

## МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА

Председатель подсекции  
проф. Петрова Галина Петровна

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ И ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ ПО ОТДЕЛЬНОСТИ И СОВМЕСТНО С ФАРМАЦЕВТИЧЕСКИМИ ПРЕПАРАТАМИ НА МЕМБРАНЫ ЭРИТРОЦИТОВ

Алексеева П.Ю.<sup>1</sup>, Близнюк У.А.<sup>1</sup>, Черняев А.П.<sup>1</sup>, Казиев Г.Р.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>2</sup>Московская медицинская академия им. И.М. Сеченова, Москва, Россия

Для оценки степени поражения живого объекта, возникающего в результате воздействия ионизирующего излучения, важен учет характера, способа его облучения и структурно-функциональное состояние самого объекта. В настоящее время различные виды ионизирующих излучений получили широкое применение в медицине. В частности, действие пучков электронов и  $\gamma$ -излучения как на организм в целом, так и на отдельные клетки, остается актуальным в связи с развитием методов лучевой терапии. В ряде случаев ионизирующее излучение применяется совместно с фармацевтическими препаратами.

В работе представлены результаты экспериментальных исследований по воздействию ионизирующего излучения (пучков электронов, гамма-излучения) и фармацевтических препаратов на мембранны эритроцитов. Регистрируемым процессом являлся индуцируемый внешним фактором гемолиз эритроцитов. Для выявления скрытых повреждений мембран эритроцитов использовался метод калиброванной электропорации. Биологический эффект оценивался по изменению константы скорости гемолиза клеток.

Показано, что пространственное распределение константы скорости гемолиза в результате воздействия пучка электронов на биологические мембранны характеризовалось основным (в начале пробега) и дополнительным (в конце пробега) максимумами. Зависимость относительной константы скорости гемолиза эритроцитов от экспериментально измеренной поглощенной дозы в диапазоне от 8 до 4500 Гр носила нелинейных характер. Проведен аналитический расчет изменений спектральных характеристик пучка электронов при его распространении в веществе с помощью программного кода EGS и оценка пространственного распределения эффективности воздействия пучка электронов в зависимости от характеристик пучка.

При воздействии пучка электронов в дозе 2500 Гр установлена нелинейная зависимость константы скорости гемолиза от концентрации эритроцитов в суспензии. При уменьшении концентрации эритроцитов с 10 до 0,3 % от концентрации эритроцитов в крови отношение констант скоростей гемолиза эритроцитов облученной и контрольной суспензий возрастало (для концентрации 0,3 % - до  $5 \pm 0,5$ ). При концентрациях суспензий 10 – 100 % от концентрации эритроцитов в крови отношение констант скоростей гемолиза эритроцитов облученной и контрольной суспензий не зависело от концентрации клеток и было равно  $1,50 \pm 0,16$ . Соизмеримые по величине эффекты наблюдались в суспензии с анестетиком эсмареном.

При действии пучка электронов (дозы 100 – 1000 Гр) совместно с анестетиком

эсмероном (концентрации 0,02 – 2 мкг/мл) на суспензию эритроцитов наблюдалась суперпозиция эффектов от воздействия пучка электронов и эсмерона по отдельности. При воздействии пучка электронов в дозе 2500 Гр на суспензию эритроцитов с кровезаменителем перфтораном в концентрации 100 мкл/мл константы скоростей гемолиза облученной и необлученной суспензий были равны между собой. В результате воздействия  $\gamma$ -излучения в малых дозах (1 - 35 Р) наблюдался нестабильный ответ биологическихnanoструктур (мембран эритроцитов).

E-mail: alexeevapo@mail.ru

## ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЙРОПРОТЕКТОРНЫХ СВОЙСТВ ПРЕПАРАТА СЕМАКС ПРИ ИШЕМИИ ГОЛОВНОГО МОЗГА МЕТОДАМИ ЛЮМИНЕСЦЕНТНОГО АНАЛИЗА

Буравцов Д.Е., Власова И.М.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия*

Среди исследований механизмов защиты головного мозга от повреждения при ишемии большую роль сейчас играют работы, связанные с изучением медикаментозных препаратов, обладающих нейропротекторным действием. Одним из таких препаратов является синтетический полипептид Семакс (Met-Glu-His-Phe-Pro-Gly-Pro). При мозговом инсульте Семакс благодаря своим свойствам значительно ограничивает повреждение головного мозга, если его применяют сразу после инсульта.

