источника со спектральной плотностью интенсивности, распределённой по гауссовой или супергауссовой (с показателем от 2 до 10) функциям. Помимо наблюдений, аналогичных вышеописанным, можно исследовать, как вид функции спектральной плотности интен-

сивности влияет на распределение интенсивности и видности в интерференционном изображении. Это позволяет проиллюстрировать принцип Фурье-спектроскопии.

Вторая из программ обладает более широким набором параметров и позволяет моделировать интерференционную картину, наблюдаемую в равноплечем и неравноплечем интерферометре при освещении как параллельным, так и расходящимся пучком света. Спектральный состав источника света — такой же, как и в программе «Кольца Ньютона».

Программа, иллюстрирующая пространственную фильтрацию оптических изображений, моделирует оптическую систему из двух линз, расположенных конфокально. Их общая фокальная плоскость является Фурье-плоскостью системы: в ней наблюдается пространственный спектр светового пучка, падающего на первую линзу (входного пучка). В программе можно задавать распределение интенсивности и фазы во входном монохроматическом пучке, а также модифицировать пространственный спектр изображения с помощью амплитудной или фазовой маски.

Перечисленные выше программы обычно используются в начале лабораторного занятия, при допуске студентов к задаче. Их использование преследует три цели: во–первых, помочь учащимся разобраться с теоретическим материалом и ответить на вопросы по теории явления; во–вторых, предварительно ознакомить студента с наблюдаемыми в процессе эксперимента изображениями и подчеркнуть те их особенности, на которые необходимо обратить внимание; и, в–третьих, научить сопоставлять наблюдаемую визуально картину с аналитическими зависимостями (например, зависимостью интенсивности интерферирующих волн от координаты).

Литература

1. Селиверстов А.В. Современные технологии и методики лекционного эксперимента по оптике на физическом факультете МГУ. Ломоносовские чтения — 2004. Секция физики. Сборник расширенных тезисов докладов. М.: Физический факультет МГУ, 2004, с. 162–167.
2. Митин И.В. Современная лаборатория физического практикума: от автоматизации к дистанционному обучению. Ломоносовские чтения — 2004. Секция физики. Сборник расширенных тезисов докладов. М.: Физический факультет МГУ, 2004, с. 167–170.

ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОБУЧЕНИЯ СТУДЕНТОВ НЕФИЗИЧЕСКИХ СПЕЦИАЛЬНОСТЕЙ НА СЕМИНАРСКИХ ЗАНЯТИЯХ

Доцент Антошина Л.Г., доцент Неделько В.И.

Основное требование профессионального образования – полученные знания должны использоваться в профессиональной деятельности. Реализация требования означает, что студенты в процессе обучения должны по-

лучить необходимый объем знаний и обучиться методам их практического использования. Процесс обучения при этом имеет три составляющие: а) получение теоретических знаний; б) получение методических знаний; в) получение навыка практического использования. Что касается теоретической составляющей, то эта проблема в целом решена – еще в 2000 году утверждена и опубликована примерная программа дисциплины «Физика» для студентов нефизических специальностей. Что касается методической и практической составляющих, то здесь критерии размыты, многое неясно-стей и требуется определенная конкретизация хотя бы в самом общем виде. В данном докладе мы высказываем свое мнение по проблемам методической и практической составляющих, сформированное на основе личного многолетнего опыта проведения учебных занятий в группах биологического и почвенного факультетов МГУ им. М.В. Ломоносова.

Чтобы иметь по возможности максимум информации, необходимой для решения проблем, проводился предварительный анализ по классификациям учебных задач по качеству и полезности, по способам решения задач в школе и в ВУЗе, по распределению студентов по знаниям школьной физики и способностям к обучению. Знание школьной физики и умение решать задачи определялось обычным методом – в начале обучения путем опроса и тестирования.

Способность к обучению определялась по умению студента после объяснения преподавателем нового для студента материала самостоятельно получать решения, используя этот материал.

Результаты анализа показали слабые знания школьной физики (или их полное отсутствие) у большинства студентов (~ 2/3); способность к обучению у большинства студентов оказалась довольно высокой – большая часть студентов быстро осваивала модели физических величин, в меньшей степени шло освоение конкретных методов решений.

Однако все попытки научить студентов решению задач, требующих самостоятельного проведения нескольких логических операций, приводили к резкому уменьшению числа студентов, имеющих успех. Это понятно – необходимым условием успешного обучения решению задач является большой интервал времени обучения, но со временем дело обстоит так: максимальное количество семинаров в семестре 10, что примерно в два раза меньше числа основных теоретических тем. Ситуация ясна – в таких условиях неподготовленный в школе студент решать задачи не научится. Возникает проблема – возможно ли в такой ситуации обеспечить проведение семинарских занятий, удовлетворяющих основному требованию профессионального образования, как обеспечить эффективность семинарских занятий? Задача сложная, неоднозначная, имеющая различные пути решения. С момента прихода в ВУЗы физически необразованных студентов и по настоящее время мы пытаемся решить эту проблему, используя различные подходы. В данном докладе рассмотрен подход, в основе которого используется общая функциональная схема получения физических знаний.

Поскольку она включает все элементы физического знания и все связи между ними, то ее можно использовать при освоении. Например, решение любой конкретной задачи есть частный случай использования указанной схемы. Опросы студентов показывают, что такой подход обеспечивает им знания и понимание того, что представляют из себя физические знания (в чем состоит физический смысл величины, физическая суть явлений и т.п.), как решают проблемы в физике (в том числе и конкретные задачи) и т.д., но, к сожалению, не обеспечивают умения самостоятельного решения задач.

Итак, использование схемы играет положительную роль, обеспечивая понимание учебного материала в том числе и процесса решения задач. Для нефизика это очень важно, поскольку в своей профессиональной деятельности ему приходится осваивать готовую физическую информацию, а не получать ее. Поэтому проблема понимания для нефизика как условия эффективного освоения новой физической информации стоит на первом месте, а значит, может обеспечить эффективность семинарских занятий для неподготовленных студентов в те сжатые сроки, которые сегодня имеют место.

В целом можно сделать вывод, что в реальных современных условиях обучения одним из способов повышения эффективности семинарских занятий является замена обучения решению задач обучением понимания физических знаний. При этом полезно использовать общую функциональную схему получения физических знаний. В рамках такого подхода задачи остаются, но они носят демонстрационный характер и служат освоению схемы в целом или отдельных ее блоков и элементов.

САЙТ "ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА В ИНТЕРНЕТЕ". ОПЫТ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В УЧЕБНОМ ПРОЦЕССЕ

Профессор *Ииханов Б.С.*, доцент *Кэбин Э.И.*

Сайт Ядерная физика в Интернете был создан в 2000 г. силами кафедры общей ядерной физики физического факультета МГУ при содействии и на технической базе Научно-исследовательского института ядерной физики МГУ. Направленность сайта - образование в области физика ядра и частиц. В первую очередь его материалы предназначены для студентов физических факультетов классических университетов, изучающих эту науку в рамках общего курса физики. Были опубликованы лекционные материалы по курсу "Физика ядра и частиц. В разделе "Шпаргалка для отличника" весь материал содержится в приблизительно двухстах отдельных файлах, что позволяет лектору или преподавателю, ведущему семинары, рекомендовать студентам соответствующие материалы для проработки определенной темы. На сайте представлены также материалы к семинарским занятиям - задачи с подробными решениями и разработки к семинарам,

описания задач общего ядерного практикума физического факультета МГУ и другие материалы. Кроме того, в стадии разработки и тестирования находится виртуальный ядерный практикум. У нас публикуются также материалы для студентов и аспирантов, специализирующихся в области физики ядра и частиц. На сегодняшний день опубликованы материалы 14 курсов.

Одной из основных задач, которая ставилась нами при работе над сайтом, - восполнить нехватку, а также недоступность по финансовым причинам современной учебной литературы, что особенно остро ощущается в такой быстро развивающейся науке как физика ядра и частиц. Хотя часть материалов сайта имеют бумажные аналоги, изданные малыми тиражами, они доступны в основном лишь студентам и сотрудникам МГУ и не решают проблему.

На сайте публикуются слайды к лекциям. Так после каждой лекции по курсу "Физика атомного ядра и частиц", которая читалась для студентов одного из потоков, на сайте оперативно публиковался набор слайдов, который использовался в этой лекции. Таким же образом публиковались слайды, которые представляли собой подробные конспекты лекций по курсам "Диаграммы Фейнмана", "Физика микромира", "В-физика".

Большая часть материалов сайта в формате html (в основном используется версия 3.2), с довольно развитой системой ссылок. Для системы самопроверки знаний и в виртуальном практикуме используются Java Script и Java. Большое внимание уделяется оптимизации графики, что представляется важным, учитывая большой объем «математики» и иллюстративного материала. В дальнейшем, по мере распространения стандарта планируется использование MathML. Главное - обеспечить быструю доставку и адекватное воспроизведение контента пользователям, в том числе и со слабыми линиями связи и устаревшим аппаратным и программным обеспечением.

Зеркала сайта были установлены на серверах Белгородского и Кабардино-Балкарского государственных университетов. Материалы сайта переданы в Костромской государственный университет. Зеркало одного из разделов сайта было установлено также на сервере Смоленского учебно-тренировочного центра, где они используются при подготовке персонала атомных станций.

Хотя основная предполагаемая аудитория сайта – студенты и преподаватели высшей школы, по крайней мере, часть материалов доступна и школьникам старших классов. При поиске по ключевым словам тематики сайта, сервера Google, Рамблер и Яндекс, как правило, дают ссылку на наш сайт в первой десятке своих списков.

Статистика посещений отслеживается с ноября 2000 г. с помощью счетчиков mail.ru. В феврале 2005 г. были также установлены счетчики Рамблера. Счетчики стоят как на головной странице, так и на головных страницах отдельных разделов сайта. Статистики (в частности количество уникальных хостов в день) mail.ru и Рамблера удовлетворительно коррели-

рут. На рис.1 показана статистика посещений (количество визитов в месяц). Тренд роста - линейный с максимумами во время зимней и весеннеей сессий и минимумами в летние месяцы. Как видно форма распределения воспроизводится год от года.

Количество визитов по месяцам



Рис. 1.

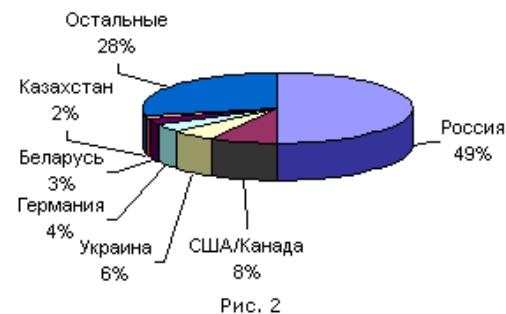


Рис. 2

Анализ статистики показывает, что материалы оказались востребованы не только на физического факультета МГУ, где они широко используются в учебном процессе. В мае 2005 г. доля московских хостов составила около 19%, доля российских около 50%. Несколько неожиданной для нас, учитывая чисто русскоязычный контент сайта, оказалась статистика заходов из Зарубежья (рис.2), доля которых за три года выросла с 20% до 50%. Впрочем суммарная доля бывшего СССР и бывших социалистических стран, где русский язык знают относительно большее число жителей, превышает 70%.

Интересно сравнить посещаемость сайта «Ядерная физика в Интернете» с посещаемостью страниц сайта) с материалами по физике атомного ядра и частиц Массачусетского технологического университета (MIT's OpenCourseWare). Грубые оценки показывают, что посещаемость эих страниц сравнима с посещаемостью нашего сайта.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ БАЗ ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ В УЧЕБНОМ ПРОЦЕССЕ

Профessor *Варламов В.В.*, доцент *Кэбин Э.И.*, доцент *Степанов М.Е.*

Атомное ядро представляет собой систему многих тел – нуклонов, взаимодействие между которыми пока не поддается точному описанию. Существующие модели ядра позволяют объяснить только отдельные особенности поведения ядра как физической системы, ни одна из них не дает полного описания свойств ядра. Основой знаний об атомном ядре являются разнообразные экспериментальные данные, накопленные за несколько десятилетий исследований.

Увеличение количества публикаций по ядерной физике во второй половине 20-го века привело к существенному росту объема экспериментальной информации об атомном ядре (Таблица).

Таблица. Число публикаций во всем мире по теме «экспериментальное исследование ядерных реакций» в разное время в течение одного года

Год	1960	1965	1970	1980	1990	1995	1997	2000	2002
Количество	232	364	2383	2848	2528	2956	3092	3386	3490

В 70-х годах была создана международная Сеть Центров ядерных данных, координацию действий которых выполняет Секция ядерных данных (NDS) МАГАТЭ. В задачу Сети Центров входит разработка и совершенствование компьютерных форматов хранения экспериментальных и оцененных ядерных данных, компиляция опубликованных данных в разработанные форматы, разработка методов оценки данных и собственно сама оценка экспериментальных данных.

В международную Сеть Центров ядерных данных входит Центр данных фотоядерных экспериментов (ЦДФЭ) НИИЯФ МГУ. ЦДФЭ в основном специализируется на обработке данных по фото- и электроядерным реакциям. В Центре работают со следующими международными массивами ядерных данных:

- Система данных по ядерным реакциям под действием фотонов, нейтронов, заряженных частиц и тяжелых ионов в формате EXFOR, (EXchange FORmat) содержит;
- Массив ENSDF (Evaluated Nuclear Structure Data File) экспериментальных и оцененных данных по ядерной спектроскопии всех известных ядер - характеристики состояний ядер, а также параметров α -, β - и γ -переходов между ними;
- Массив справочно-библиографической информации NSR (Nuclear Structure References) об экспериментальных и теоретических работах по физике атомных ядер и ядерных реакций.

Бурное развитие компьютерных сетей в 90-х годах обеспечило возможность публичного доступа к накопленным массивам научной информации. Наличие банков ядерных данных, свободно распространяемых СУБД с развитыми механизмами поиска информации и возможность создания сетевого интерфейса к СУБД в виде страницы Интернет-сайта позволили создать набор поисковых машин, обеспечивающих поиск по вышеупомянутым и некоторым другим массивам. Объединенный интерфейс поисковых машин интегрирует имеющиеся БД в единую поисковую среду (<http://cdfe.sinp.msu.ru>). Созданная интегрированная информационная система по физике атомных ядер дает возможность специалисту-физику получить полную информационную картину о ядре и процессах, связанных с ним.

Информационная система создана при активном участии студентов и аспирантов кафедры Общей ядерной физики физического факультета МГУ. Реализованные мощные и гибкие возможности поиска данных послужили основой нескольких дипломных работ студентов кафедры. В про-

цессе разработки этих возможностей студенты не только осваивают современные информационные технологии, но применяют и совершенствуют свои профессиональные знания по физике атомного ядра, без которых ни создание, ни эффективное использование ядерных баз данных невозможно.

Многие курсовые и дипломные работы основываются на новых возможностях созданных поисковых систем. На основании подбираемых по определенным критериям данных студенты планируют новые эксперименты, проводят сравнение полученных экспериментальных результатов с уже имеющимися аналогичными, оценивают данные в сомнительных случаях. Например, интегрированная поисковая система активно использовалась в дипломной работе Макаренко И. В “Изучение изомерных состояний атомных ядер на разрезном микротроне RTM-70 НИИЯФ МГУ”, занявшей второе место на конкурсе дипломных работ физического факультета.

В широко известной и популярной у студентов задаче виртуального теоретического ядерного практикума “Оптическая модель” (<http://nuclphys.sinp.msu.ru/tpract/optic/>) соответствующие базы данных применяются в режиме online для тестирования результатов расчетов.

Решение многих задач и примеров ряда спецкурсов кафедры Общей ядерной физики основано на использовании как источника конкретных данных информации из баз ядерных данных. При этом студенты самостоятельно знакомятся с поисковой системой и сами выбирают необходимые для решения задач данные. Особо важным, на наш взгляд, является использование студентами “реальных” данных из БД со всеми их особенностями и недостатками, а не модельных наборов чисел, что приближает будущих исследователей к опыту реальной научной деятельности.

Движение в этом направлении и определяет перспективы использования баз ядерных данных в учебном процессе:

- расширение использования online-доступа к БД при разработке задач виртуального практикума;
- создание тестовых программ для проверки знаний студентов, использующих экспериментальные данные при формировании заданий;
- расширение практики использования интегрированной информационной системы по физике атомного ядра для планирования эксперимента и анализа результатов при выполнении дипломных работ.

О РАЗВИТИИ КОМПЬЮТЕРНОГО ТЕСТИРОВАНИЯ НА ФИЗИЧЕСКОМ ФАКУЛЬТЕТЕ МГУ

Науч.сотр. *Терентьев М.А.*

В последнее время в российской сфере образования всё больше растёт потребность в новых образовательных проектах. Связано это, с одной стороны, с необходимостью модернизации отечественной системы образования, а с другой – с необходимостью привлечения новейших мировых

технологий, как для поддержки и совершенствования самого учебного процесса, так и для осуществления контроля его эффективности и адекватности тех или иных нововведений. Например, в США, странах Европы и, с недавних пор, в некоторых российских вузах подобный контроль осуществляется путём автоматизированного тестирования учащихся с привлечением компьютерных систем. При этом учащиеся могут решать тесты либо непосредственно на компьютере, либо на бумаге с последующей автоматической обработкой. Также, некоторые издательства учебной литературы в США в дополнение к издаваемым учебникам и задачникам сегодня предлагают интернет-сервисы, позволяющие автоматизировать проверку выполнения учащимися домашних заданий. Появление и разработка подобных проектов в нашей стране, несомненно, будет способствовать выходу российской системы образования на мировой уровень. Ввиду этого при всесторонней поддержке со стороны Физического факультета МГУ основана и ныне успешно функционирует новая структура по контролю качества знаний студентов «Центр Тестирования» (ЦТ). Её основная функция состоит в тестировании студентов на предмет текущей успеваемости и остаточных знаний. Две главные задачи структуры следующие:

1) Осуществление контроля эффективности и качества учебного процесса, под чем подразумевается оценка объёма и структуры знаний по основным дисциплинам (общая физика, высшая математика, теоретическая физика) у каждого студента, как в процессе изучения дисциплины, так и спустя несколько лет (контроль остаточных знаний). Это позволит получить полномасштабную картину эффективности преподавания отдельных дисциплин.

2) Предоставление студентам альтернативной возможности сдачи зачётов, комиссий, экзаменов в некоторых случаях, что позволит свести к минимуму влияние на оценку знаний "субъективного фактора".

Для ЦТ на Физическом факультете были организованы компьютерные классы с пропускной способностью 26 посадочных мест. С целью повышения уровня безопасности архитектура классов построена на основе технологии терминальных станций. Для реализации процесса тестирования факультет закупил программный продукт UniTest System фирмы Sight2k (г. Иркутск, адрес в Интернете – sight2k.com).

На Физическом факультете система UniTest впервые была опробована в декабре 2004г. при выставлении зачёта по высшей математике. Второй раз UniTest была опробована в июне 2005г. для проведения тестирования в рамках комиссии по математическому анализу за 2 семестр. Преподаватели кафедры математики положительно оценили как сам факт организации тестирования для проведения комиссии, так и результаты тестирования.

В зимнем семестре 2005/2006 учебного года прошло первое масштабное тестирование студентов физического факультета по курсу «Физика ядра и частиц». Тестировались все студенты 3 курса. Полученные результаты показали, что тестирование адекватно отражает представления преподавателей об успеваемости студентов в течение семестра. Более того, тесты по-

казали, в каких группах студенты наиболее активно усвоили материал. Также на основе детальных данных о решаемости задач в целом удалось понять, какие разделы курса оказались несложными в освоении, а какие — более трудными с точки зрения «среднестатистического» студента. Ценность этой информации для преподавателя очевидна. Помимо проверки текущей успеваемости в конце семестра с помощью тестирования был проведён зачёт и комиссия по курсу «Физика ядра и частиц».

Параллельно с тестированием по ядерной физике в зимнем семестре было также проведено пробное тестирование по курсам общей физики «Механика» и «Электричество» и пробное тестирование на остаточные знания по математическому анализу.

В весеннем семестре 2005/2006 учебного года также планируется провести тестирование студентов на предмет текущей успеваемости и остаточных знаний. Стратегия — составить тесты и наладить регулярное тестирование по всем общим курсам математики и физики. В настоящий момент подготовлены тесты по курсам «Механика», «Электричество», «Физика ядра и частиц», «Атомная физика», «ММФ». Готовятся тесты по курсам «Молекулярная физика», «Магнетизм», «Оптика», «Математический анализ», «Линейная алгебра», «ТФКП», «Интегральные уравнения».

Результаты работы по организации тестирования показали, что его сопровождение и введение в учебные планы факультета как регулярного мероприятия является довольно масштабной и сложной задачей, требующей привлечения соответствующих человеческих, материальных и программных ресурсов. Ввиду этого факультетом принято решение подготовить дополнительные компьютерные классы для расширения пропускной способности ЦТ. Далее, система UniTest сможет удовлетворить потребности факультета только на начальном этапе функционирования ЦТ, и поскольку на российском рынке программного обеспечения не имеется иных более подходящих продуктов, были начаты работы по разработке проекта собственной системы тестирования, универсальной с точки зрения специфики отечественного высшего образования.

Каким видится будущее компьютерного тестирования на факультете, и какой должна быть система компьютерного тестирования? Для получения ответов на эти вопросы был проанализирован зарубежный опыт. Например, в США по инициативе некоторых учебных заведений и издательств не так давно появилось несколько удачных систем тестирования, ориентированных на автоматизацию назначения, выполнения и проверки тестов с поддержкой разнообразных способов ввода ответов и интегрированных с пакетами математических вычислений. Это системы с веб-интерфейсом, доступ к которым осуществляется по сети или даже через Интернет. Модель работы этих систем вкратце следующая. Организуется виртуальный класс, курируемый преподавателем данного курса, и в этот класс добавляются подотчётные преподавателю студенты. Далее преподаватель создаёт тесты внутри этой системы — либо сам, либо автоматически, используя поставляемые издательствами готовые банки тестов — и, наконец, назначает тесты студентам. Студенты входят в систему и видят ссылки на назначенные тесты, проходят их шагом и видят результаты.

После этого преподаватель может посмотреть результаты и провести статистику. Можно настроить права доступа к каждому тесту в зависимости от того, должен ли студент тестироваться в пределах вуза или может иметь доступ из дома. Помимо тестов студентам доступны в рамках системы электронные учебные материалы. Подробнее о таких системах можно узнать на brownstone.net, wileyplus.com и maplesoft.com.

Аналогичная система должна быть создана и для целей отечественного высшего образования. Система задумывается как универсальная, пригодная к использованию в большинстве вузов России. Основная идея – создание помощника, виртуального «двойника» учебного процесса, что подразумевает не просто организацию тестирования, а сопровождение учебного процесса веб-сервисом с электронными учебными материалами, возможностью автоматизации домашних заданий, проведения контрольных и экзаменов. На уровне системы может проводиться глобальный статистический анализ успеваемости и остаточных знаний для получения информации о качестве преподавания дисциплин. При этом веб-ориентированность системы позволит более гибко использовать компьютерные ресурсы факультета и, в перспективе использования через Интернет, освободить учащихся от необходимости установки специфического платного программного обеспечения на домашних компьютерах.

Отметим в заключение, что идея тестирования в образовании изначально была нацелена на автоматизацию контроля успеваемости даже без привлечения компьютеров. Отсюда известная исторически сложившаяся специфика и проблемы, в целом определяющие недоверие к тестам в отечественной образовательной среде. Применение современных технологий способно преодолеть подобное предвзятое отношение и превратить тестирование в поистине увлекательный процесс.

НОВЫЙ МНОГОУРОВНЕВЫЙ МУЛЬТИМЕДИЙНЫЙ УЧЕБНИК ПО ФИЗИКЕ ДЛЯ СРЕДНЕЙ ШКОЛЫ

Ассистент *Грязнов А.Ю.*, ст.преподаватель *Рыжиков С.Б.*

В конце 2005 года издательство "Новый диск" (www.nd.ru) по заказу издательства "Просвещение" выпустило новое учебное мультимедийное пособие по физике "Физика 7-9, часть II". Как авторы текстов и многих сценариев используемых в пособии анимаций мы излагаем основные цели, которые преследовались нами при написании пособия.

В работе мы попытались соединить два принципа. Первый – избыточность информации: пособие содержит материала больше, чем необходимо для освоения образовательного минимума. Это позволяет учителю самому выбрать из имеющегося материала тот, который учитель сочтет наиболее важным и интересным для изучаемой темы. Однако, получающийся при подобном подходе большой объем информации на диске затрудняет использование пособия для самостоятельной работы, а также такое пособие неудобно для подготовки к экзаменам. Поэтому второй прин-

цип при подготовке структуры учебного пособия – выделение главного материала, конспекта учебного пособия.

Для реализации этих принципов пособие разделено на три уровня:

1) базовый уровень – соответствует образовательному стандарту;

2) углубленный уровень – рассчитан на школьников, желающих изучать физику на углубленном уровне; здесь приведен материал, изучение которого относится уже к профильному физико-математическому уровню 10-11 классов;

3) "кругозор" – уровень посвящен рассказу о наблюдении изучаемых физических явлений в повседневной жизни; этот материал напрямую не связан с программой основной школы, но может быть интересен школьнику и призван повысить интерес к изучаемому предмету.

При входе в программу пользователь может выбрать только базовый уровень или добавить к нему углубленный и "кругозор". При этом страницы уровней, которые не были выбраны, не высвечиваются.

По своей структуре учебное пособие соответствует 8-му классу основной школы. В нем изложены основы механики, колебаний и волн (включая основы акустики), основы молекулярной физики. Всего пособие содержит 43 урока, по 15-20 компьютерных страниц на урок.

В конце каждого урока идет повторения главных моментов урока, за которыми идут задания и упражнения, выполнив которые, ученик может проверить правильность усвоения материала. Несколько уроков посвящены методике решения задач по изучаемым темам. Также в учебном пособии имеется раздел, посвященный методологическим проблемам. В частности, приведена классификация физических законов.

В пособии приведены биографии ученых, внесших вклад в развитие механики и молекулярной физики.

Для удобства таблицы физических величин и используемые формулы сведены в единую систему и могут быть вызваны из любого места пособия путем выбора из раскрывающегося списка.

Пособие снабжено большим количеством иллюстративного материала, аудио, видео и анимационными роликами. Авторы выражают надежду, что пособие понравится юным читателям и их учителям.

ПОВЫШЕНИЕ ИНТЕРЕСА У ШКОЛЬНИКОВ К ФИЗИКЕ ПУТЕМ ПРОВЕДЕНИЯ С НИМИ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИХ РАБОТ НА ОПЫТЕ РАБОТЫ ВЕЧЕРНЕЙ ФИЗИЧЕСКОЙ ШКОЛЫ ПРИ ФИЗИЧЕСКОМ ФАКУЛЬТЕТЕ МГУ

Ст.преподаватель Рыжиков С.Б.

В последнее десятилетие наблюдается потеря у школьников интереса к естественнонаучным предметам, в том числе и к физике. Отсутствие ин-

тереса приводит к ухудшению качества знаний школьников, и, следовательно, понижению входного уровня знаний абитуриентов.

Во многом потеря интереса вызвана отрывом материала учебника от окружающего нас мира, который физика, как следует из ее названия, предназначена изучать. Поэтому физика зачастую предстает в сознании школьника как скучная наука, существующая в виде набора не очень понятных формул, нужная лишь для того, чтобы сдать выпускные и вступительные экзамены.

Одним из возможных путей повышения интереса у детей к физике видится в проведении с ними исследовательских работ. Таким работам в последнее время уделяется все большее внимание. Проводятся городские, всероссийские и международные конференции – конкурсы исследовательских работ школьников. Среди них можно особо отметить "Юниор" (*junior.mephi.ru*) и "Балтийский форум" ("*www.baltica.lcme.ru*"), проводимые при поддержке фирмы "Intel".

Терминология еще не устоялась, поэтому необходимо уточнить, что понимается под исследовательской (в другой терминологии: "творческой", "научно-практической" и т.п.) школьной работой. На большинстве подобных конференций под этим понимается пусть небольшая, но самостоятельно проведенная школьником работа. При этом должно быть выполнено, по крайней мере, два условия.

- 1) работа не может быть просто литературным обзором – в ней должны быть представлены новые (для школьника) данные.
- 2) результат работы должен быть неочевиден для школьника, т.е. это не может быть решение стандартной школьной задачи или лабораторной работы.

Проведение со школьниками исследовательских работ имеет свои особенности по сравнению с другими формами внеклассной работы: решение задач повышенной сложности, проведение турниров юных физиков... и т.п.

Во-первых, это индивидуальная работа. Опыт показывает, что эффективно одну работу могут делать не более двух – трех учеников. При большем числе участников работы неизбежно возникает ситуация, когда кто-то работает, а кто-то просто присутствует на занятии. Поскольку временные возможности учителя ограничены, то число учеников, могущих делать творческие работы, также ограничено.

Во-вторых, проведение подобных работ требует знаний материала, который школьники должны изучать позднее, либо который вовсе выходит за рамки школьной программы.

В третьих, работа требует оборудования, порой весьма дорогостоящего. В условиях и без того слабого оснащения школьных кабинетов физики лабораторным оборудованием, это обстоятельство серьезно ограничивает количество проводимых исследовательских работ.

В четвертых, от ученика требуется большой запас терпения, первые результаты получаются только через несколько недель. Этот фактор сильно сужает круг желающих подобными работами заниматься. Ведь решая задачи повышенной сложности в кружке, школьник сразу видит результат: вчера я еще не умел решать такие задачи, а сегодня уже умею. При проведении же творческих работ школьнику сначала долго приходится вникать в теорию, осваивать или собирать установку, пройти через серию настроенных или неудачных экспериментов, прежде чем начнут получаться первые результаты.

Что же дает выполнение таких работ школьнику?

- 1) Лучшее усвоение изучаемого материала. Для выполнения работы недостаточно просто что-то вы зубрить. Требуется основательно разобраться в вопросе.
- 2) Развитие навыков творчества безотносительно к дальнейшему профилированию.
- 3) Помощь в профилировании – сделав работу, ученик может выбрать дальнейшее обучение в физико-математической школе, а затем – в Вузе с изучением физики
- 4) Для учеников, уже выбравших физику в качестве профильного обучения, выполнение исследовательской работы является приобщением к дальнейшей работе ученого-исследователя.
- 5) Докладывая результаты работы на конкурсах и конференциях, школьник овладевает умением четко и быстро излагать свои мысли, что умеют далеко не все дипломники.
- 6) Выступая на конференциях, школьник знакомится с увлеченными наукой сверстниками, что дает возможность почувствовать себя членом научного сообщества.

Темы исследовательских работ – от чистого компьютерного моделирования физических процессов (например, хаотического движения молекул), до проведения простейших экспериментов с неочевидным для школьника результатом (например, определения лобового сопротивление летящего шара).

Главное требование к руководителю работы – результат должен быть получен при любом исходе эксперимента (расчетов). Если первая в жизни школьника работа не успешна – это может оттолкнуть его от желания заниматься исследованиями в дальнейшем.

Опыт показывает, что проведение исследовательских работ сильно повышает интерес детей к предмету. В частности, это проявляется в готовности тратить много времени на выполнение работы и серьезно разбираться в сложном материале, подчас выходящим за рамки школьной программы.

ТИПЫ ХИМИЧЕСКИХ СВЯЗЕЙ В ФИЗИКЕ КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА

Доцент Миронова Г.А.

Необходимость подготовки специалистов широкого профиля способных оценивать перспективы развития исследований в новых направлениях и формулировать возникающие при этом задачи, привела к созданию обобщающих курсов лекций в учебном процессе, таких как «Концепции современного естествознания», «Конденсированное состояние вещества» и др., которые включают фундаментальные знания различных дисциплин. Создание таких курсов является сложной и во многом противоречивой задачей. Общие курсы должны включать в себя как традиционные основы физических знаний, так и современные методы и достижения разных естественнонаучных дисциплин. Причем огромное количество информации в виде современных научных достижений должно быть переработано, обобщено и адаптировано для широкой аудитории исследователей. Изложение знаний различных областей науки должно быть объединено общей задачей и единым подходом, единой концепцией изложения.

Рассмотрим проблему интеграции на примере физики конденсированного состояния вещества, которая уже по своему названию является интегральным разделом науки. Определим понятие конденсированного состояния следующим образом. **Конденсированное состояние вещества — это такое состояние ансамблей частиц, в котором объем вещества при заданных внешних условиях (давлении, температуре и других параметрах) определяется исключительно силами взаимодействия между частицами.**

Конденсированные среды могут рассматриваться с единой точки зрения, так как состоят из одних и тех же частиц, между которыми действуют одни и те же силы взаимодействия.

На ядерном уровне в основе всех взаимодействий лежат взаимодействия фундаментальных частиц. Кварки, составляющие протонов и нейтронов, — точечные (размер $< 10^{-16}$ см), бесструктурные фундаментальные частицы первого поколения, обладающие массой, дробным электрическим зарядом, кратным $(1/3)e$ (e — заряд электрона), имеют три различных цветовых состояния. Переносчиками сильного (цветового) взаимодействия между кварками, «склеивающими» кварки между собой в протоне и нейтроне, являются глюоны (от англ. glue — клей). На расстояниях меньше 10^{-15} см сила цветового заряда мала. При увеличении расстояния силы взаимодействия растут, глюоны становятся источниками новых глюонов, число которых увеличивается при удалении от кварка. На расстояниях больше 10^{-13} см силы притяжения между кварками достигают колossalной величины порядка 20 тонн (!) и перестают зависеть от расстояния. Цветовые силы в 10^5 раз превышают электромагнитные и в тысячи раз — ядерные (силы взаимодействия между нуклонами). Это приводит к тому, что

динамически связанные между собой кварки навечно заключены внутри адронов.

Основным типом взаимодействий, определяющим устойчивость структур молекул и веществ в твердом состоянии является **ковалентная связь**, возникающая при перекрытии орбиталей атомов. Ковалентная связь может иметь, во-первых, обменный характер, когда каждый из атомов отдает на связь (т.е. на общую молекулярную орбиталь) по одному электрону, и во-вторых, донорно-акцепторный характер, когда один из связывающихся атомов предоставляет свободную орбиталь, а другой – донирует на эту орбиталь пару своих электронов. Второй тип связи присутствует в комплексных соединениях, в которых акцепторами выступают координирующие атомы металлов, а донорами – лиганды. Часто в π -комплексах наблюдается наряду с прямой донорно-акцепторной связью обратная, так называемая, дативная связь, при которой центральный атом металла донирует пару своих электронов на свободную орбиталь одного из лигандов.

Предельными случаями ковалентной связи являются **ионная и металлическая** связи. Ковалентная связь считается преимущественно ионной, если разность электроотрицательностей атомов, образующих полярную связь, превышает 1,7. Металлическую связь также можно рассматривать, как предельный случай многоцентровой ковалентной связи, при которой молекулярные орбитали охватывают все атома вещества, и электроны на этих орбиталях становятся коллективизированными. Энергия ковалентных связей имеет порядок (1÷5)эВ.

Важный вклад в энергию ковалентной связи вносит **обменное взаимодействие**, определяющее симметрию молекулярных орбиталей. Обменное взаимодействие – это электрическое взаимодействие, учитывающее возможность «обмена волновыми функциями» между электронами. Определяющим, обеспечивающим существование вещества, обменное взаимодействие становится в *ридберговских кристаллах*, атомы которых находятся на высоких уровнях (главное квантовое число n порядка нескольких десятков и сотен) возбуждения. В отличие от металлов, у которых плотность коллективизированных электронов распределена почти однородно по объему ячейки Вигнера–Зейтца, у ридберговских металлических кристаллов электроны сосредоточены в тонких слоях вблизи границ ячейки Вигнера–Зейтца, где одноэлектронный потенциал имеет минимум. Обменное взаимодействие втягивает электроны в области повышенной электронной плотности, происходит накопление электронов проводимости в виде вырожденного электронного газа и возникает барьер для их проникновения в центр элементарной ячейки. Таким образом, обменное взаимодействие способствует стабилизации системы и приводит к увеличению до нескольких минут времени жизни ридберговского вещества в метастабильном состоянии по сравнению со временем жизни отдельных ридберговских атомов. Такое вещество имеет плотность разреженного воздуха, прозрачно в оптическом диапазоне, а благодаря высокому коэффициенту поверхности

ного натяжения, имеет резкую границу с газовыми средами. В Швеции в начале 90-х годов были синтезированы кластеры из ридберговских атомов цезия с $n \sim (12 \div 14)$, содержащие 10^4 атомов. В настоящее время с помощью лазерной накачки экспериментально получены ридберговские атомы с $n = 500$ и показана возможность получения ридберговского атома с $n > 1\,000$.

Ярким проявлением обменного взаимодействия служат *Кондосистемы*, в которых происходит «обмен» между коллективизированными электронами проводимости, обеспечивающими металлическую проводимость, и электронами, связанными с атомами магнитной примеси и ответственными за их магнитный момент. Обменное взаимодействие приводит к тому, что вещество, которое, благодаря присутствию магнитной примеси, должно было бы проявлять магнитные свойства, становится немагнитным, а на поверхности Ферми появляется тонкая оболочка электронов с эффективной массой порядка массы протона.

Нековалентные взаимодействия имеют на порядок - два меньше энергию, чем ковалентные. Однако в определенных условиях малое взаимодействие может играть роль, определяющую свойства вещества. К нековалентным взаимодействиям относятся, прежде всего, *взаимодействия Ван-дер-Ваальса* (диполь - дипольные): дисперсионное, электростатическое и поляризационное, а также *водородные* и *гидрофобные* связи. Если таких связей много, то они приводят к образованию прочных и вместе с тем, гибко изменяющих свою структуру ассоциатов. Нековалентные взаимодействия определяют структуру и свойства молекулярных кристаллов, жидкостей и клатратных соединений.

Клатраты относятся к новому классу химических структур – супрамолекулярным (надмолекулярным) структурам. К ним относятся структуры типа гость – хозяин. Стабильность кратратных соединений обеспечивается пространственной комплементарностью – структурным соответствием полостей «хозяина» и формы и размеров «гостя». Супрамолекулярные процессы играют важную роль в таких процессах, происходящих в живой природе, как дыхание, ферментативные процессы, усвоение растениями углекислого газа и азота. Водородные связи ответственны за структурные особенности и аномальные свойства воды и таким образом играют решающую роль в существовании жизни на Земле. Водородные связи приводят к структурированию не только воды не только в твердой фазе – льда, но и жидкой фазе. В пустотах структуры воды могут находиться как молекулы воды, не вошедшие в структуру, так и другие молекулы, образуя кратратные гидраты. Кратратная вода служит емкостью для таких молекул как кислород, азот, хлор, метан и др. Освобождение метана из гидратов метана, находящихся в метастабильном состоянии в зонах вечной мерзлоты, представляет собой угрозу для жизни на Планете, ввиду ускоряющегося потепления климата. В то же время, огромные запасы кратратных гид-

ратов метана, обнаруженные под дном Черного моря, можно рассматривать как запас ценного топлива для энергетики будущего.

К третьему типу нековалентных взаимодействий относятся гидрофобные взаимодействия. Растворение в виде дифильных молекул, обладающих полярной «головкой» и длинным углеводородным гидрофобным «хвостом», приводит к разрыву водородных связей в воде и росту свободной энергии системы. Энергетическая невыгодность заставляет молекулы воды выталкивать дифильные молекулы из объема на поверхность, где они ориентируются «головками» вниз и вверх «хвостами». Если дифильных молекул много, то они объединяются в мицеллы или образуют плоские слои. Это структурирование и является проявлением гидрофобных взаимодействий. Вытолкнутые на поверхность дифильные молекулы значительно снижают поверхностное натяжение и таким образом действуют как поверхностно активные вещества (ПАВ).

Гидрофобные, а в случае не водного растворителя – лиофобные взаимодействия, являются предметом изучения физики поверхности и ПАВ, химии и биологии дисперсных структур. Результаты исследований находят широкое применение. Например, в медицине при производстве лекарственных препаратов, текстильной промышленности при переработке натуральных и синтетических волокон (гидрофобизация волокон с целью уменьшения их сцепления), в процессах крашения, печатания на тканях рисунка, нанесения антistатических и водоотталкивающих (гидрофобизирующих) покрытий. ПАВ вводятся в водные растворы ядохимикатов, используемых при обработке растений, для улучшения смачивания. Гидрофилизация необходима также при нанесении светочувствительного слоя на кинофотоматериалы. Управление избирательным смачиванием используется, например, при добывче нефти и флотационном (англ. flotation — плавание на поверхности воды) обогащении и разделении горных пород.