Целью настоящей работы было изучить нейропротекторные свойства препарата Семакс на уровень окислительного стресса в тканях головного мозга при ишемии головного мозга по оценке свободнорадикального повреждения липопротеинов низкой плотности (ЛПНП) сыворотки крови животных методами люминесцентного анализа.

В ходе исследований были проведены измерения флуоресценции ( $\lambda_{возб} = 350$  нм) полученных в различные дни образцов сыворотки крови крыс двух групп: 1 - получавшей Семакс, 2 - контрольной группы, получавшей физиологический раствор. Показано, что после процедуры ишемии головного мозга наблюдается увеличение интенсивности в максимуме спектров флуоресценции сыворотки крови в обеих группах животных по сравнению с интенсивностью в максимуме спектров флуоресценции сыворотки крови животных до ишемии головного мозга. Данный наблюдаемый эффект объясняется в рамках свободнорадикальной теории окислительного стресса.

Между двумя группами животных наблюдаются отличия в интенсивности в максимуме спектров флуоресценции сыворотки крови животных, перенесших ишемию головного мозга, при рассмотрении кинетики по дням после ишемии головного мозга. В первые три дня после процедуры экспериментальной ишемии головного мозга отличия между двумя группами животных в интенсивностях в максимумах спектров флуоресценции незначительны. Существенные отличия между этими двумя группами животных начинаются после третьего дня после ишемии головного мозга. Хотя в обеих группах наблюдается увеличение интенсивности в максимумах спектров флуоресценции сыворотки крови, но при этом в контрольной группе, получавшей физиологический раствор, это увеличение намного больше по сравнению с группой, получавшей Семакс. Также в группе животных, получавших Семакс, наблюдается более монотонное поведение интенсивности в максимуме спектров флуоресценции сыворотки крови в зависимости от номера дня по сравнению с контрольной группой животных.

При ишемии головного мозга происходит повышенное образование активных форм кислорода (АФК) по двум причинам. Первая из них – нарушение окислительного фосфорилирования в тканях головного мозга. Вторая – включение воспалительной ли-

ний защиты организма при некрозе ткани головного мозга, т.е. активация макрофагов и нейтрофилов, производящих множество свободнорадикальных соединений. Вследствие сбоев окислительного фосфорилирования в клетках тканей головного мозга АФК образуются сразу после ишемии головного мозга или в течение первого дня. А включение воспалительной линии защиты организма при некрозе тканей головного мозга при ишемии происходит позднее – спустя 1 – 2 дня после операции. Как видно из наших экспериментов, Семакс уменьшает окислительный стресс в тканях головного мозга при ишемии, уменьшая вклад второй причины – уменьшая производство свободнорадикальных соединений при включении воспалительной линии защиты.

Авторы выражают глубокую признательность своему научному руководителю - профессору, доктору физ.-мат. наук Салецкому А.М. за оказанное внимание и помошь в выполнении работы.

E-mail: [vlasovairina1979@mail.ru](mailto:vlasovairina1979@mail.ru)

## ИССЛЕДОВАНИЕ АНИОННЫХ ФЛУОРЕСЦЕНТНЫХ ЗОНДОВ В РАСТВОРАХ СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА ЧЕЛОВЕКА

Бухарова Е.М., Власова И.М.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия*