Водородные и гидрофобные взаимодействия играют важную роль в подвижности и способности к видоизменению структуры макромолекул живой природы. Сочетание прочности и способности к быстрым и обратимым изменениям является характерным свойством всех биологических молекулярных структур: нуклеиновых кислот, белков, ферментов, переносчиков частиц.

Литература

1. Миронова Г.А. «Конденсированное состояние вещества: от структурных единиц до живой материи», М.: Физфак МГУ. Т.1, 2004

Подсекция:
НАУКИ О ЗЕМЛЕ

Сопредседатели
профессор В.И.Трухин, профессор В.Е.Куницын,
профессор К.В.Показеев

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ И УСЛОВИЙ ФОРМИРОВАНИЯ БАЗАЛЬТОВ РИФТОВОЙ ЗОНЫ КРАСНОГО МОРЯ

Профessor *Трухин В.И.*, профессор *Максимочкин В.И.*,
ст.науч. сотр. *Жиляева В.А.*, аспирантка *Курочкина Е.С.*

Интенсивные геолого-геофизические исследования на акватории Красного моря ведутся в течение последних 30 лет. Их результаты открывают возможность судить о строении близневосточной рифтовой системы в целом и проследить характер сочленения конкретных континентальных и океанических рифтовых структур.

В данной работе исследованы магнитные свойства драгированных образцов коренных пород дна некоторого небольшого участка рифтовой зоны Красного моря с целью изучения особенностей их формирования и эволюции, отражающих особенности аномального геомагнитного поля (АГП) и строения магнитоактивного слоя (МАС).

По характеру магнитного поля исследуемый полигон неоднороден (рис. 1). В центре его на карте четко выделяется магнитная аномалия, имеющая вид уступа. По градиентному участку осевой аномалии в работе [Шрейдер, Трухин, Сычев, 1982] было выделено три локальных участка оси рифтовой зоны длиной 1 км, смешенные друг относительно друга примерно на 0.5 км.

Места отбора образцов показаны на рис. 1 точками. Подробное описание петрографических характеристик и химического состава, а также координаты и глубины отбора образцов представлены в работе [Альмухамедов, Кашинцев, Матвеенков, 1985].

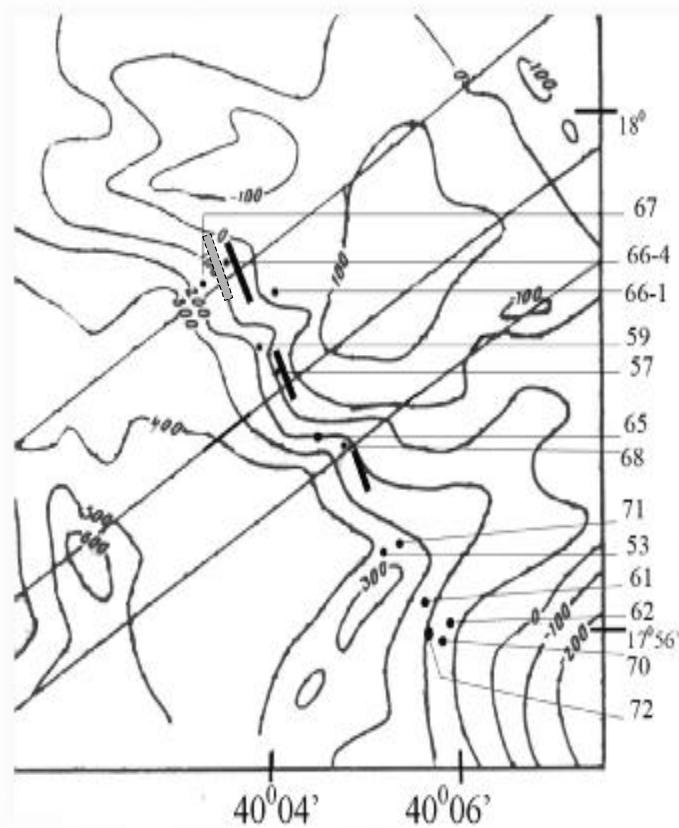


Рис. 1

Анализ термомагнитных и гистерезисных характеристик показал, что все образцы можно разделить на три группы: 1-ая группа образцов характеризуется достаточно низкими величинами точек Кюри ($T_{C0} \leq 220^{\circ}\text{C}$) и низкими $H_c \leq 20$ мТл и $H_{cr} \leq 25$ мТл. Ферримагнитные зерна этих образцов находятся на самой низкой стадии однофазного окисления. Ферримагнитные зерна образцов 2-ой группы, имеющих более высокие точки Кюри ($213 \leq T_{C0} \leq 257^{\circ}\text{C}$), находятся на более высокой стадии однофазного окисления, чем образцы 1-ой группы. Наиболее окислены магнитные зерна образцов третьей группы. Согласно ТМА, на это указывают достаточно высокие начальные точки Кюри ($T_{C0} > 315^{\circ}\text{C}$) низкотемпературной магнитной фазы, весьма незначительные изменения гистерезисных параметров после нагрева образцов до 600°C , а также высокие величины $H_c = (30 \div 75)$ мТл и $H_{cr} = (42 \div 125)$ мТл.

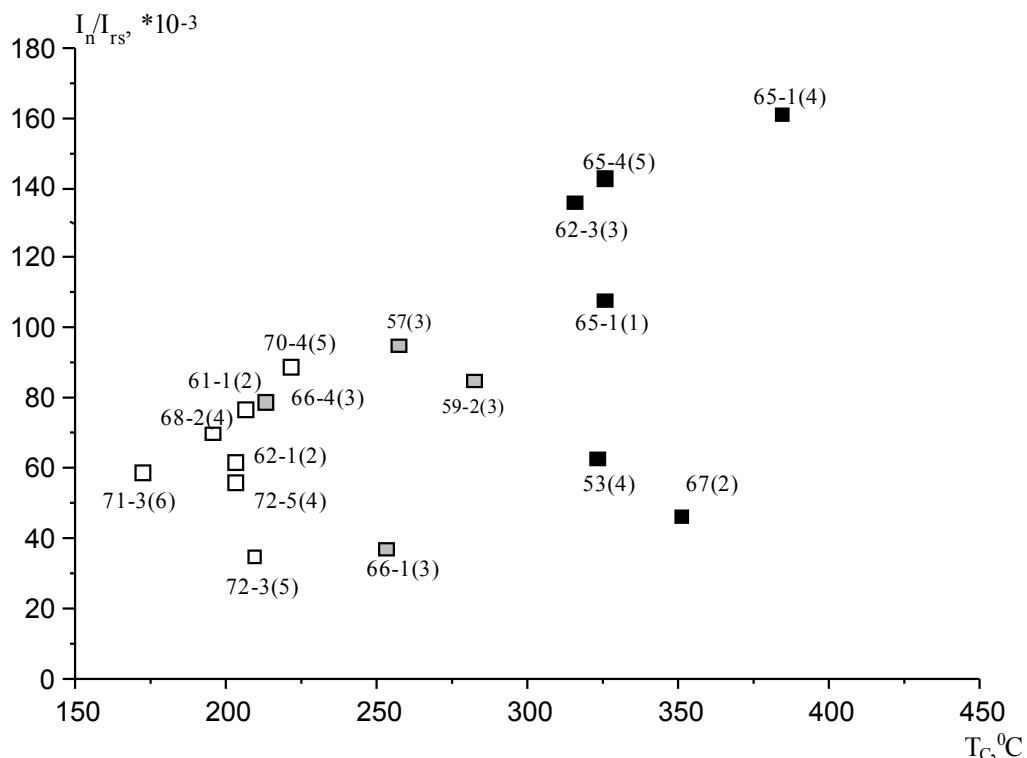


Рис.2. Отношение I_n/I_{rs} образцов базальтов Красного моря с различными точками Кюри: белыми, серыми и черными точками обозначены образцы отнесенные к 1-ой, 2-ой и 3-ей группам, соответственно.

Известно [Ryall, Hall, 1979], что в процессе однофазного окисления, характерного для океанских базальтов, их первичная остаточная намагниченность разрушается. Если считать, что исходный состав титаномагнетита в образцах коллекции драгированных базальтов одинаков, то образцы, имеющие большие точки Кюри должны иметь в своем составе титаномагнетитовые зерна на более высокой стадии однофазного окисления. Тогда

образцы с большими T_c должны иметь меньшие величины отношения естественной остаточной намагниченности к остаточной намагниченности насыщения (I_n/I_{rs}). Однако отношение I_n/I_{rs} образцов 65-1 и 65-4 относящихся к 3-й группе заметно выше, чем у образцов 1-ой и 2-ой групп. (Рис.2). Этот факт можно объяснить тем, что образцы, которые были отнесены нами к третьей группе, подверглись *in situ* гетерофазному окислению при вторичном разогреве до температуры выше точки Кюри их исходной фазы, в результате чего образовалась вторичная термоостаточная намагниченность гетерофазноокисленной фазы, имеющей большую спонтанную намагниченность (I_s), чем I_s исходного титаномагнетита. Результаты лабораторного моделирования окисления титаномагнетита, проведенного на образцах 1-ой группы, показали, что зависимости $I_s(T)$ этих образцов после нагрева их до 500 °C очень похожи на аналогичные зависимости образцов 3-й группы. Откуда можно сделать вывод, что сильно окисленные образцы в естественных условиях испытывали повторный разогрев приблизительно до (400-500) °C. Причем как видно из рис.1 образцы 65 были отобраны из зоны нетрансформного смещения.

Среди изученной коллекции образцов по особенностям магнитных свойств можно выделить образцы из драг 67, 53 и 66-1. Они обладают высокими величинами $H_c=(48-56)$ мТл и $H_{cr}=(62-75)$ мТл, которые уменьшались после нагрева образцов до 600 °C, и довольно низкими, по сравнению с другими образцами 2-й и 3-й групп, величинами отношения $I_n/I_{rs}=0.037-0.063$ и $I_n/I_s=0.015-0.021$. Можно предположить, что большая часть первичной остаточной намагниченности образцов 67, 53 и 66-1 разрушилась *in situ* не только в результате протекания процессов окисления, но и в результате тектонических воздействий.. Нетрансформное смещение, вероятно, имеет место и в южной части полигона, в районе отбора образцов из драги 53, так как эти породы согласно нашим данным также испытывали воздействие повышенных напряжений. Сложная структура АГП в районе отбора образцов драги 53 вероятно отражает изменение естественной остаточной намагниченности, обусловленное тектоническими напряжениями. Однако, близкое расположение мест отбора образцов с различной степенью окисления магнитных зерен свидетельствует о локальном характере воздействия природных факторов.

Так как ферримагнитные зерна базальтов 66-4 оказались менее окислены, чем базальты 67 и 66-1, то положение северного отрезка оси рифта следует провести через место отбора именно образцов 66-4 (на рис.1 показано черным прямоугольником). Прежнее положение оси рифта, определенное по данным об АГП, [Шрейдер, 2001] показано серым прямоугольником (Рис.1).

Полученные данные о магнитных свойствах образцов базальтов, драгированных со дна рифтовой зоны юга Красного моря, свидетельствуют о

сложном характере эволюции земной коры в этом регионе. На довольно малой площади изученного полигона по особенностям магнитных свойств, драгированных базальтов, выявлены три участка, соответствующие тектоническим нарушениям океанской коры - нетрансформные смещения. Выявлены участки вторичного разогрева земной коры.

Литература

1. Альмухамедов, Кащенцев, Матвеенков. Эволюция базальтового вулканизма Красноморского региона. -Новосибирск: Наука, 1985.
2. Шрейдер А.А., Трухин В.И., Сычев В.А. и др. Детальные геомагнитные исследования рифтовой зоны на юге Красного моря //Океанология. 1982. вып.3. Т.XXII. С. 439-445.
3. Ryall P.J.C., Hall J.M. Laboratory alteration of titanomagnetites in submarine pillow lawes.//Canad.J.Earth.Sci. 1979, v.16,p.496-505.
4. Шрейдер А.А. Геомагнитные исследования Индийского океана. М.: Наука, 2001,319 с.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ №05-05-65053.

ОСОБЕННОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ ЕСТЕСТВЕННОЙ ОСТАТОЧНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ КРАСНОМОРСКИХ БАЗАЛЬТОВ

Профessor Трухин В.И., аспирантка Курочкина Е.С.,
профессор Максимочкин В.И.

Еще до появления теории литосферных плит, было высказано предположение о раздвиговой природе Красного моря в результате отодвигания Аравии от Африки. Процесс раздвижения, соответственно, должен отражаться на картине аномального поля и магнитных свойствах горных пород.

Согласно концепции тектоники литосферных плит, с удалением от оси срединного хребта возраст океанических пород должен увеличиваться. Одновременно растет степень окисления образцов. Известно [P. Ryall, Hall, 1979], что в процессе однофазного окисления, характерного для океанских базальтов, их первичная остаточная намагниченность разрушается. Следовательно, естественная остаточная намагниченность базальтов (I_n) должна уменьшаться с увеличением возраста, т.е. с удалением от оси хребта.

Для проверки этой концепции были проведены исследования магнитных свойств базальтов, драгированных со дна Красного моря в рифтовой зоне во время работы экспедиции Института океанологии АН СССР им. П.П. Ширшова (1979/80) г.

Для всех образцов были измерены естественная статочная намагниченность (I_{n_s}) и остаточная намагниченность насыщения I_{rs} . Для большинства образцов был проведен термомагнитный анализ. По кривым зависимости от температуры намагниченности в поле 0,25 Тл $I_s(T)$ определены точки Кюри первичной фазы. По кривым зависимости остаточной намагниченности насыщения о температуре $I_{rs}(T)$ определены блокирующие температуры.

Точка блокирования T_B определялась, как величина, которую отсекает на оси температур касательная к основному наклону графика $I_{rs}(T)$. Так как на большинстве образцов наблюдалась «хвосты» на зависимостях $I_{rs}(T)$, то нами было рассчитано еще одно значение температуры T_B^* , при которой I_{rs} составляла 2% от I_{rs0} . Разность между T_B^* и T_B условно назовем длиной «хвоста» графика $I_{rs}(T)$. Наличие достаточно большой разницы между T_B^* и T_B у образцов, очевидно, свидетельствует о значительной дисперсности фазового состава по блокирующими температурам, а также косвенно – о степени окисления титаномагнетитовых зерен в исследуемых базальтах.

На рис.1 показана зависимость средней по драге естественной остаточной намагниченности образцов от удаленности мест отбора от выделенных отрезков оси спрединга. Видно, что с удалением от оси величина естественной остаточной намагниченности уменьшается. Исключением являются образцы драги П65. Они, при достаточной удаленности от оси, имеют сравнительно высокие значения I_n . Аналогичная зависимость величин точек блокирования от удаленности мест отбора образцов от выделенных отрезков оси спрединга прослеживается и на рис. 2. Как видно, наблюдается тенденция увеличения T_B по мере удаления от разлома. Это может свидетельствовать об увеличении степени однофазного окисления титаномагнетита базальтов исследуемых образцов. Этой закономерности не соответствуют магнитные свойства образцов драги П65-1. Как видно из рис.3, ферромагнитные зерна этих образцов представлены двумя фазами с температурами блокирования $T_{B1} 380-453^\circ\text{C}$ и $T_{B2} \approx 500^\circ\text{C}$. Эти данные свидетельствуют о протекании процесса гетерофазного окисления в титаномагнетитовых зернах этих базальтов.

На образцах с признаками однофазного окисления прослеживается тенденция увеличения T_B первой фазы с увеличением разности между T_B^* и T_B (рис.4). Большая разница между T_B^* и T_B свидетельствует о том, что в образцах присутствуют зерна разного размера, а рост ($T_B^*-T_B$) с ростом T_B говорит об увеличении дисперсности с ростом степени окисления.

Таким образом, благодаря комплексному термомагнитному анализу, удалось оценить степень и характер окисления ферромагнитных зерен исследуемой коллекции образцов.

Характерно, что образцы, показавшие наличие двух фаз в исходном состоянии находятся в зоне смещения отрезков оси спрединга, которая согласно [Шрейдер, 2001] называется нетрансформным смещением.

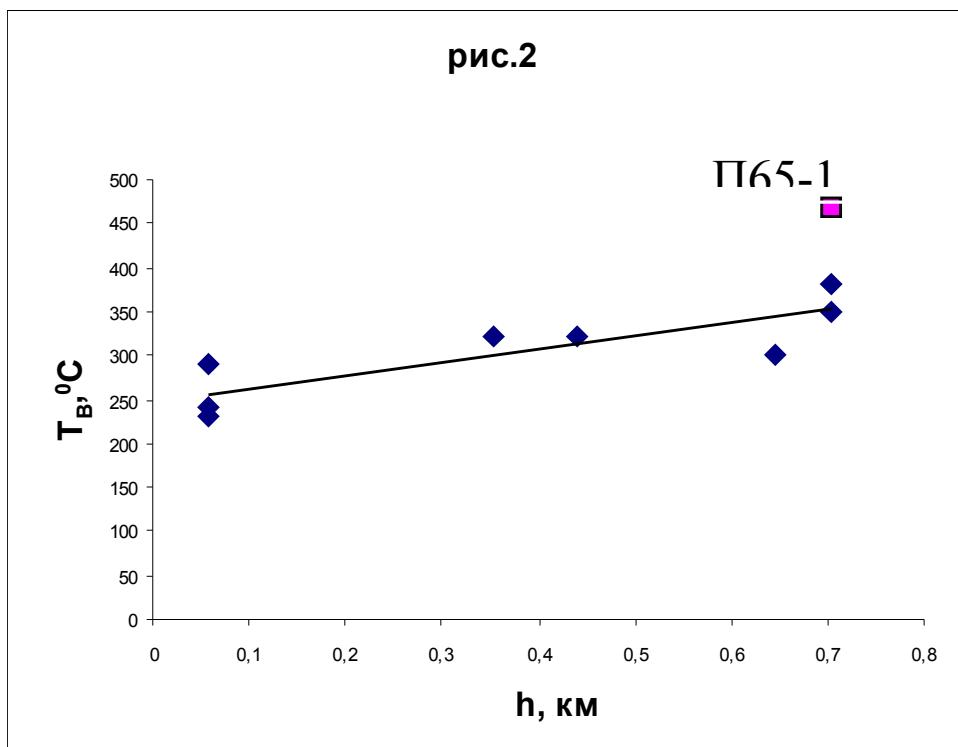
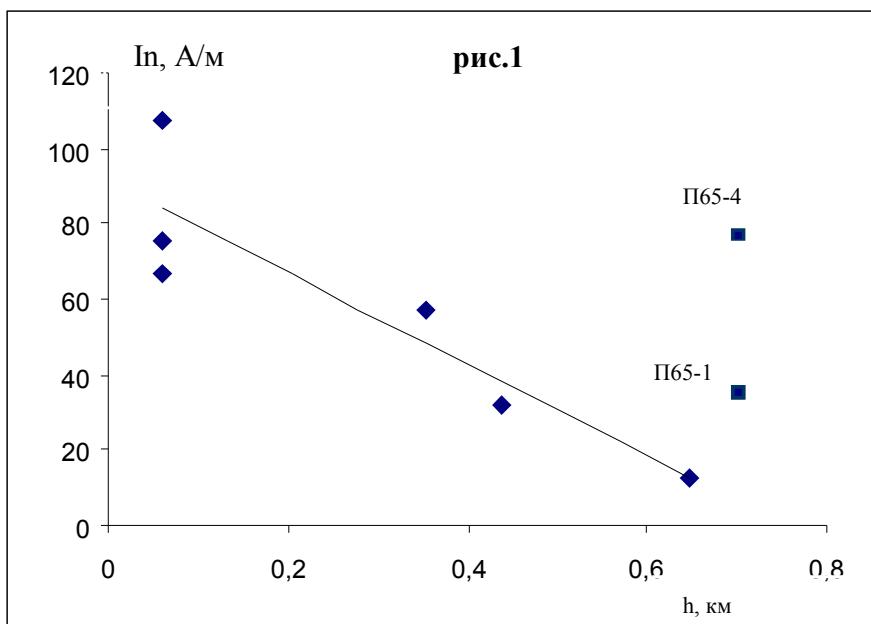


рис.3

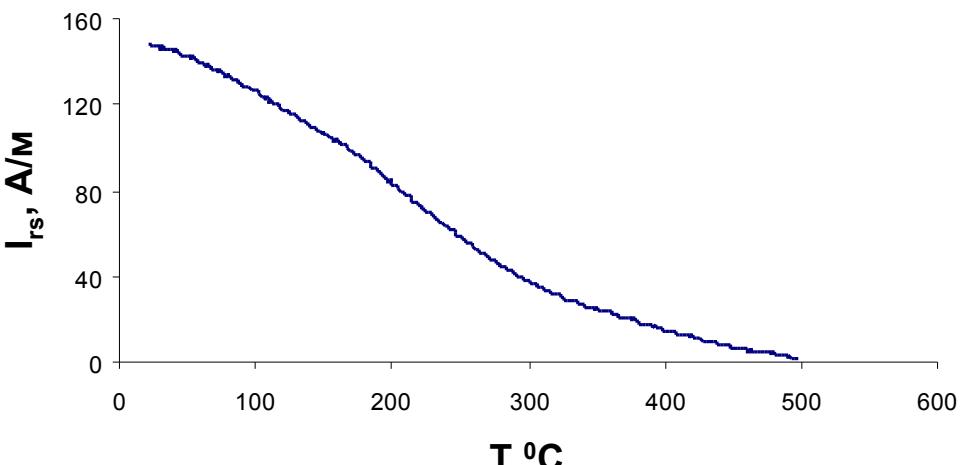
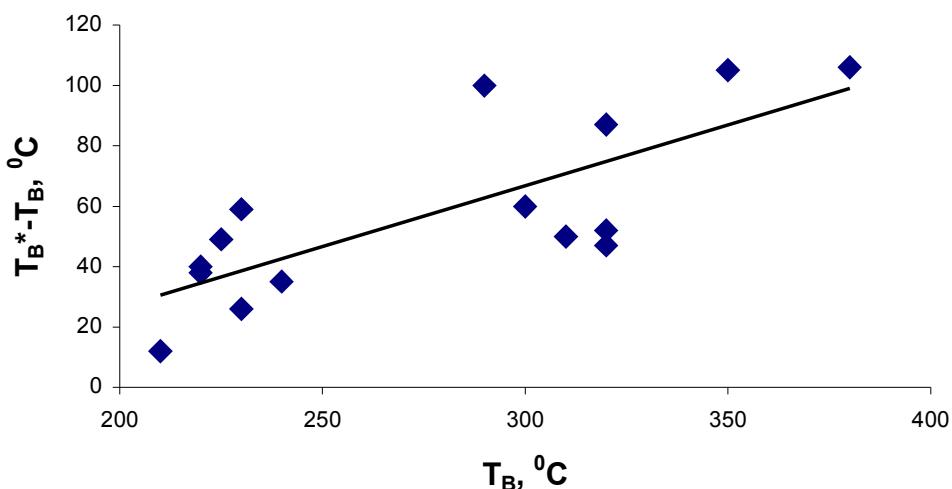


рис.4



Результаты исследования магнитных свойств образцов, драгированных со дна рифтовой зоны юга Красного моря, свидетельствуют о сложном характере эволюции земной коры в этом регионе. Если предположить, что с удалением от выделенных участков оси спрединга растет возраст пород и, следовательно, растет степень однофазного окисления титаномагнетитов базальтов, то остается неясным, почему с ростом степени однофазного окисления естественная остаточная намагниченность должна уменьшаться. Выяснение физического механизма такого уменьшения требует проведе-

ния дополнительных исследований. Что касается образцов драги П65, то, согласно особенностям их магнитных свойств, следует предположить, что в зоне нетрансформного смещения базальты подверглись воздействию повышенных термодинамических факторов: дополнительному разогреву до температур выше точки Кюри исходной фазы и тектоническому воздействию.

Литература

1. Шрейдер А.А. Геомагнитные исследования индийского океана. М.. Наука, 2001, 319с.
2. Ryall P.J.C., Hall J.M. Laboratiry alteration of titanomagnetites in submarine pillow lawas.// Canad.J.Earyh.Sci., 1979, V16, №3, p.496-505.

ОРОГРАФИЧЕСКИЕ ВОЗМУЩЕНИЯ НАД ГОРАМИ И БЕЗОПАСНОСТЬ ПОЛЕТОВ ГРАЖДАНСКИХ САМОЛЕТОВ

Вед.науч.сотр. *Кожевников В.Н.*, аспирант *Мемариан М.Х.*

Исследуется проблема воздействия возмущений атмосферы на полеты самолетов. Рассматриваются в связи с этим орографические возмущения, которые возникают при обтекании гор движущейся атмосферой. Поле таких возмущений рассчитывается на основе гидротермодинамической нелинейной двумерной стационарной модели. Преимущество используемой модели по сравнению с обычно применяемыми состоит в том, что в ней не используется гипотеза о малости возмущений, учитывается вертикальная неограниченность атмосферы и реальные двумерные особенности обтекаемого рельефа [1]. Свойства движущейся атмосферы перед горами учитываются заданием скорости потока U и высотного градиента падения температуры γ , иными словами заданием величины частоты Брента-Ваясяля N и масштаба Лира λ_c :

$$N^2 = g \frac{\gamma_a - \gamma}{T_c}, \quad \lambda_c = 2\pi \frac{U}{N},$$

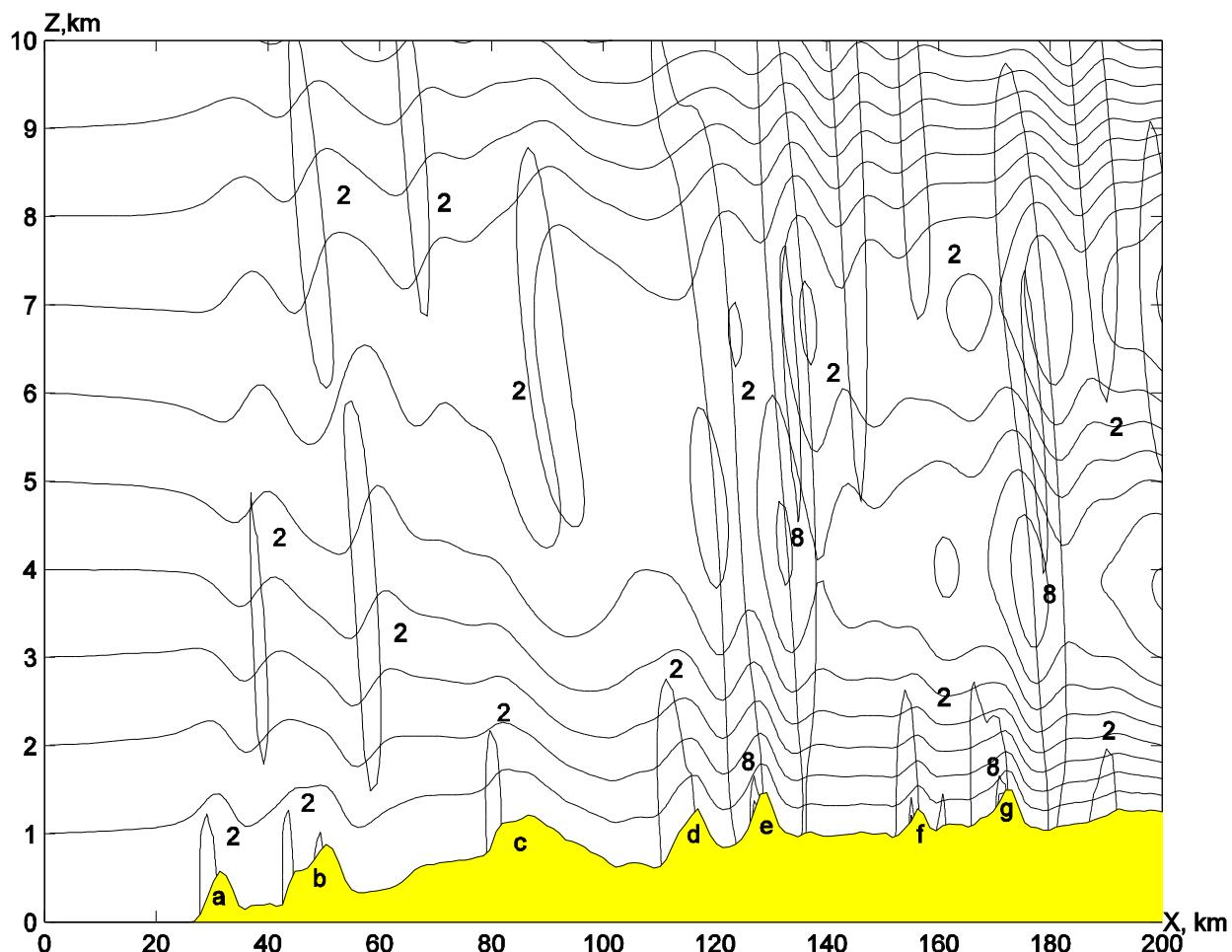
где g – ускорение силы тяжести, γ_a – сухоадиабатический градиент температуры, T_c – характерная температура. Использовался однослойный вариант модели для постоянных U и γ . Рассматривался практически весь диапазон вариаций этих параметров в природе. Эти данные сопоставлялись с имеющейся информацией о метеонаблюдениях. Исследования были про-

ведены для конкретного географического района – для гор Загрос на юго-западе Ирана. Двумерные характеристики рельефа получались с карты посредством специальной процедуры [1]. В расчетах полученный рельеф учитывался с точностью в несколько десятков метров по высоте. Протяженность рельефа по ветру составляла 200 км, он включал семь хребтов высотой до 1520 метров. В результате расчетов были получены для всех высот тропосферы детальные картины траекторий над горами, поля обеих компонент скорости и облачности. Подробный анализ полученных данных подтвердил ранее установленные общие закономерности орографических возмущений: немалость возмущений компонент скорости, периодичность их изменений по высоте, их сильную зависимость от высоты гор и величины масштаба Лира λ_c , возможность появления роторных циркуляций и т.д. Были выявлены также особенности возмущений, связанные с конкретикой формы рельефа. В частности выяснилось, что зоны самых заметных возмущений четко привязаны к районам главных горных хребтов, но при этом могут сильно изменять свое положение при уменьшении величины масштаба Лира и появлении роторных циркуляций.

Безопасность полетов характеризовалась изменениями двух параметров – угла атаки на крыле самолета и степени перегрузки. Обе эти характеристики пропорциональны возмущениям вертикальной компоненты скорости, а также зависят от технических особенностей самолета [1, 2, 3]. В качестве примера были рассмотрены два типа самолетов – скоростные с высотами полета 5-12 км и легкомоторные с высотами полета до 5 км. Степень безопасности рассчитывалась для всех точек рассматриваемого пространства. В качестве одного из примеров на рисунке приведены совместно траектории движения и изолинии изменений угла атаки (последние имеют вид овалов, ориентированных преимущественно вертикально, цифры у изолиний дают значения углов в градусах). Можно видеть, что в значительной части пространства изменения угла атаки достигают 8 и более градусов, т.е. могут превосходить критические значения, при которых самолет может потерять управляемость и потерпеть катастрофу.

Установлено, что безопасность полетов скоростных самолетов более высока и в частности для них изменения угла атаки не превышают 3 градусов. Было показано, что при увеличении величины масштаба λ_c все возмущения уменьшаются, значит, заметно увеличивается безопасность полетов самолетов. Нетрудно видеть, что такое увеличение безопасности в первую очередь определяется увеличением скорости основного потока атмосферы. Эта закономерность определяется влиянием высотной стратификации плотности в среде [1]. Выяснено, что опасность полетов высока в значительной части пространства над горами практически на всех высотах, но особенно она велика при пролете над районами заметных хребтов. Расчеты полей волновых орографических облаков показали, что они в некоторой

степени могут использоваться в качестве визуальных признаков областей опасных для полетов.



Траектории обтекания гор Загроса и поля изменений угла атаки (в градусах) у легкомоторного самолета при $\lambda_c = 7.8$ км. Основные хребты обозначены буквами

Впервые были проведены расчеты орографических возмущений и степень безопасности полетов в непосредственной близости у земли и в частности у главных хребтов гор. В результате было установлено, что в этих областях чрезвычайно опасно летать на самолетах и тем более организовывать аэродромы. В то же время по расчетам в этих зонах весьма перспективно использовать ветроэнергетические установки, поскольку здесь скорость ветра всегда должна быть высока и может достигать значений более 50 м/с.

Хотя все исследования носили конкретный характер, однако используемая методика может с успехом применяться и для иных ситуаций – других гор, других типов самолетов, других атмосферных условий.

Литература

1. Кожевников В.Н. Возмущения атмосферы при обтекании гор. Москва, "Научный Мир", 160 стр. с илл., 1999.
2. Кожевников В.Н., Павленко А.П. Возмущения атмосферы над горами и безопасность полетов. Изв. РАН, ФАО, т. 29, N 3, стр.301-314, 1993.
3. Николаев Л.Ф. Аэродинамика и динамика полета транспортных самолетов. Москва. Транспорт, стр.184-189, 1990.

ЛУЧЕВАЯ РАДИОТОМОГРАФИЯ ИОНОСФЕРЫ

Ст. науч. сотр. *Андреева Е.С.*

На протяжении последних 15 лет активно развиваются методы радиотомографии (РТ), позволяющие восстанавливать пространственную структуру распределения электронной концентрации при радиозондировании ионосферы. Исследования по лучевой РТ ионосферы и ее приложениям вызывают заметный интерес в мире, и в настоящее время более десяти научных групп и лабораторий ведут работы в этом направлении [1-16]. С начала девяностых годов были проведены серии успешных экспериментов по реконструкции структуры ионосферной плазмы с помощью томографических методов в различных регионах Европы, Америки и Юго-Восточной Азии [1, 3-6, 7-16]. С тех пор лучевая РТ стала одним из основных инструментов исследования распределений электронной плотности в ионосфере. В докладе представлены и обсуждаются результаты исследований структуры и динамики ионосферы методом лучевой РТ по серии экспериментов 1990-2004гг., выполненных сотрудниками МГУ, ПГИ РАН и совместно с зарубежными коллегами.

Метод лучевой РТ ионосферы основан на регистрации и анализе радиосигналов двух когерентных частот 150 и 400 МГц навигационных российских спутников типа “Цикада” или американских “Транзит” (Navy Navigation Satellite System) в нескольких приемных точках, расположенных вдоль траектории восходящих или нисходящих витков орбит спутника и на расстояниях порядка сотен километров. Данные навигационные спутники летают на высотах 1000-1150 км, имеют близкие к полярным орбиты и период обращения около 105 минут. Высокая скорость движения спутника ($\sim 7,9$ км/сек) и, соответственно, быстрое, по сравнению с характерными масштабами временных изменений исследуемых ионосферных процессов, пересечение спутником просвечиваемой области позволяют рекон-

струировать двумерные сечения электронной концентрации в плоскости пролета спутника, характерная длительность РТ-регистрации составляет 10-15 мин. Важными достоинствами метода лучевой РТ ионосферы является сравнительная простота его реализации, и, при наличии достаточного количества приемных точек, высокое пространственно-временное разрешение. Измерения приведенной фазы φ (т.е. разности фаз между радиосигналами 150 и 400 МГц) в приемных точках являются данными для томографической реконструкции, причем измеряемые значения обусловлены только вкладом ионосферы и пропорциональны интегралу от электронной концентрации N вдоль лучей L между приемником на Земле и передатчиком на спутнике, но с точностью до неизвестной начальной фазы φ_0 :

$$\gamma \lambda r_e \int_L N ds = \varphi + \varphi_0$$

где r_e — классический радиус электрона, ds — элемент длины луча, λ — длина зондирующей волны, коэффициент пропорциональности γ порядка единицы определяется выбором опорной частоты, на которой измеряется приведенная фаза. Погрешности в оценке начальных фаз φ_0 у разных приемников приводят к противоречивости и несогласованности данных, и как результат, к низкому качеству реконструкций с существенными искажениями. Поэтому был разработан метод фазоразностной РТ, т.е. РТ по разности линейных интегралов на близких лучах, не требующий определения начальной фазы [2-3, 8, 18-20]. Для фазовой РТ, в отличии от фазоразностной, нужна особая процедура определения начальной фазы для каждого из приемников, которая должна быть включена в процесс восстановления. В настоящее время реализованы три варианта РТ по данным линейных интегралов (1) [3]:

- фазовая РТ с оценкой начальной фазы (иными словами, РТ по линейным интегралам, включающим неизвестные начальные фазы, определение (оценка) которых является дополнительной задачей)
- РТ по относительной фазе (при этом из всех лучевых интегралов системы с одинаковой начальной фазой вычитается один лучевой интеграл с той же начальной фазой).
- фазоразностная РТ, т.е. РТ по разности линейных интегралов на близких лучах (в этом случае не требуется определение начальных фаз)

После дискретизации задача томографической реконструкции сводится к решению системы линейных уравнений (СЛУ). Более подробно детали построения СЛУ (выбор аппроксимаций, ошибки аппроксимаций и их влияние на решение и т.д.), методы решения СЛУ, а также вопросы точностей, ограничений и неединственности РТ, связанные с использованием неполных данных рассмотрены в [3, 7, 17-20]. Заметно лучшие результаты

дает фазоразностная РТ, которая обладает более высокой чувствительностью по сравнению с фазовыми методами, что подтверждается экспериментальными результатами [3, 7, 9, 17-18]. В частности, с практической точки зрения к одним из достоинств метода фазоразностной РТ следует отнести возможность простой интерполяции экспериментальной доплеровской частоты при разрывах в регистрации в отличии от фазовых методов. В общем случае в задачах лучевой РТ ионосферы путь интегрирования L определяется траекторией луча и зависит от искомого распределения N . Проведенные оценки и компьютерное моделирование показали, что рефракционные эффекты определяются вариациями N и малосущественны до значений максимальной концентрации в $(1.5 - 2) \cdot 10^{12} \text{ м}^{-3}$ [3]. В случае учета рефракции решение нелинейной томографической задачи можно реализовать в виде решения последовательности линейных задач, что сводится к итерационной процедуре, где для расчета каждого последующего приближения электронной концентрации используется траектория, полученная из приближения электронной концентрации на предыдущем шаге. Рефракция приводит к отклонению луча от прямого луча и ограничивает размер дискрета; разрешение задачи лучевой РТ в линейной постановке составляет до 30-40км по горизонтали и до 20-30км по вертикали. Другим ограничением является эффект дифракции радиоволн, также ограничивающий снизу размер дискрета около 10 км (радиус Френеля в данном случае около 1 км). Таким образом, пространственное разрешение метода лучевой РТ ионосферы можно улучшить до 10-20км, если учитывать рефракцию зондирующих лучей [3].

Вопросы точностей и ограничений РТ, связанные с использованием неполных данных рассматривались в работах [3, 7]. Принципиальным ограничением для всех вариантов РТ является неединственность задачи. В линейных задачах неединственность проявляется в существовании фантомов — отличных от нуля знакопеременных распределений, интегралы от которых по всем лучам равны нулю. Будучи добавленные к реконструированной искомой функции, фантомы искажают ее, но при этом оставляют без изменений сами значения всех интегралов по всем проекциям. Примеры таких «невидимых» фантомов рассмотрены в [7], причем размер деталей структуры финитного фантома уменьшается с ростом числа проекций и может стать сопоставимым с разрешением системы. Поэтому при большом числе приемников (более 5-7) фантомы представляют собой достаточно экзотичные знакопеременные образования с мелкой структурой и специфической симметрией, которая определяется приемной системой. В природе существование подобных ионосферных структур маловероятно.

Впервые в мире экспериментальные РТ - реконструкции главного ионосферного провала были получены в марте-апреле 1990г. сотрудниками

МГУ и ПГИ РАН и представлены в изолиниях в единицах 10^{12} м^{-3} на рис.1 [1].