Исследование анионных флуоресцентных красителей важно в связи с их широким использованием в прикладных биологических задачах в качестве флуоресцентных зондов, связывающихся с белками плазмы крови человека. В данной работе представлены результаты исследований флуоресценции и молекулярной ассоциации флуоресцентных зондов флуоресцеина и эозина в растворах сывороточного альбумина человека при различных значениях pH. Флуоресцеин и эозин принадлежат к одному гомологичному ряду красителей: эозин является бромированной производной флуоресцеина. В работе исследованы спектры флуоресценции обоих зондов: для эозина длина волны возбуждения флуоресценции – 520 нм, для флуоресцеина – 440 нм. Максимум спектров флуоресценции эозина наблюдался на 544 нм для растворов без белка и на 560 нм для растворов с белком. Максимум спектров флуоресценции флуоресцеина наблюдался на 510 нм для растворов без белка и на 515 нм для растворов с белком. Для обоих красителей показано тушение флуоресценции в белковых растворах. В зависимости от pH раствора наблюдается различное комплексообразование молекул красителя и сывороточного альбумина человека. В частности, эозин лучше связывается с белком при низких значениях pH (меньших 5,0), а по мере увеличения pH связывание эозина с альбумином уменьшается. Несколько иная картина наблюдается для флуоресцеина: наиболее сильное связывание с альбумином наблюдается в узкой области значений pH (5,0 – 7,0), а при увеличении и уменьшении pH относительно области 5,0 – 7,0 наблюдается уменьшение связывания флуоресцеина с белком.

В ходе исследований по спектрам поглощения красителей была рассчитана степень молекулярной ассоциации данных красителей в растворах альбумина при различных значениях pH. Во-первых, показано, что степень ассоциации каждого красителя в растворах альбумина меньше степени ассоциации этого красителя в растворах без белка. Во-вторых, зарегистрировано, что степень ассоциации флуоресцеина много больше степени ассоциации эозина. Также показано, что степень ассоциации эозина как в растворах с белком, так и в растворах без белка, убывает при увеличении pH раствора, что объясняется электростатическим отталкиванием отрицательно заряженных молекул эозина при высоких значениях pH. Зависимость степени ассоциации флуоресцеина имеет более сложный нелинейный вид. Максимум степени ассоциации флуоресцеина имеет

место при pH 6,0, что объясняется электрически нейтральной формой флуоресцеина при этих значениях pH. При уменьшении pH относительно 6,0 флуоресцеин находится в положительной форме. При увеличении pH относительно 6,0 флуоресцеин находится в отрицательной форме.

В работе исследован угол между ассоциированными в димеры молекулами красителей как в растворах альбумина, так и в растворах без белка. Во-первых, показано, что угол между ассоциированными молекулами для димеров эозина больше по сравнению с углом для димеров флуоресцеина. Во-вторых, для обоих красителей наблюдается увеличение угла между их ассоциированными молекулами в растворах с белком по сравнению с растворами без белка. Зависимость угла между плоскостями ассоциированных молекул эозина от pH раствора имеет линейный вид: угол возрастает с увеличением pH. Зависимость угла между плоскостями ассоциированных молекул флуоресцеина от pH имеет нелинейный вид с минимумом при pH 6,0.

Авторы выражают глубокую признательность своему научному руководителю – профессору, доктору физ.-мат. наук Салецкому А.М. за оказанное внимание и помочь в выполнении работы.

E-mail: [ylasovairina1979@mail.ru](mailto:ylasovairina1979@mail.ru)

## РАЗРАБОТКА ЯМР И ФЛУОРЕСЦЕНТНО-КОНТРАСТНЫХ НАНОЧАСТИЦ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ РАКА.

\*\*Грачев П.В.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

Методы диагностики рака с использованием одного из редкоземельных элементов – гадолиния хорошо известно и активно используется в ЯМР – диагностике. Однако, тропность к опухоли желает оставлять лучшего, поэтому поиск новых контрастеров продолжается. Наши исследования (и не только наши) показали высокие значения контрастности для некоторых наночастиц, существенно превышающие значения контрастности веществ, используемых в настоящее время как для ЯМР, так и для флуоресцентной диагностики. Собственная флуоресценция биологических тканей ограничивает чувствительность методов флуоресцентной диагностики. Основное достоинство РЗЭ в качестве контрастеров заключается в том, что время жизни их флуоресценции существенно выше, чем собственная флуоресценция биологических тканей. Поэтому если создать регистрирующее устройство, которое начинает регистрировать флуоресценцию биологической ткани только после того, как вы светятся собственные флуорофоры, то чувствительность диагностики опухолей должна значительно повыситься. Если добавить к этому ЯМР-контрастность, то такой комплексный подход может существенно повысить диагностику рака даже на самых ранних стадиях.