Проведенные многочисленные эксперименты показали сложность и разнообразие форм провала, причем его ширина, наклон и глубина варьируются в широких пределах [1-3, 5, 8, 9]. На рис.2 приведен один из примеров узкого наклонного провала. Верхняя реконструкция получена по данным трассы Кордова - Делта на Аляске (РТ- данные доступны в Интернете: <http://www.haarp.alaska.edu/haarp/data.fcgi>), а нижняя реконструкция

– спустя 12 часов по данным российской РТ-цепочки между Москвой и Мурманском. Причем, координаты приемников таковы, что российская цепочка и приемная цепочка на Аляске расположены на противоположных сторонах Земли с разницей по времени около 12 часов. Хорошо видно, РТ-сечения ионосферы качественно похожи: на обеих реконструкциях хорошо виден узкий наклонный провал, причем северный край провала имеет характерный выступ, а к северу от провала наблюдаются квазиволновые возмущения. Более того, через 7 часов качественное подобие реконструкций сохраняется (рис.3): провал исчез,

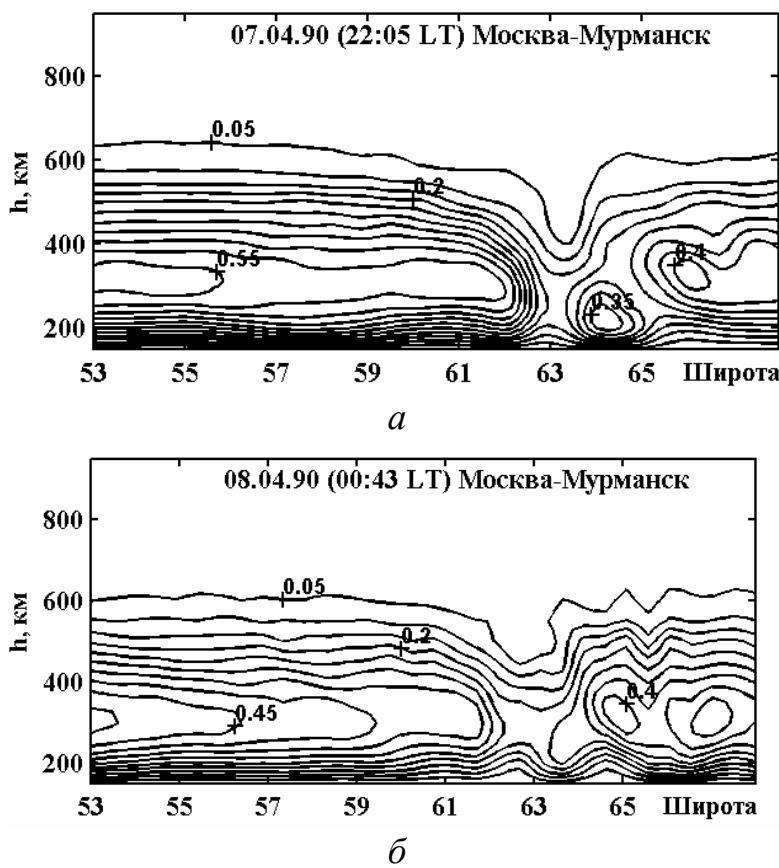


Рис.1. РТ-сечение ионосферы (Москва-Мурманск) 07.04.1990 в 22:05LT (а) и 08.04.1990 в 00:43LT (б)

ионосфера стала почти однородной. Таким образом, сложная структура ионосферы практически не менялась в течении многочасового временного интервала (т.е. наблюдалось «вращение» Земли относительно квазистационарной ионосферы). Подобные случаи довольно редки и, как правило, наблюдаются в спокойных геомагнитных условиях (для данных примеров Кр не превышает 2).

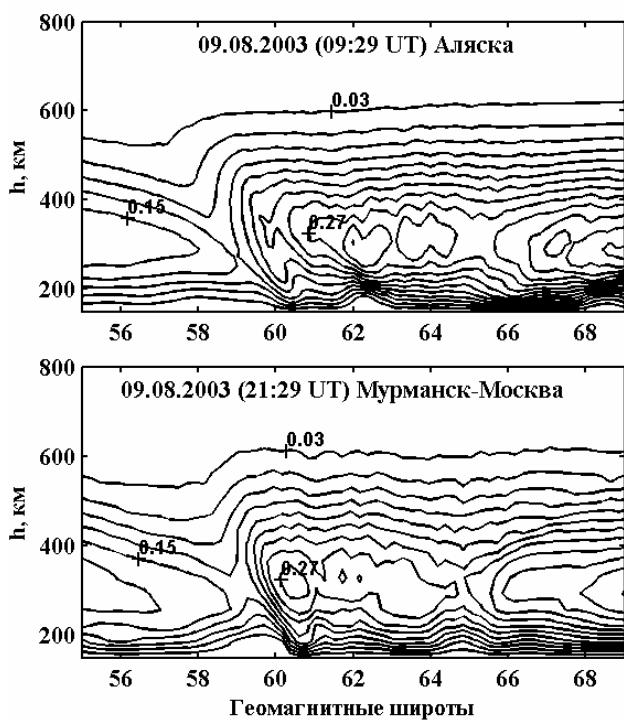


Рис.2. РТ-сечения ионосферы 09.08.2003 в районе Аляски в 09:29UT и по линии Москва-Мурманск в 21:29UT

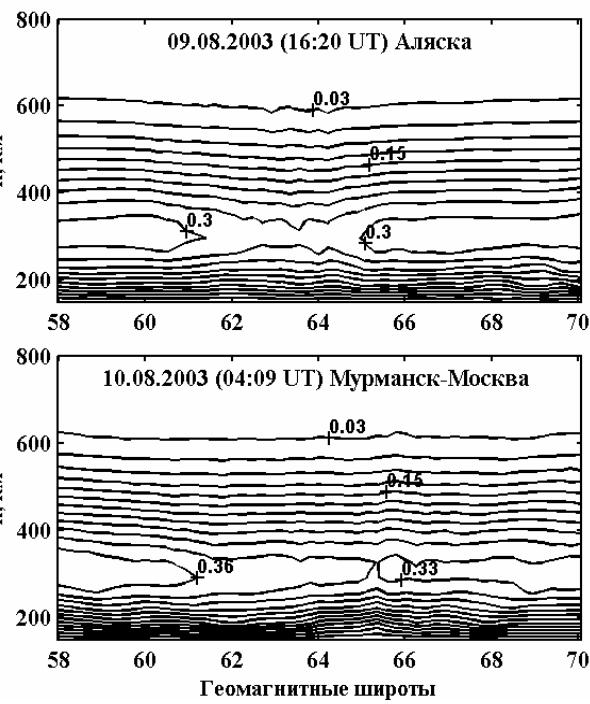


Рис.3. РТ-сечения ионосферы в районе Аляски 09.08.2003 в 16:20UT и по линии Москва-Мурманск 10.08.2003 в 21:29UT

В докладе рассмотрены ионосферные проявления нескольких крупнейших бурь периода 1990-2003гг.: 24-28 марта 1991 г.(Кр-индекс достигал значений 8.7), 4 ноября 1993г. (Кр=6.7), 28-31 октября 2003г. (Кр=9), 25-27 июля 2004г. (Кр=8.7). Структура ионосферы в периоды возмущений была исследована методами РТ в авроральной, субавроральной и среднеширотной ионосфере над северо-западом России, над северо-востоком США и востоком Канады, Аляской и над Европой. Выявлен ряд особенностей структуры распределения электронной плотности в возмущенной ионосфере, нехарактерных для спокойных периодов. В частности, во время сильных возмущений в реконструкциях наблюдались многоэкстремальные структуры с " пятнами" ионизации, а также резкие градиенты в виде "стенок" электронной концентрации; выявлены тонкие (поперечная протяженность порядка нескольких км) структуры повышенной электронной плотности, вытянутые вдоль магнитных силовых линий и имеющие протяженность по высоте около сотен км. Обнаружена сложная структура ионосферного провала со смещением полярной стенки к экватору и ее наклоном, неоднократно наблюдались расслоения провала. В докладе проанализированы реконструкции с волновыми эффектами высыпаний низкоэнергетичных частиц.

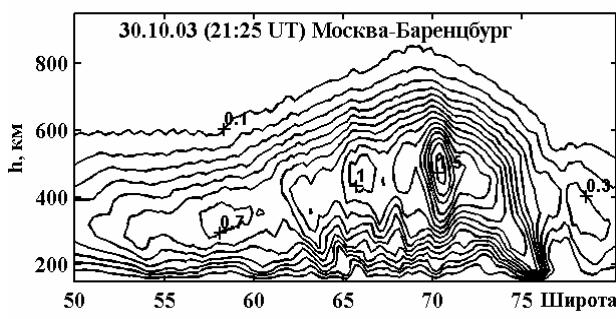


Рис.4а. РТ-сечение ионосферы между Москвой и Баренцбургом (Шпицберген) в период магнитной бури 30.10.2003 в 21:25UT

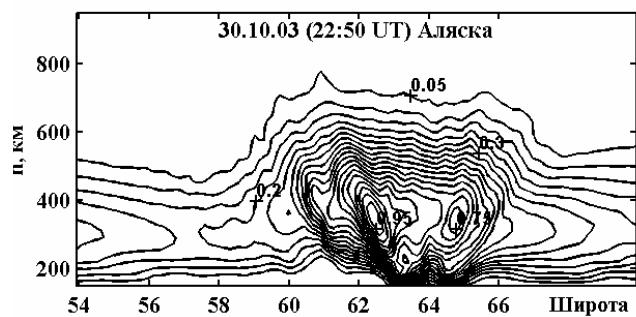


Рис.4б. РТ-сечение ионосферы в районе Аляски в период магнитной бури 30.10.2003 в 22:50UT

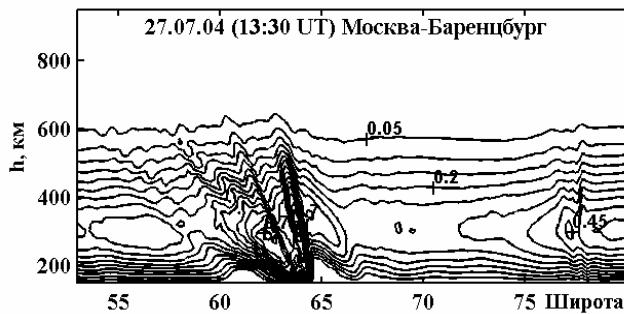


Рис.5а. РТ-сечение ионосферы между Москвой и Баренцбургом в период магнитной бури 27.07.2004 в 13:30UT

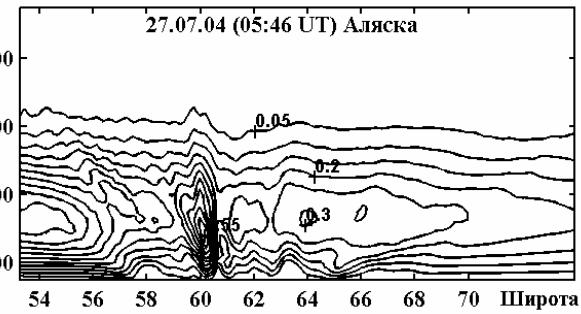


Рис.5б. РТ-сечение ионосферы в районе Аляски в период магнитной бури 27.07.2004 в 05:46UT

В качестве примера на рис.4 представлены РТ-сечения ионосферы по трассе Москва-Баренцбургом (Шпицберген) и в районе Аляски в период геомагнитной бури 29–31 октября 2003г., которая относится к классу исключительно больших. За два дня 29-30 октября было фиксировано три 3-часовых интервала с максимально возможным Кр=9 (это случилось впервые в истории Кр-индексов). Как видно из реконструкции (рис.4а) ночью наблюдается сложная многоэкстремальная структура с “пятном” повышенной электронной концентрации на уровне широты около 70° (максимальное значение порядка 1.5·10¹² м⁻³, что совершенно нетипично для субавроральных широт). Резкие градиенты и квазиволновые возмущения ионосферы были выявлены в этот период и в районе Аляски (рис.4б). На рис.5а представлен один из примеров томографической реконструкции сечения ионосферы по линии Москва-Баренцбург во время июльской геомагнитной бури 2004г. На реконструкции отчетливо прослеживаются “квазиволновые” структуры и резкий перепад ионизации в виде “стенки” в окрестности широты 64°. Сложное сечение ионосферы с достаточно узкой практической вертикальной структурой в районе 60° наблюдалось 27 июля в 05:46UT 2004г в районе Аляски (рис. 5б).

В докладе представлены результаты РТ-исследований структуры и динамики низкоширотной ионосферы. Исследования ЭА были проведены в ходе совместных работ МГУ, Университетов Иллинойса, Тайваня и Уханя. РТ-исследования в области приэкваториальных широт (приемная трасса Шанхай–Манила) выявили ряд новых структурных особенностей экваториальной аномалии (ЭА) [10-13].

- сформировавшееся ядро ЭА ориентировано вдоль направления магнитного поля Земли;
- существует значительная асимметрия между экваториальным краем и полярным краем ЭА;
- обнаружены характерные чередующиеся области “расширение–сужение” толщины ионосферы в широтном диапазоне 15°–31°.
- в области ядра ЭА происходит “продавливание” и “опускание” нижнего края ионосферного слоя, т.е. проникновение потока плазмы из F-области в нижние слои в районе широт $\sim 25^\circ$ – 28° ; в области за ядром ЭА ($\sim 28^\circ$ – 31°) образуется “перетяжка”.

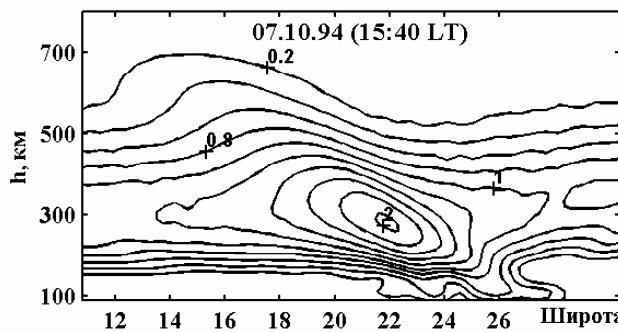


Рис.6. РТ реконструкция F- и E- областей северного гребня экваториальной аномалии 07.10.94 в 15:40 LT

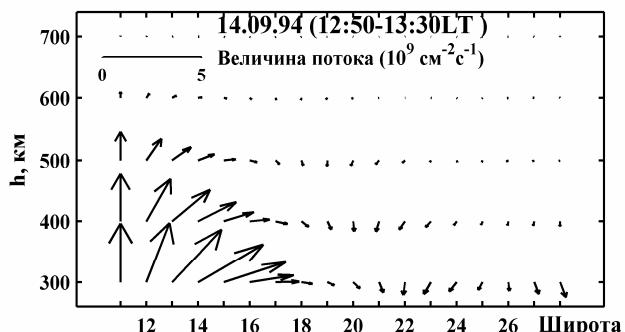


Рис.7. Пример реконструкции двумерного потока ионосферной плазмы, иллюстрирующей “фонтан-эффект”

Наблюдаемые структурные особенности могут быть интерпретированы на основе анализа потоков и скоростей плазмы в районе ЭА, обусловленных “фонтан-эффектом”. Существующая восточно-западная компонента электрического поля и квазигоризонтальное магнитное поле в районе магнитного экватора приводят к вертикальному дрейфу плазмы с вертикальной и северной составляющими скорости. В северном направлении происходит увеличение потока плазмы, который приобретает все большую составляющую вдоль силовых линий магнитного поля. Вследствие “загибания” к Земле силовых линий магнитного поля происходит и “поворот” вниз потока плазмы, вдоль силовых линий. Здесь в области, где поток ориентирован почти вдоль линий происходит увеличение плотности плазмы и

образование ядра ЭА. Асимметрия ядра ЭА обусловлена тем, что если у северной границы ядра поток плазмы направлен вдоль силовых линий, то у южной границы ядра поток имеет поперечную магнитному полю направленную вверх компоненту, что приводит к “размазыванию” южной части ядра. Наличие направленной вверх компоненты потока с южной стороны ядра обусловливает образование “хвоста”, в котором плазма втекает с юга и снизу в ядро ЭА. Вертикальная компонента потока плазмы в приэкваториальной области приводит к расширению ионосферы к северу. Последующее “загибание” к Земле силовых линий магнитного поля приводит к “повороту” вниз потока плазмы, вдоль силовых линий и к сужению ионосферы. В области ядра ЭА происходит “продавливание” и “опускание” нижнего края ионосферного слоя под воздействием потока плазмы вдоль силовой линии. Это хорошо видно на РТ-реконструкциях в области Е (h от 90км до 150км) на широтах 24°N - 28°N (рис.6). В области “продавливания” и “опускания” нижнего края ионосферного слоя происходит, по-видимому, торможение плазмы и последующий дрейф “в скрещенных полях” со сменой направления дрейфа. Иными словами, происходит “поворот” потока плазмы почти на 90 градусов, т.е. движение преимущественно вдоль магнитного поля сменяется после торможения на движение поперек магнитного поля [19]. Такая структура потока и приводит к образованию области типа “перетяжки”, наблюдаемой после ядра ЭА в районе широт 28° - 31° (рис.6). В докладе представлены примеры типичного временного поведения ЭА (рост концентрации ЭА в районе полудня, смещение максимума электронной плотности к северу и убывание плотности к вечерним часам) и необычного поведения ЭА (например, концентрация иногда оставалась почти постоянной в течение 5-7 часов, убывала с полудня или возрастила в вечерние часы - “послезакатный” эффект, максимум плотности иногда смещался к югу и т.д.). Метод лучевой РТ позволяет не только получать двумерные сечения концентрации плазмы, но и определять потоки плазмы, рассматривая последовательные во времени РТ-сечения [13]. На рис.7 приведен один из примеров определения потоков плазмы (произведения плотности и скорости плазмы), хорошо иллюстрирующий явление «фонтан-эффекта».

Неоднократно на РТ-сечениях наблюдались и такие хорошо известные волновые структуры как перемещающиеся ионосферные возмущения (ПИВ). На рис.8 приведены примеры ПИВ, зарегистрированных в разное время. На рис.8а с южной стороны хорошо видны ПИВ (район Скандинавии) с характерным углом наклона около 45 градусов. Подобные ПИВ наблюдаются на РТ сечениях нередко [3, 5, 14, 15]. На рис.8б показаны ПИВ на трассе Москва - Архангельск [14]. Здесь глубина модуляции ионосферы перемещающимся возмущением сравнительно невелика - примерно 25-30%.

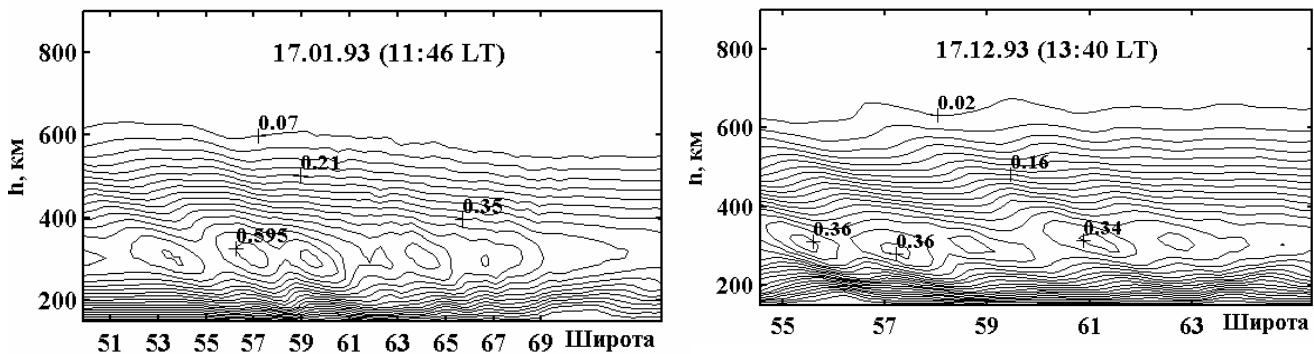


Рис.8а. РТ реконструкция (район Скандинавии и Финляндии) 07.10.1993г. в 11:46LT

Рис.8б. РТ реконструкция (Москва- Архангельск) 17.12.1993г. в 13:40LT

Проведены РТ - исследования сильных возмущений ионосферы, вызванных антропогенными факторами, в частности, возмущений, вызванных стартами ракет [3, 8], промышленными взрывами [16], мощным КВ излучением [3]. Методами статистической РТ были получены распределения интенсивности флуктуаций ионосферной плазмы [21].

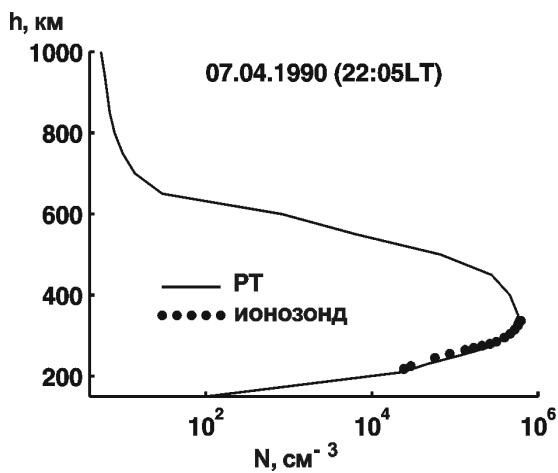


Рис.9. Профили электронной концентрации для 07.04.1990 (22:05LT), вычисленные по РТ реконструкции и данным ионозонда в Москве

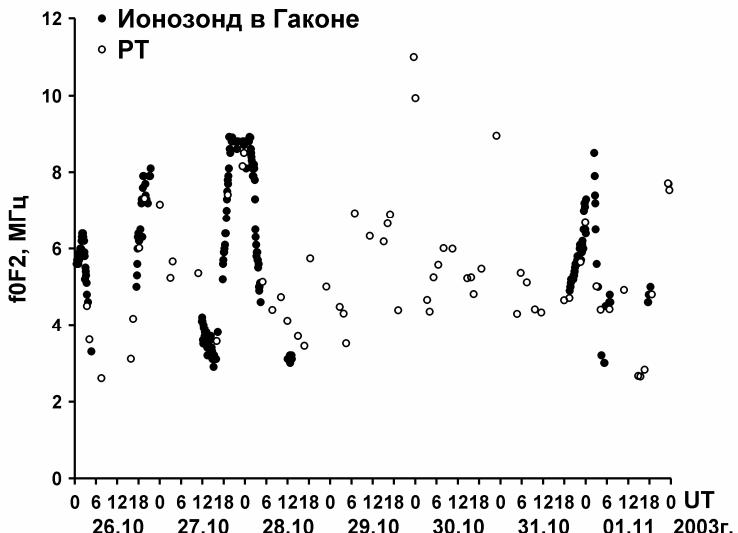


Рис.10. Сравнение значений f0F2, вычисленных по РТ реконструкции и по данным ионозонда в Гаконе с 26 октября до 1 ноября 2003 г

В ходе экспериментальных работ неоднократно проводились сопоставления РТ сечений с данными ионозондов по профилям и критическим частотам. В большинстве случаев результаты сравнения показали хорошее совпадение в пределах точностей обоих методов. Один из примеров такого сравнения для одной из первых реконструкций главного ионосферного

провала приведен на рис.9, где отдельными точками изображен высотный профиль электронной концентрации по данным ионосферной станции в г.Москве, сплошной линией показан профиль, вычисленный по РТ реконструкции для 07.04.1990 (22:05LT). Необходимо отметить, что во время гелиогеофизических возмущений работа ионозондов часто нестабильна из-за сильного поглощения радиоволн. В качестве иллюстрации на рис.10 представлены значения f_0F2 , вычисленные по РТ-реконструкциям по данным с трассы Кордова-Гакона-Делта на Аляске и измерениям ионозонда в Гаконе, в период геомагнитной бури в октябре 2003г. В отличие от ионозондов, использующих КВ радиоволны, РТ методы позволяют исследовать структуру ионосферы и в периоды сильных гелиогеофизических возмущений, поскольку в задачах РТ из-за высокой частоты зондирования (150 МГц) поглощением, как правило, можно пренебречь.

В ходе ряда экспериментов были проведены сопоставления РТ-результатов с данными радаров некогерентного рассеяния. Один из первых таких экспериментов был проведен осенью 1993 г. — Российско-Американский томографический эксперимент (RATE'93) по сопоставлению результатов РТ-реконструкций с данными радара некогерентного рассеяния в Millstone Hill (США). Результаты RATE'93 показали высокое качество РТ-реконструкций и совпадение результатов томографических и радарных сечений в рамках точностей обоих методов [9]. В качестве примера, на рис.11 и рис.12 представлены два сечения ионосферы по данным радара (рис.11а, 12а) и РТ-измерениям с использованием фазоразностного метода (рис.11б, 12б). Как видно из рисунка, РТ-реконструкция хорошо согласуется с результатами наблюдений радара. 4 ноября РТ-сечения представляют собой довольно сложную и необычную структуру, где существует характерный провал в районе 44° и пятно повышенной ионизации на высотах между 200км и 300км около широты 47°. На левом крае ясно виден подъем F-области ионосферы южнее широты 45°. Такая необычная структура ионосферы обусловлена высыпанием низкоэнергетичных частиц в секторе широт между 46°N и 51°N [9].

В настоящее время существует около десятка действующих сетей (линеек) приемников на базе среднеорбитальных навигационных систем в различных регионах мира (России, Великобритании, Скандинавии и Финляндии, Аляски, Гренландии, Карибском бассейне), которые активно используются для исследовательских целей. Начаты работы по созданию РТ-цепочки в Индии, планируется продолжение работ в Юго-Восточной Азии с запуском специализированных спутников. При наличии нескольких линеек приемников, расположенных на расстояниях порядка нескольких сотен километров друг от друга, можно исследовать трехмерную структуру ионосферы. Основным существенным ограничением метода среднеорбитальной РТ является необходимость создания систем со многими линейка-

ми приемников. В последние годы очень активно развиваются сети приемников высокоорбитальных навигационных систем, таких как GPS/ГЛОНАСС. Высокоорбитальная РТ позволяет реконструировать четырехмерные распределения электронной концентрации (трехмерные реконструкции каждый час или 0.5 часа). Это дает возможность реконструировать трехмерные распределения электронной плотности в регионе, восстанавливать структуру крупных неоднородностей [22, 23]. Однако пространственная разрешающая способность высокоорбитальной РТ заметно ниже, чем в случае среднеорбитальной РТ [23]. Применение комбинации радиотомографических систем среднеорбитальной и высокоорбитальной РТ позволит реализовать эффективный региональный и глобальный мониторинг околоземной среды.

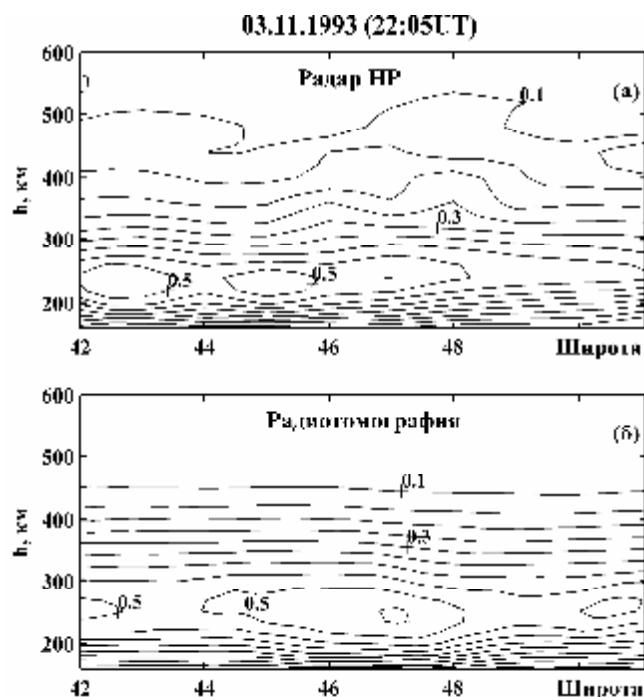


Рис.11. РТ-сечение (северо-восток США) 3 ноября в 22:05UT 1993г.

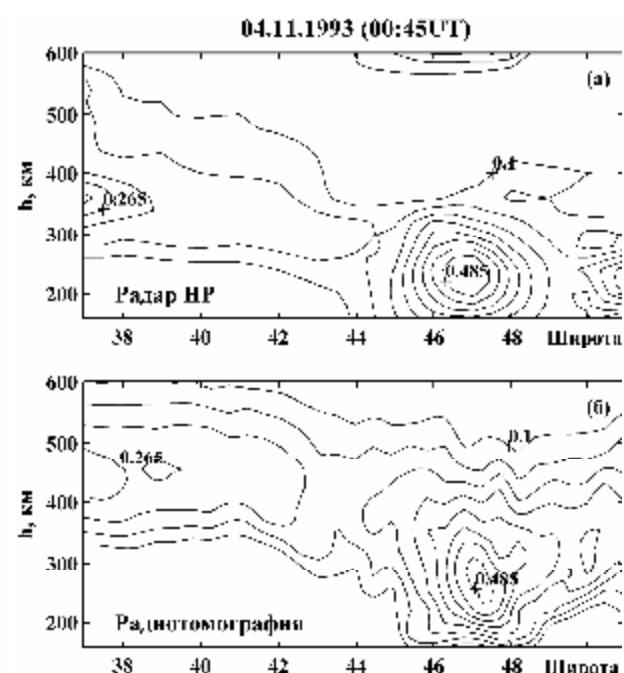


Рис.12. РТ-сечение (северо-восток США) 4 ноября в 22:05UT 1993г.

Литература

1. Андреева Е.С., Куницын В.Е., Терещенко Е.Д. и др./Письма в ЖЭТФ. 1990. Т.52, С.145-148.
2. Куницын В.Е., Терещенко Е.Д. Томография ионосферы. М.: Наука, 1991.
3. Kunitsyn V.E., E.D.Tereshchenko. Ionospheric Tomography. Springer-Verlag. 2003.

4. Leitinger R. Ionospheric Tomography // Rev. Radio Sci. 1999. P.581-623.
5. Pryse S.E. // Surveys in Geophysics. 2003. V.24. P.1-38.
6. Nygrén, T., Markkanen, M., Lehtinen, M., Tereshchenko, E.D., and Khudukon, B.Z. // Radio Sci. 1997. V.32. P.2359-2372.
7. Andreeva E. S., Franke J.S., Kunitsyn V.E. et al.// Radio Sci. 2001. V.36, P.299-309.
8. Kunitsyn V.E., Tereshchenko E.D. et al. // Ann. Geophys. 1995. V.13. P. 1242-1253.
9. Foster J. C., Kunitsyn V.E., Tereshchenko E.D. et al. // Int. J. Imaging Syst. Technol. 1994. V.5. P.148-159.
10. Andreeva E. S., Franke J.S., Yeh K.C., Kunitsyn V.E. // Geophys. Res., Lett. 2000.V.27. P.2465-2468.
11. Yeh K.C., Franke S.J., Andreeva E.S., Kunitsyn V.E. // Geophys. Res., Lett. 2001. V.28. P.4517-4520.
12. Franke S.J., Yeh K.C., Andreeva E.S., Kunitsyn V.E.// Radio Sci. 2003. V.38. P. 11_1 – 11_12.
13. Kunitsyn V.E., Andreeva E.S., Franke S.J., Yeh K.C. // Geophys. Res. Lett. 2003. V.30, No.16.1851, doi:1029/2003G016908.
14. Ораевский В.Н., Куницын В.Е., Ружин Ю.Я. и др. // Геомагнетизм и аэрономия. 1995. Т.35, С. 117-122.
15. Cook, J.A. and Close, S. // Ann. Geophys. 1995. V.13 P. 1320–1324.
16. Андреева Е.С., Гохберг М.Б., Куницын В.Е., Терещенко Е.Д. и др. // Космические исследования. 2001.Т.39. №1. С. 13-17.
17. Kunitsyn V.E., Tereshchenko E.D. et al. // Int. J. Imaging Syst. Tech-nol. 1994. **5**. P. 128-140.
18. Kunitsyn V.E., Andreeva E.S., Popov A.Yu., Razinkov O.G. // Ann. Geophys. 1995. **13**. P. 1263-1276.
19. Андреева Е.С. // Вестник МГУ. Сер. Физика. 2004. №2. С.62-68.
20. Андреева Е.С. // Радиотехника и электроника. 2004.Т.49. №1. С.5-14.
21. Tereshchenko E. D., Kozlova M.O., Kunitsyn V.E., Andreeva.E.S. // Radio Sci. 2004. V.39. RS1S35, doi: 10.1029/2002RS002829.
22. Куницын В.Е., Кожарин М.А., Нестеров И.А., Козлова М.О. // Вестник МГУ. Сер. Физика. 2004. №6. 12-17.
23. Куницын В.Е., Андреева Е.С. Кожарин М.А., Нестеров И.А. // Вестник МГУ. Сер. Физика, 2005. № 1. С. 74-84

ПРАКТИЧНЫЙ ЛОКАТОР ДЛЯ МОНИТОРИНГА ПОЛЯ ВЕТРА В ЗАДАЧАХ ГЕОФИЗИЧЕСКОГО ОБУЧЕНИЯ

Ст.науч.сотр. *Юшков В.П.*, гл.науч.сотр. *Каллистратова М.А.* (ИФА РАН
им. *Обухова А.М.*, мл. науч.сотр. *Кузнецов Р.Д.* (ИФА РАН)

Прошедшие десятилетия геофизических измерений выделяют все большую роль дистанционных наблюдений и проблемы сопоставления точности локальных и интегральных характеристик исследуемой среды измеряемых контактными и дистанционными методами. Особое место в современных геофизических исследованиях отводится решению задач экологического мониторинга, например, изучению проблем загрязнения крупных городов. Привлечение специалистов-геофизиков к этим проблемам вызывается необходимостью понимания принципов формирования сигналов, отражающих состояние среды в приборах мониторинга и дистанционного зондирования. Одним из наиболее простых и доступных геофизических методов, объединяющим эти две задачи является доплеровская акустическая локация пограничного слоя атмосферы [1].

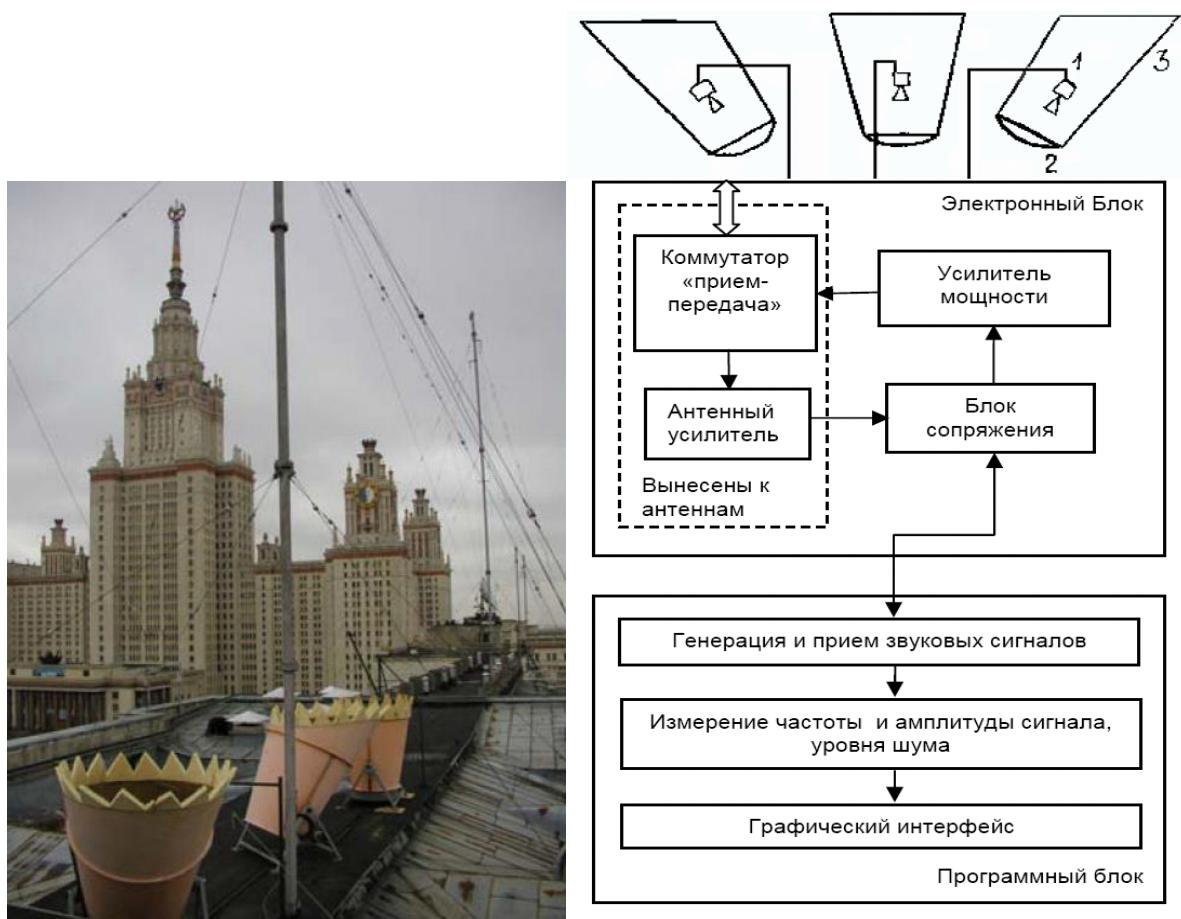
Доплеровский акустический локатор – содар – позволяет измерять вертикальные профили скорости и направления среднего ветрового потока в нижней части атмосферного пограничного слоя. Посылая в трех направлениях (вертикальном и двух наклонных) звуковой импульс, заполненный несущей частотой (обычно от 1 до 10 кГц), и принимая эхо-сигнал, рассеиваемый мелкомасштабными турбулентными неоднородностями температуры воздуха, по небольшой сдвигу частоты этого сигнала относительно несущей можно определить скорость переноса неоднородностей ветровым потоком. Задержку прихода эхосигнала легко связать с высотой области рассеяния. Таким образом содар наглядно визуализирует мезомасштабную структуру турбулентных образований и позволяет определять ряд параметров, важных для метеорологии загрязнений: тип атмосферной стратификации, высоту слоя перемешивания, расположение приземных и приподнятых инверсионных слоев, дисперсию вертикальной составляющей скорости ветра [2].

На рис. 1 представлен характерный вид эхограмм, наблюдавших одновременно в городской среде (центр Москвы) и в загородной местности (Звенигородская база ИФА РАН), а также вертикальные профили горизонтальной скорости ветра из которых видны существенные отличия привносимые городской средой в натекающий воздушный поток (более темный тон соответствует более сильному эхо-сигналу, интенсивность которого пропорциональна интенсивности турбулентных флюктуаций, шкала почернения справа имеет логарифмический масштаб; точками на профилях скоп-

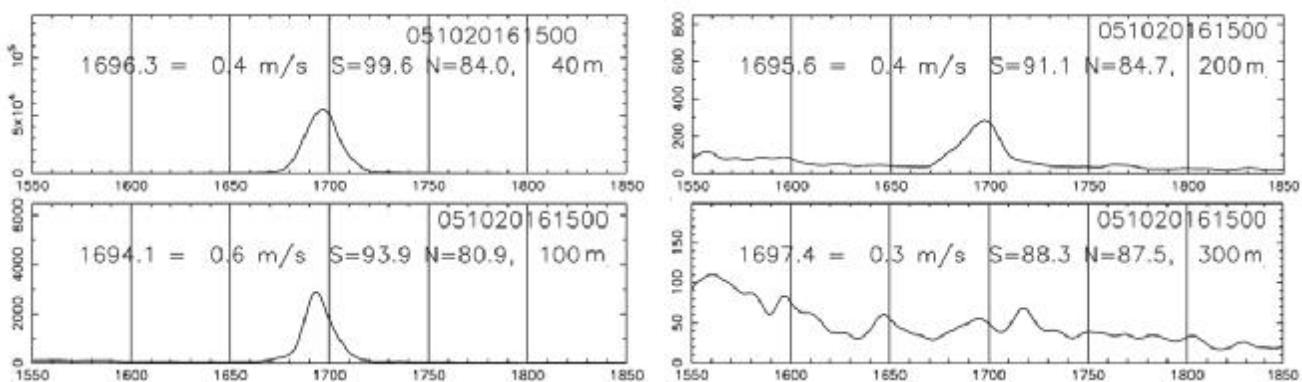
ростей ниже отмечены достоверные данные, шкала под профилями в м/с, на шкале ординат – высота зондирования в м).

В содарах применены современные достижения из самых разных научных областей: теории турбулентности, теории распространения волн в неоднородных средах, акустики, доплеровской локационной техники, методов статистической обработки случайных сигналов. Поэтому использование содара в учебном процессе позволяет студентам не только освоить новую аппаратуру, но и пополнить и применить свои знания в этих областях. Относительная простота конструкции и электроники содара делает его удобным объектом для модификации и усовершенствования в качестве научной работы студентов. Оснащение содаром специального практикума, например, по метеорологии или физике атмосферы позволит повысить уровень подготовки студентов, необходимый для современных высокотехнологичных исследований.