Методика лазерно–флуоресцентной спектроскопии разработанная в лаборатории лазерной биоспектроскопии ЦЕНИ ИОФ им. А.М. Прохорова РАН широко используется для контроля при фотодинамической терапии. На основе данной методики разработан и серийно выпускается волоконно-оптический спектрометр ЛЭСА. Используя данный прибор были получены спектры флуоресценции оксидов и фторидов различных редкоземельных элементов, таких как европий, самарий, иттрий, тербий, иттербий...

\*\* Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

На основе полученных данных, нами совместно с ГНЦ ГНИПИ Гиредмет разрабатываются нанокомпозиты редкоземельных элементов для диагностики опухолей. В настоящее время разработаны наночастицы, содержащие ионы европия и диспрозия, размером 5 нм. В нашей лаборатории разработана технология покрытия наночастиц биополимерами с целью создания оптимальных условий для диагностики опухолей.

Чтобы повысить чувствительность диагностики опухолей, мы создаем макет установки для регистрации флуоресценции наночастиц редкоземельных элементов с задержкой во времени. Эта установка позволит разделить флуоресценцию биологической ткани и флуорофоров во времени. Разрабатываемый метод регистрации ЯМР и флуоресцентно-контрастных наночастиц редкоземельных элементов в биологических тканях позволит перейти на новый качественный уровень ранней диагностики онкологических заболеваний.

E-mail: p.v.grachev@gmail.com

#### **Литература**

Loschenov V. B., Taraz M. Developing system for delivery of optical radiation in medicobiological researches. // Proc. SPIE. 2004. V. 5449, P. 261-266.

Стратонников А.А., Рябова А.В., Савельева Т.А., Лощенов В.Б., Меерович Г.А. Использование спектроскопии обратного диффузного отражения света для мониторинга состояния тканей при фотодинамической терапии. // Квантовая Электроника. 2006. Т. 36, N12. С. 1103-1110.

## **ДЕНАТУРАЦИЯ СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА ЧЕЛОВЕКА ПОД ДЕЙСТИЕМ ДСН ПО СПЕКТРАМ БЕЛКОВОЙ ТРИПТОФАНОВОЙ ФЛУОРесценции**

Журавлева В.В., Прохоров Я.В., Власова И.М.

***МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия***

В данной работе представлены исследования денатурации важнейшего транспортного белка плазмы крови – сывороточного альбумина человека – под действием додецилсульфата натрия (ДСН) при различных значениях pH растворов методами флуоресцентной спектроскопии по анализу спектров собственной белковой (триптофановой) флуоресценции (длина волны возбуждения флуоресценции 280 нм).

Уникальная способность молекулы сывороточного альбумина человека связывать обширный круг органических и неорганических лигандов определяет одну из основных функций этого белка – транспорт физиологических метаболитов. Основой взаимодействий молекулы альбумина с лигандами является структурная подвижность этой белковой молекулы, обеспеченная петлевой укладкой единственной полипептидной цепи белка из 585 аминокислотных остатков. Вторичная структура сывороточного альбумина человека состоит из  $\alpha$ -спиральных участков и участков хаотической укладки. На сегодняшний день существуют две модели третичной структуры сывороточного альбумина человека: модель вытянутого эллипсоида или «сигары», модель «сердца», построенных из 3 практически одинаковых доменов.

Денатурацией называют существенное изменение вторичной и третичной структуры белка, т.е. нарушение системы нековалентных взаимодействий, не затрагивающее его ковалентной структуры. Денатурация сопровождается утратой белком функциональных свойств, что обуславливает интерес к изучению механизмов белковой денатурации. Эффективными денатурирующими агентами являются ионные детергенты, сре-

ди которых особенно часто используют анионный детергент додецилсульфат натрия (ДСН):  $\text{H}_3\text{C}-(\text{CH}_2)_{11}-\text{OSO}_3^-\text{Na}^+$ .