Физический факультет МГУ совместно с ИФА РАН им. А.М. Обухова под руководством проф. М.А. Каллистратовой, стоявшей еще у истоков акустического зондирования пограничного слоя атмосферы, осуществляет программу обучения специалистов-геофизиков и одновременно ведет непрерывные наблюдения поля ветра над Москвой. На рис. 2 можно видеть расположение и характерные размеры классического содара с параболической антенной на крыше здания Физического факультета, а на рис. 3 представлена его блок-схема. Подробное описание характеристик прибора можно найти в [3].



Вследствие относительной простоты содара, студентам в качестве научной работы может быть поручена его модификация, например, замена типа динамического громкоговорителя, формы рупора, параболической тарелки или использование разных частот зондирования. Возможна также модификация программного управления работой содара или процедуры измерения доплеровского сдвига частоты. Большое значение в обучении студентов имеет статистическая обработка данных в условиях высокого уровня помех.



На рис. 4. представлены спектры эхо-сигнала на разных высотах (40, 100, 200 и 300 м) усредненные по получасовому интервалу, на которых четко видно как изменяется с высотой интенсивность принимаемого сигнала, уровень и характер городского шума (уровень сигнала S и шума N

отображены в логарифмическом масштабе). Цель включения этой экспериментальной задачи в практикум студентов физиков состоит не только в получении дополнительных знаний в области атмосферной акустики, но и в приобретении опыта применения современных технологий для определения параметров реального пограничного слоя атмосферы. Опыт интерпретации содарных данных дает широкие возможности для лучшего понимания сложностей, недостатков и потенциала дистанционного зондирования в целом.

Акустическая локация атмосферного пограничного слоя дает хорошие возможности для понимания студентом теории, как атмосферной акустики, так и турбулентной динамики атмосферы. Студенты-акустики могут лучше понять принципы распространения звука в турбулентной среде, соотношение акустических и турбулентных пульсаций давления, влияние спектра турбулентных пульсаций на интенсивность рассеянной звуковой волны, соотношение между интенсивностью посылаемого акустического сигнала, его затуханием и предельной дальностью зондирования, влияние ветра и температуры на распространение звука и сдвиг частоты колебаний. Студенты-геофизики получают уникальный опыт исследования пограничного слоя до высот недоступных метеомачтам. Ведь не секрет, что последние годы развития геофизики демонстрируют все большее увлечение численным моделированием в ущерб реальной практике измерений. В большей мере эта проблема задевает учебные курсы. Недостаток финансирования и экспериментального оборудования обрекают студентов на решение «компьютерных задач», связь которых с реальностью не всегда ясна студентам.

Работа выполняется при поддержке ИФА РАН им. А.М. Обухова и РФФИ, проекты №№ 05-05-64786 и 04-05-64167. Опыт работы подробно изложен в [4].

Литература

1. *Kallistratova M.A., Coulter R.L.* Application of sodars in the study and monitoring of the environment. // Meteorology and Atmospheric Physics, 2004, **85**, 21-38.
2. Юшков В.П. , Каллистратова М.А., Караваева Е.В., Кузнецов Р.Д., Курбатов Г.А., Перепелкин В.Г., Тарасова О.А., Шурыгин Е.А. Измерение поля ветра над городом методом акустического зондирования// Вестник МГУ. Сер.3, 2003, №5, 46-50.
3. Кузнецов Р.Д. Акустический локатор ЛАТАН-3 для исследований атмосферного пограничного слоя//Оптика Атмосферы и Океана, 2006 (в печати).

4. Юшков В.П., Каллистратова М.А., Кузнецов Р.Д., Курбатов Г.А., Крамар В.Ф. Опыт использования доплеровского акустического локатора для измерения профиля скорости ветра в городских условиях//Известия РАН. Физика Атмосферы и Океана, 2006 (в печати).

ВЛИЯНИЕ КОНТАКТНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ В ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ДИСПЕРСНЫХ СРЕДАХ

Профессор Петрунин Г.И., ст. науч. сотр. Попов В.Г.

Изучение термического режима литосфера, тесно связанного с протекающими в ней геолого-геофизическими процессами, требует знания теплофизических характеристик вещества литосферы, таких как теплопроводность (λ), температуропроводность (a) и теплоемкость (C_p). Однако, в отличие от минералов – монокристаллов, тепловые свойства которых определяются исключительно химическим составом, структурой и термодинамическими условиями и для которых развиты теоретические представления, процесс теплопередачи в породах, слагающих верхние горизонты земной коры, осложнен влиянием многочисленных факторов, связанных, в основном, с наличием в них межзерновых границ, а также жидкой и газовой фаз. Все это существенно ограничивает возможность применения физики твердого тела для описания процесса теплопереноса в дисперсных зернисто-пористых средах и затрудняет прогнозирование тепловых свойств литосферного вещества, недоступного для прямого изучения. Для указанных геофизических сред на первый план выступают лабораторные экспериментальные исследования, результаты которых и становятся основным критерием достоверности теоретических моделей распределения тепловых свойств на различных горизонтах океанической и континентальной литосферы.

Настоящее сообщение посвящено краткому изложению результатов изучения влияния состояния межзернового контакта (степени лиофикации или консолидации породы), а также порового пространства (контактов твердой и газовой фаз) на интенсивность процесса теплопередачи в гиалокластических океанических базальтах тройственного сочленения Буве и базальтовых туфах Исландии. Выбор объектов исследования не случаен, а продиктован рядом обстоятельств, способствующих успешному выполнению задач исследования при работе с указанными геофизическими средами. Прежде всего, это близость «минералогического», вернее, химического состава объектов, их гранулометрического состава, пористости и, в то же

время, значительные различия в степени консолидации (литофикации) пород, которая напрямую связана с генетической природой их образования.

В отличие от базальтов (магматических эфузивных пород), зерна которых связаны за счет диффузного взаимного проникновения вещества в контактных зонах, частички вещества туфов соединяются с помощью «цемента» (палагонита), который в процессе палагонитизации гиалокластитов появляется сначала в точках соприкосновения обломков вулканического вещества, затем покрывает обломки палагонитовыми корками и, наконец, на последней стадии, полностью заполняет межбломочное пространство, частично перекристаллизовываясь в зерна аутигенных и вторичных минералов, среди которых наиболее распространены смектит, цеолиты, хлорит, кальцит, олигоклаз, кварц, пироксен. В последней стадии палагонитизации туфы по своим петрофизическим свойствам слабо отличаются от базальтов, о чем свидетельствуют и данные по тепловым свойствам (образцы 19-1, 19-2). Однако такого материала очень мало, а преобладают образцы туфов более ранней стадии палагонитизации. Палагонитовый «цемент», пористый и непрочный, не может обеспечить надежное упругое соединение частичек в туфах и значительно уступает в обеспечении прочности контакта по сравнению с «диффузной» природой контакта в базальтах. В целом, с точки зрения литофикации, гиалокластические туфы могут быть отнесены к слабоконсолидированным породам.

Таким образом, сравнительное изучение комплекса теплофизических свойств представительных коллекций этих двух типов пород дают возможность оценить влияние степени консолидации (литофикации) и пористости на интенсивность в них кондуктивной теплопередачи и одновременно с этим установить структуру этого влияния отдельно на величины a и λ соответственно. Действительно, в таблице 1 представлены пределы изменения и средние значения объемной (ρ) и минеральной плотности (ρ_m), пористости (ε), а также измеренные значения тепловых свойств базальтов и туфов при комнатной температуре. Относительно небольшие диапазоны изменения C_p и ρ_m в каждой группе пород позволяют при интерпретации полученного материала использовать их средние значения.

Таблица 1

Порода	$\rho_{\min} - \rho_{\max}$	ρ_m , 10^3 кг/м ³	$\varepsilon_{\min} - \varepsilon_{\max}$,	$a_{\min} a_{\max}$	$a_0, 10^{-7}$ м ² /с	$\lambda_{\min} - \lambda_{\max}$,	$C_{p\min} - C_{p\max}$,
	ρ_{cp} 10^3 кг/м ³		ε_{cp} %	a_{cp} $\cdot 10^{-7}$ м ² /с		λ_{cp} Вт/м·К	$C_{p\text{ср}}$ Дж/кг·К
Гиало- базальты	1.92-2.87	2.90-3.06	4.5-34.5	5.13-6.89	8.0	0.85-1.36	710-815
	2.36	2.93	19.4	6.33		1.11	765
Туфы	1.38-2.18	2.49-2.92	17.8-50.5	2.8-4.65	4.75	0.3-0.75	790-870
	1.72	2.69	36.1	3.75		0.5	850

Данных таблицы 1 и рисунка 1, который иллюстрирует зависимость величин $1/a$ образцов двух групп пород при комнатной температуре от пористости, достаточно для того, чтобы сформулировать основные результаты проведенного исследования.

1. Экстраполируя зависимости рис. 1 на нулевую пористость и, полагая базальты строго консолидированной средой, можно оценить относительное уменьшение a и λ за счет слабой консолидации частичек вулканической вещества в туфах. Такая оценка дает 41% и 46% соответственно, что представляется вполне удовлетворительным.

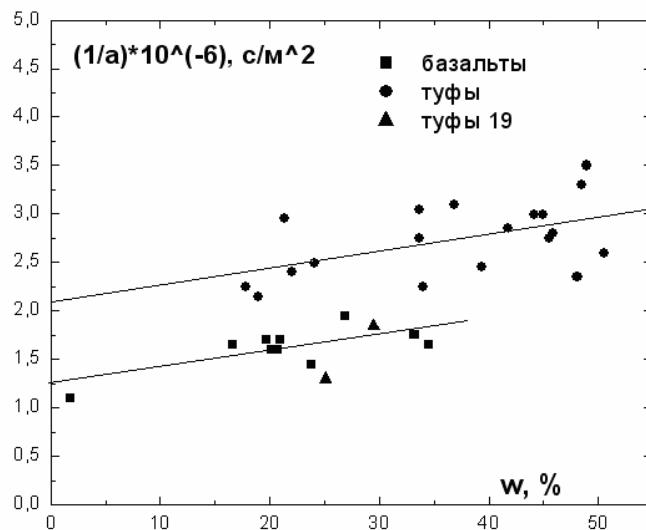


Рис. 1. Влияние пористости на величину $1/a$ для исследованных базальтов и туфов

2. Наклон кривых рис. 1 дает возможность оценить влияние пористости на температуропроводность и, следовательно, на теплопроводность исследованных пород. Так, при увеличении пористости до 30%, температуропроводность туфов уменьшается на 21%, а базальтов – на 27.5%. Аналогичная оценка для теплопроводности дает 44% и 49%, соответственно, то есть более значительные относительные уменьшения, чем для температуропроводности. Такая ситуация вполне понятна, поскольку влияние изменения пористости на λ проявляется через изменение двух параметров: кинетического, связанного с изменением температуропроводности, и объемной теплоемкости $C_p \cdot \rho$, не имеющей отношения к кинетическим процессам и прямо пропорциональной плотности. Расчет показывает, что вклады их в уменьшение теплопроводности с ростом пористости до 30% приблизительно одинаковы.

Результаты настоящей работы могут быть использованы при построении модели термического режима земной коры южной и юго-западной части Исландии, а также при анализе особенностей теплопередачи в дисперсных средах.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 05-05-65269

КАТАСТРОФИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ НА ШЕЛЬФЕ МОРЕЙ И ОКЕАНОВ

Гл.науч.сотр. *Шелковников.Н.К.*

Обычно катастрофические явления в прибрежной зоне ассоциируются с сейсмическими волнами цунами. Известно, что чем сильнее землетрясение (на суше) или моретрясение (в открытом океане), тем значительнее катастрофические последствия этого явления.

Волна, вызванная подвижками дна, имеет высоту около двух метров и при распространении в открытом океане она не представляет никакой опасности. Но по мере набегания на континентальный шельф, волна начинает трансформироваться, ее длина уменьшается, а высота увеличивается в несколько раз. При подходе к берегу, волна представляет собой бор с очень крутым передним фронтом и, при заплеске на берег, приводит к подтоплению прибрежной зоны. Именно набегание волны на континентальный шельф, с уменьшающейся глубиной в сторону берега, приводит к таким последствиям.

Кроме сейсмических волн цунами имеют место менее известные метеоцунами [1, 2], то есть волны, возникающие под действием метеорологических факторов, таких как циклоны, ураганы, сильные ветры. Сильные метеоцунами с высотой волн, достигающих 10 метров, как и сейсмические цунами, при распространении в сторону берега, трансформируются над континентальным шельфом, что в результате приводит к заплеску этой волны на берег со всеми вытекающими последствиями.

Как правило, метеоцунами слабее наиболее мощных сейсмических цунами. Тем не менее, они также представляют серьезную опасность. При распространении волн цунами, в определенных условиях, когда нелинейность сопоставима с дисперсией, может быть сформирована уединенная волна. Для определения профиля таких волн может быть использована теория КДВ. При использовании уравнения КДВ для описания ветровой уединенной волны необходимо учитывать параметры ветрового воздействия, что существенно усложняет решение этой задачи. В этом случае возникает необходимость применения численных методов решения [3]. Кроме того, для выявления механизма генерации и развития ветровых уединенных волн могут быть полезны специальные лабораторные исследования. Такие эксперименты нами были проведены в лабораторном кольцевом аэрогидроканале [4]. В результате были выявлены этапы зарождения и развития ветровых уединенных волн. Как и в натурных условиях, при формировании уединенных волн в канале является важным соотношение длины волны и глубины жидкости. В лабораторных условиях, при постоянстве глубины жидкости и скорости ветра, в процессе развития ветровых волн длина их постоянно увеличивается. В определенных условиях, когда дисперсия становится сопоставимой с нелинейностью, возникает уединенная

волна в виде водяного холма, захватывающая при своем движении массу воды от поверхности до дна, с длиной волны по нулевому уровню равной примерно 1/6 длины канала. (При этом длина канала составляла 6 метров). Амплитуда и скорость уединенных волн в кольцевом канале превышала амплитуду и скорость обычных длинных волн, определяемых глубиной жидкости.

Полученные нами данные могут быть полезны при исследовании процессов зарождения и развития «ветрового» цунами в океане и для прогнозирования возможного их заплеска на берег.

Литература

1. Понявин И.Д. Волны цунами, Л., 1965.
2. Пелиновский Е.Н. Гидродинамика волн цунами. Нижний Новгород. Институт прикладной физики РАН., 1996, 276 с.
3. Кравцов Ал.В., Кравцов В.В., Шелковников Н.К. Численный эксперимент по моделированию уединённых волн на поверхности жидкости в кольцевом канале. ЖВМиМФ. 2004. Т.44. № 3., с. 559-561.
4. Шелковников Н.К. Вынужденный солитон в жидкости. Письма в ЖЭТФ том 82, выпуск 10., 2005 г, 720-723 с.

МЕТОДИКА СТАТИСТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА ВЕЙВЛЕТ-СПЕКТРОВ ИОНОСФЕРНЫХ СИГНАЛОВ СИСТЕМЫ GPS

Доцент Захаров В.И., аспирант Зиенко А.С.

В настоящее время вейвлеты стали важным математическим аппаратом во многих приложениях физики, где требуется обработка и анализ локальной структуры сложного исследуемого процесса [1,2]. В геофизике к таким процессам относятся поля различных параметров природных сред, нестационарные во времени и неоднородные в пространстве, причем результат содержит не только распределение энергии в спектре сигнала, но и сведения о времени появления определенных частотных составляющих.

1. Статистический подход обработки вейвлет-спектров

Периодические составляющие сигналов оценивают по расположению максимумов и минимумов в сечениях по масштабному коэффициенту (аналогу частоты) вейвлет-преобразования сигнала. Поэтому мы предлагаем статистический подход в обработке вейвлет-спектров. При его использовании в любом сечении определяются координаты локальных максимумов и минимумов. Для них определим три статистики для расстояний: 1) между минимумами, 2) - от максимума до максимума и 3) - от минимума/максимума до максимума/минимума соответственно. В каждой статистике для оценки периода (или полупериода – в 3 случае) выделяемой гар-

моники выбирается наибольшее значение. Затем цифровой фильтрацией найденный период удаляется. Процесс обработки повторяется до выделения минимальной периодики, причем под “минимальной” (и времененным разрешением) понимается размер ячейки гистограммы, используемой для обработки. Для ионосферных сигналов этот параметр естественно выбирать из физических соображений и он составляет не менее 3...5 мин.

Предложенная методика опробована на тестовых сигналах с разными уровнями шума. Методика увереннее выделяет высокочастотные компоненты – частота появления периодики уменьшается почти линейно при увеличении периода и дополнительно уменьшается вдвое при очень больших величинах шума (шум более амплитуды сигнала!). Наша методика дает сходные результаты при использовании wave- и mhat- вейвлетов. Сохраняются изложенные зависимости вероятности появления структуры от шума.

2. Анализ данных навигационной системы GPS

Принято считать [3,4], что характерные частоты возбуждаемых в атмосфере и ионосфере акусто-гравитационных волн (АГВ) лежат в диапазоне ~0.2...2 мГц - частоты Брента-Вясяля для типичных условий атмосферы/ионосферы. Использование сигналов навигационной системы GPS дает возможность выделять возмущения в ионосфере на фоне регулярных изменений на основе точных фазовых измерений [5-7], регистрируемых наблюдательной сетью IGS (International Geophysics Service). Данные имеют временное разрешение 30 сек, что позволяет исследовать различные периодики сигнала, которые принято связывать с определенными процессами в ионосфере [3,4]. Метод выделения ионосферных структур [5-7] основан на определении вариаций полного электронного содержания (ПЭС) при использовании комбинации регистрируемых фаз L1 и L2. Исследования показывают, что в системе GPS ошибка в определении изменения ТЕС не превышает 1%...3%, что может служить оценкой величины аддитивного шума.

На рис. 1 приведены иллюстрации результатов такого подхода. Использованы данные станции agmt за 28 сентября 2004 г. На рис. 1а) представлена двухчасовая запись анализируемого сигнала, выделенного для спутника GPS N15. Рис. 1б) показывает результаты вейвлет-преобразования изучаемого сигнала. Видно наличие разных периодик в сигнале с различной временной локализацией. На Рис. 1в) показан результат статистической обработки вейвлет-спектра по методике, изложенной в п.1. Локальные экстремумы гистограмм указанных статистик, превышающие пороговое значение 3-4%, позволяют выделить квазигармонические составляющие в сигнале. На рис. 1г) приведен пример спектра мощности флуктуаций в ПЭС (сплошная линия) и в L1 (пунктир). Видны спектральные максимумы, соответствующие выделенным ранее. Трудности

спектрального выделения для низких частот на данном примере хорошо ясны – гармоника 0,4 мГц в спектре мощности практически не разрешается, а в вейвлет-спектре она проявляется отчетливо.

Дополнительный анализ показывает, что вейвлет-преобразование возможно применять и к сигналам, содержащим кратковременные (до 2 мин) сбои в данных. В этом случае спектральный анализ не дает результатов, а вейвлет-спектр содержит информацию о характерных периодах, действующих в сигнале. Выбор пороговых значений в этом случае помогает игнорировать данные, связанные непосредственно со сбоем.

Изложенные методики реализованы в разработанном авторами комплексе [8] CRASS (Complex Region Analysis Satellite Signals) GPS – комплексного регионального анализа спутниковых сигналов GPS.

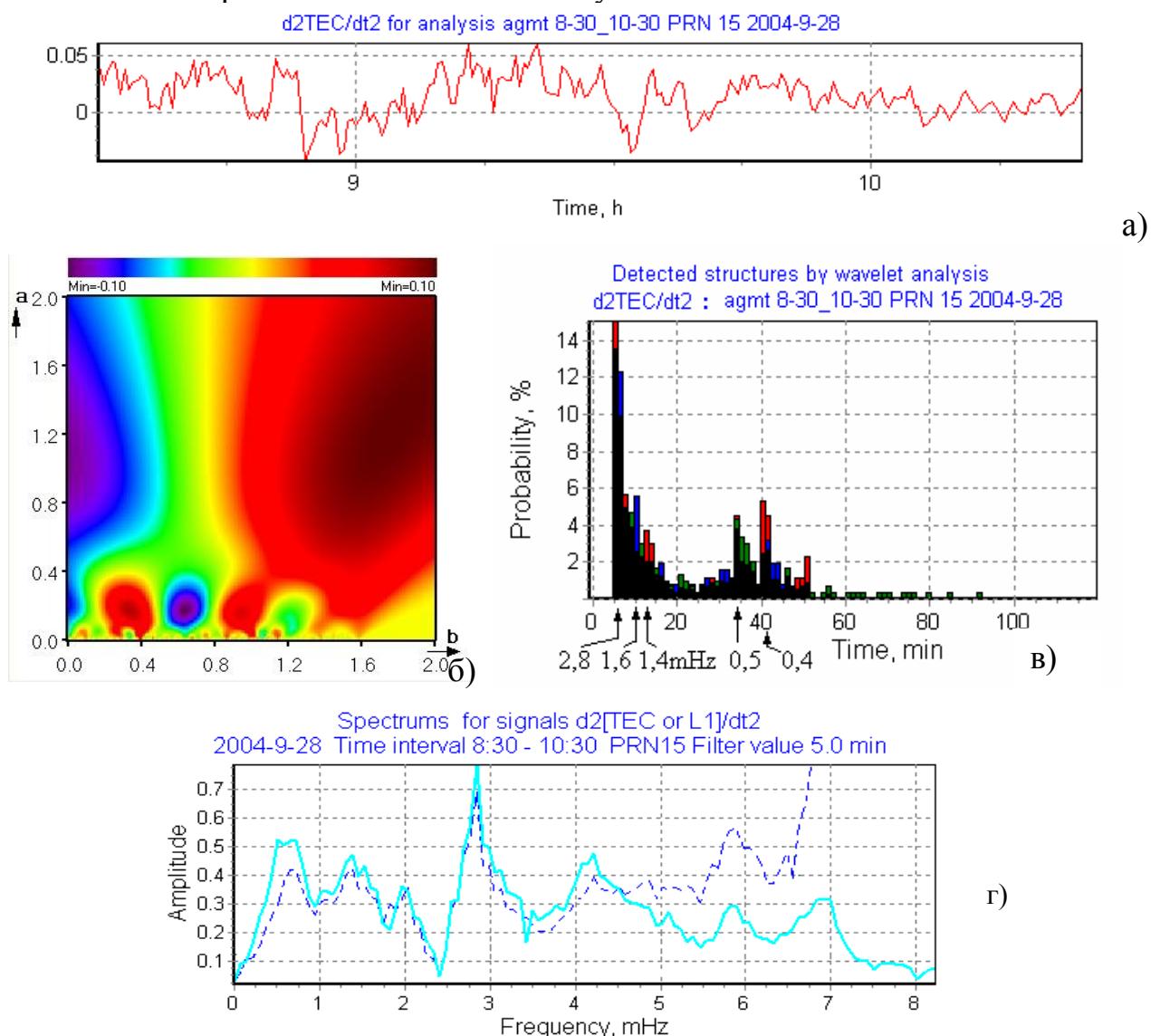


Рис.1. Пример использования предложенной методики для анализа вейвлет-спектров. Выделены периодики 6 мин (соответственно частоты 2.8 мГц), 8 мин (2 мГц), 14...12 мин (1.2...1.4 мГц), 33...28 мин (0.5...0.6 мГц) и 40 мин (0,4 мГц)

Литература

1. К. Чуи. Введение в вейвлеты. Москва: Мир, 2001.
2. Дремин И.М., Иванов О.В., Нечитайло В.А. УФН, 2001. т.171. N 5. 465.
3. Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. М., Мир, 1978.
4. Hocke K., Schlegel K. Ann. Geophys. 1996. V. 14. N 5. 917.
5. Hoffmann-Wellenhof B., Lichtenegger H., Collins J. Global Positioning System : Theory and Practice. N.-Y.: Springer-Verlag Wien, 1992.
6. Davies K., Hartmann G.K. Radio Sci. 1997. V. 32. 1695.
7. Afraimovich E.L., Palamartchouk K.S., Perevalova N.P. Jour. Atm. Terr. Phys. 1998. V. 60. N 12. 1205.
8. Захаров В.И., Куницын В.Е., Зиенко А.С. XXI Всеросс. Научн. Конф. “Распространение радиоволн”, Йошкар-Ола, 2005. Т.1. 243.

НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ ФИЗИКИ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ

Ст.преподаватель *Люсина А.В.*

Физика землетрясений – это очень обширная тема и здесь будут затронуты только некоторые аспекты исследований. В последнее время усилия ученых направлены на комплексный подход к изучению земной системы (GeoComplexity). Это означает изучение в комплексе всех явлений, которые происходят на поверхности Земли, на дне океана, в глубоких недрах Земли и в околоземном пространстве. Именно такой подход может дать вклад в понимание физики землетрясений.

В связи с этим, исследования развиваются в нескольких направлениях:

- 1) построение моделей;
- 2) изучение природных образцов;
- 3) полевые исследования и данные лабораторий;
- 4) вычислительные методики.

Землетрясение, как физическое явление, демонстрирует непредсказуемое поведение. Они являются слишком сложными и случайными, чтобы подчиняться строгим математическим закономерностям. Динамика строго коррелированных систем характеризуется многочисленностью пространственных и временных шкал, и землетрясения не исключение. Примерами являются магнитудно – частотное соотношение Гутенберга – Рихтера и закон Омори для афтершоков (форшоков). Другим примером является процесс разломообразования, который на молекулярном уровне каче-

ственno подобен трению. Таким образом, физические процессы, определяющие разломообразование и сейсмологию, происходят на временных интервалах от секунд до тысяч лет. Лабораторные эксперименты по трению скольжения используют временные масштабы от тысячных долей секунд до дней. Таким образом, остро необходимо понять, как эти физические процессы, с которыми оперируют в лабораториях, могут быть связанны с процессами, которые мы наблюдаем в полевых условиях.

При изучении землетрясений становится ясно, что это случайный процесс, который происходит только когда много сложных, связанных процессов оперируют одновременно. Такие процессы могут быть представлены алгоритмическими законами, т.е. через компьютерное моделирование. Основная цель моделирования - это объяснение и предсказание взаимного влияния физических переменных, таких как напряжение, деформация, температура, изменения плотности, наблюденные в полевых и лабораторных условиях.

Таким образом, необходимо развивать сложные численные модели, для того чтобы обеспечивать реалистичные количественные исследования по физике землетрясений.

Содержание

Подсекция: Оптика и лазерная физика

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СОСТОЯНИЯ ДВУХФОТОННОГО ПОЛЯ. Кулик С.П., Морева Е.В., Страупе С.С.	5
НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНОВЫЕ ЯВЛЕНИЯ В СЛОИСТЫХ СТРУКТУРАХ, СРЕДАХ С ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ ДИСПЕРСИЕЙ И ИХ ПРИЛОЖЕНИЯ В ФОТОНИКЕ. Сухоруков А.П., Козарь А.В., Макаров В.А.	5
СКЕЙЛИНГОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФЛУКТУАЦИЙ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ. Таначев И.А., Короленко П.В., Мишин А.Ю., Родионова С.С.	20
ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА СЦИНТИЛЛЯТОРОВ ДЛЯ МЕДИЦИНСКИХ ПРИМЕНЕНИЙ НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛОВ LUAP, АКТИВИРОВАННЫХ ЦЕРИЕМ. Каменских И.А.	23
ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ С ПЕРЕНОСОМ ЗАРЯДА ИТТЕРБИЙ-СОДЕРЖАЩИХ СЛОЖНЫХ ОКСИДОВ. Герасимова Н.В.	26
МЕХАНИЗМЫ АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В БЫСТРОПРО- ТОЧНЫХ ЛАЗЕРАХ. Федосеев А.И.	28
ОПТИЧЕСКОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ НА ОС- НОВЕ ГАДОЛИНИЙ-ГАЛЛИЕВОГО ГРАНАТА, ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ ЖИД- КОФАЗНОЙ ЭПИТАКСИИ. Рандошкин В.В., Васильева Н.В., Булаков Д.В. Пырков Ю.Н.	44

Подсекция: Радиофизика, физическая электроника и акустика

БЛИЗКОЕ К ОБРАТНОМУ ОТРАЖЕНИЕ ОБЪЕМНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН ПРИ СКОЛЬЗЯЩЕМ ПАДЕНИИ В СИЛЬНО АНИЗОТРОПНЫХ КРИСТАЛЛАХ. Волошинов В.Б., Поликарпова Н.Г., Можаев В.Г.	49
УПРУГИЕ СОУДАРЕНИЯ ВОЛНОВЫХ ПУЧКОВ В КВАДРАТИЧНО- НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ. Лобанов В.Е.	51
СВЧ-РАЗРЯДЫ В ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ПОТОКАХ ГАЗА. Александров А.Ф., Шибков В.М., Черников В.А., Ершов А.П.	55

Подсекция: Физика конденсированного состояния и физика полупроводников

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКАХ. Давитадзе С.Т., Высоцкий Д.В., Струков Б.А.	61
--	----

ГИГАНТСКАЯ ОБЪЕМНАЯ МАГНИТОСТРИКЦИЯ В МАНГАНИТАХ С КОЛОССАЛЬНЫМ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕМ И ЕЕ СВЯЗЬ С МЯГКОСТЬЮ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ.	
Королева Л.И., Демин Р.В., Абрамович А.И.	63
МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ПРОМЫШЛЕННОГО ЭЛЕКТРОЛИЗА.	
Алаторцев А.В. (ВмiК МГУ), Кузьмин Р.Н., Савенкова Н.П. (ВмiК МГУ)	67
СТРУКТУРНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В СПЛАВАХ Pd-H И Pd-M-H И ВЛИЯНИЕ ВАКАНСИЙ НА ИХ ХАРАКТЕР.	
Авдюхина В.М., Ревкевич Г.П.	68
ОБРАБОТКА ИЗОБРАЖЕНИЙ ХИМИЧЕСКИМИ РЕАКЦИОННО-ДИФФУЗИОННЫМИ СРЕДАМИ ТИПА БЕЛОУСОВА – ЖАБОТИНСКОГО.	
Уляхин С.Г., Рамбиди Н.Г.	71
НЕЛИНЕЙНОЕ ПРОПУСКАНИЕ УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ СВЕТА КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ CdSe/ZnS ПРИ ДВУХФОТОННОМ РЕЗОНАНСНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ.	
Жуков Е.А., Кабанин Д.А., Лясковский В.Л., Умайер Т.	73
ЗАМЕДЛЕНИЕ РЕЛАКСАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА ПО УРОВНЯМ ЭНЕРГИИ РАЗМЕРНОГО КВАНТОВАНИЯ В КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ CDSE/ZNS ПРИ ВЫСОКИХ УРОВНЯХ ОПТИЧЕСКОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ.	
Жуков Е.А., Добындэ И.И., Санталов А.Н.	76
ОПТИЧЕСКАЯ АНИЗОТРОПИЯ КРЕМНИЕВЫХ МИКРО- И НАНОСТРУКТУР.	
Круткова Е.Ю., Мамичев Д.М., Головань Л.А., Тимошенко В.Ю.	80
ИССЛЕДОВАНИЕ АДСОРБЦИИ ДОНОРНЫХ И АКЦЕПТОРНЫХ МОЛЕКУЛ НА ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЕВЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ МЕТОДАМИ ЭЛЕКТРОННОГО ПАРАМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА И ИНФРАКРАСНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ.	
Воронцов А.С., Осминкина Л.А., Тимошенко В.Ю.	83
ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ПОПРАВОК НА ОБМЕН И КОРРЕЛЯЦИЮ НА РАССЧИТЫВАЕМЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ АЛЮМИНИЯ.	
Шанькова М.В.	86
ГЛАДКИЙ НЕЛОКАЛЬНЫЙ МОДЕЛЬНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ ПРОСТЫХ МЕТАЛЛОВ.	
Бокарев Д.П.	87
Подсекция: Биохимическая и медицинская физика	
ИССЛЕДОВАНИЕ СОСТОЯНИЯ МЕМБРАН ЭРИТРОЦИТОВ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА ЭЛЕКТРОПОРАЦИИ.	
Козлова Е.К., Черняев А.П., Близнюк У.А., Алексеева П.Ю.	91

ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕЩЕСТВ МЕЖДУ ТОНКОМ ПОВЕРХНОСТНЫМ СЛОЕМ И ОБЪЕМНОЙ ФАЗОЙ РАСТВОРА В НЕРАВНОВЕСНЫХ УСЛОВИЯХ. Яковенко Л.В., Чжан Даюй, Твердислов В.А.....	94
ПОВЫШЕНИЕ КОНФОРМНОСТИ ОБЛУЧЕНИЯ МИШЕНИ ПУЧКАМИ ФОТОНОВ И ЭЛЕКТРОНОВ. Белоусов А.В., Варзарь С.М., Куракин А.А., Осипов А., Черняев А.П.....	95
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ БЕЛКОВ СЫВОРОТКИ КРОВИ С ИОНАМИ. Петрова Г.П., Петруевич Ю.М.....	98
ТЕРЕТИКО-ВОЗМОЖНОСТНАЯ МОДЕЛЬ НЕЙРОННОЙ СЕТИ. Мазаева И.В.....	99
БИО-ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ В НАНОТЕХНОЛОГИИ. Хомутов Г.Б.....	102
ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА В РАСТВОРАХ, СОДЕРЖАЩИХ ИОНЫ СВИНЦА. Сокол Н.В.....	105
МИТОХОНДРИИ СЕРДЦА: ОТВЕТ НА ПАТОЛОГИЧЕСКИЙ СТРЕСС. Руге Э.К., Свиряева И.В. (ФГУ РКНПК Росздрава), Губкина С.А., Шумаев К.Б. (Институт биохимии РАН).....	107

Подсекция: Теоретическая и математическая физика

НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНЫ В ПОТОКАХ НЕЙТРАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ С СОБСТВЕННЫМ МАГНИТНЫМ МОМЕНТОМ. Кузьменков Л.С., Харабадзе Д.Э.....	111
ЧИСЛЕННЫЕ МЕТОДЫ ДЛЯ СОБОЛЕВСКИХ УРАВНЕНИЙ. Альшин А.Б.....	113
РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЙ ПОЛЯ В ЧИСЛЕННОЙ МОДЕЛИ ПЛАЗМЫ БЕЗ ИЗЛУЧЕНИЯ. Бородачев Л.В., Литвинюк В.В.....	125
О КРАЕВЫХ ЗАДАЧАХ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ВОЛНОВЕДУЩИХ СИСТЕМ. Малых М.Д.....	128
ВНУТРЕННИЕ И ПОГРАНИЧНЫЕ СЛОИ В СИНГУЛЯРНО ВОЗМУЩЕННЫХ ИНТЕГРО-ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЯХ. Нефедов Н.Н., Никитин А.Г.....	137
ВКЛАД СТРАННОГО КВАРКА В СПИНОВЫЕ АСИММЕТРИИ ПРИ УПРУГОМ ЭЛЕКТРОН-ПРОТОННОМ ЭЛЕКТРОСЛАБОМ РАССЕЯНИИ. Керимов Б.К., Сафин М.Я. (Российский Университет дружбы народов)	138

РАСПАДЫ ПСЕВДОСКАЛЯРНЫХ МЕЗОНОВ С DELTA L=2 В СУПЕРСИММЕТРИЧНОЙ ТЕОРИИ С НЕСОХРАНЕНИЕМ R-ЧЕТНОСТИ.	
Али А. (DESY, Hamburg), Борисов А.В., М.В.Сидорова	141
РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ТЕОРИЯ URCA-ПРОЦЕССОВ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ.	
Студеникин А.И., Шенкевич С.А.	144
КОНДЕНСАЦИЯ КВАРКОВ ВО ВНЕШНЕМ ХРОМОМАГНИТНОМ ПОЛЕ.	
Жуковский В.Ч., Федотов А.М.	145
ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ДИЛАТОНОВ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ КОСМИЧЕСКИХ СУПЕРСТРУН.	
Гальцов Д.В., Е.Ю. Мелькумова, Салеха К.	148
ГЕНЕРАЦИЯ 1/f ШУМА КВАНТОВЫМИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ ФЛУКТУАЦИЯМИ.	
Казаков К.А.....	149
МАССЫ ЧАСТИЦ В МНОГОМЕРНЫХ ТЕОРИЯХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ.	
Владимиров Ю.С., Болохова С.В.....	152

Подсекция: Методика преподавания

ОПЫТ СОЗДАНИЯ УЧЕБНОГО ПОСОБИЯ «ЗАДАЧИ МОСКОВСКИХ ГОРОДСКИХ ОЛИМПИАД ПО ФИЗИКЕ. 1986-2005».	
Варламов С.Д. (СУНЦ МГУ), Зинковский В.И. (МИОО), Семенов М.В., Старокуров Ю.В., Шведов О.Ю., Якута А.А.....	157
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МОДЕЛЬНЫХ ПРОГРАММ ПО ОПТИКЕ В ОБЩЕМ ФИЗИЧЕСКОМ ПРАКТИКУМЕ.	
Митин И.В., Селиверстов А.В.	160
ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОБУЧЕНИЯ СТУДЕНТОВ НЕФИЗИЧЕСКИХ СПЕЦИАЛЬНОСТЕЙ НА СЕМИНАРСКИХ ЗАНЯТИЯХ.	
Антошина Л.Г., Неделько В.И.	162
САЙТ «ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА В ИНТЕРНЕТЕ». ОПЫТ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В УЧЕБНОМ ПРОЦЕССЕ.	
Ишханов Б.С., Кэбин Э.И.	164
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ БАЗ ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ В УЧЕБНОМ ПРОЦЕССЕ.	
Варламов В.В., Кэбин Э.И., Степанов М.Е.....	166
О РАЗВИТИИ КОМПЬЮТЕРНОГО ТЕСТИРОВАНИЯ НА ФИЗИЧЕСКОМ ФАКУЛЬТЕТЕ МГУ.	
Терентьев М.А.	168

НОВЫЙ МНОГОУРОВНЕВЫЙ МУЛЬТИМЕДИЙНЫЙ УЧЕБНИК ПО ФИЗИКЕ ДЛЯ СРЕДНЕЙ ШКОЛЫ.

Грязнов А.Ю., Рыжиков С.Б..... 171

ПОВЫШЕНИЕ ИНТЕРЕСА У ШКОЛЬНИКОВ К ФИЗИКЕ ПУТЕМ ПРОВЕДЕНИЯ С НИМИ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИХ РАБОТ НА ОПЫТЕ РАБОТЫ ВЕЧЕРНЕЙ ФИЗИЧЕСКОЙ ШКОЛЫ ПРИ ФИЗИЧЕСКОМ ФАКУЛЬТЕТЕ МГУ.

Рыжиков С.Б. 172

ТИПЫ ХИМИЧЕСКИХ СВЯЗЕЙ В ФИЗИКЕ КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА.

Миронова Г.А. 175

Подсекция: Науки о Земле

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ И УСЛОВИЙ ФОРМИРОВАНИЯ БАЗАЛЬТОВ РИФТОВОЙ ЗОНЫ КРАСНОГО МОРЯ.

Трухин В.И., Максимочкин В.И., Жиляева В.А., Курочкина Е.С..... 181

ОСОБЕННОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ ЕСТЕСТВЕННОЙ ОСТАТОЧНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ КРАСНОМОРСКИХ БАЗАЛЬТОВ.

Трухин В.И., Курочкина Е.С., Максимочкин В.И. 184

ОРОГРАФИЧЕСКИЕ ВОЗМУЩЕНИЯ НАД ГОРАМИ И БЕЗОПАСНОСТЬ ПОЛЕТОВ ГРАЖДАНСКИХ САМОЛЕТОВ.

Кожевников В.Н., Мемариан М.Х. 188

ЛУЧЕВАЯ РАДИОТОМОГРАФИЯ ИОНОСФЕРЫ.

Андреева Е.С. 191

ПРАКТИЧНЫЙ ЛОКАТОР ДЛЯ МОНИТОРИНГА ПОЛЯ ВЕТРА В ЗАДАЧАХ ГЕОФИЗИЧЕСКОГО ОБУЧЕНИЯ.

Юшков В.П., Каллистратова М.А. (ИФА РАН им. Обухова),
Кузнецов Р.Д. (ИФА РАН) 203

ВЛИЯНИЕ КОНТАКТНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ В ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ДИСПЕРСНЫХ СРЕДАХ.

Петрунин Г.И., Попов В.Г. 207

КАТАСТРОФИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ НА ШЕЛЬФЕ МОРЕЙ И ОКЕАНОВ.

Шелковников Н.К.... 210

МЕТОДИКА СТАТИСТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА ВЕЙВЛЕТ-СПЕКТРОВ ИОНОСФЕРНЫХ СИГНАЛОВ СИСТЕМЫ GPS.

Захаров В.И., Зиенко А.С. 211

НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ ФИЗИКИ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ

Люсина А.В. 214