Установленные в работе зависимости интенсивности в максимуме спектра собственной триптофановой флуоресценции сывороточного альбумина человека при различных значениях рН от концентрации ДСН объясняются двустадийным механизмом денатурации сывороточного альбумина человека в присутствии ДСН.

При значениях рН, меньших изоэлектрической точки рI альбумина, видно, что денатурация альбумина в присутствии ДСН при этих значениях рН представляет собой двустадийный процесс. При концентрациях ДСН, меньших 2 мМ, происходит первая стадия: белковые глобулы разрыхляются, но полного разворачивания еще не произошло. При концентрациях ДСН от 2 мМ до 5 мМ белковые молекулы из состояния разрыхленности переходят во вторую стадию денатурации - стадию полного разворачивания. Дальнейшее увеличение ДСН ничего не меняет в данной системе.

При значениях рН, больших рI альбумина, двустадийный процесс денатурации альбумина в присутствии ДСН проходит только одну первую стадию. При концентрациях ДСН, меньших 2 мМ, наблюдается денатурационное разрыхление белковых глобул (первая стадия). Добавление больших количеств ДСН при этих значениях рН не приводит к дальнейшей второй стадии денатурации.

По полученным результатам показано, что денатурация альбумина в присутствии ДСН носит двустадийный характер: первая стадия – разрыхление белковых глобул, вторая стадия – полное разворачивание молекул белка. Установлено, что денатурация альбумина под воздействием ДСН происходит лучше при рН раствора, меньших рI белка.

\* Авторы выражают глубокую признательность своему научному руководителю - профессору, доктору физ.-мат. наук Салецкому А.М. за оказанное внимание и помошь в выполнении работы.

e-mail: [vlasovairina1979@mail.ru](mailto:vlasovairina1979@mail.ru)

## МОЛЕКУЛЯРНАЯ ПОДВИЖНОСТЬ В РАСТВОРАХ КОЛЛАГЕНА, СОДЕРЖАЩИХ ИОНЫ МЕТАЛЛОВ С РАЗЛИЧНЫМИ ИОННЫМИ РАДИУСАМИ

Петрова Г.П., Петруевич Ю.М., Перфильева И., Иванова М.С.,  
Чжан Сяолэй

*МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

Большой интерес представляет изучение свойств молекул коллагена в водных растворах, принадлежащего к классу фибрillлярных белков. Коллаген является самым распространенным белком, входящим в состав организма человека.

Оптические свойства и молекулярная подвижность коллагена были исследованы с помощью метода динамического рассеяния света. В этом методе исследуется корреляционная функция флюктуаций интенсивности рассеянного света, обусловленных броуновским движением частиц раствора. При этом могут быть определены коэффициенты трансляционной диффузии и их гидродинамические радиусы.

С помощью данного метода получены зависимости коэффициентов трансляционной диффузии молекул коллагена от рН в чистых водных растворах и в растворах, содержащих соли:  $\text{CaSO}_4$ ,  $\text{NaCl}$ ,  $\text{KCl}$  и  $\text{Pb}(\text{CH}_3\text{COO})_2$ . Обнаружено, что размер ионного радиуса металла влияет на межмолекулярные взаимодействия и подвижность молекул коллагена в растворе. Таким образом, ионы калия и свинца, обладающие большими

ионными радиусами ( $K^+$ -1,33 $\text{\AA}$ ,  $Pb^{2+}$ -1,2 $\text{\AA}$ ), приводят к образованию макромолекулярных комплексов в растворах коллагена – кластеров. А присутствие в растворе ионов кальция и натрия с небольшими ионными радиусами ( $Ca^{2+}$ -0,99 $\text{\AA}$ ,  $Na^+$ -0,8 $\text{\AA}$ ), не приводят к таким образованиям.

В результате проведения работы были получены нелинейные зависимости коэффициента трансляционной диффузии с максимумом вблизи изоэлектрической точки ( $pH \sim 6.0$ ) в чистом водном растворе и в растворах с добавлением солей  $CaSO_4$  и  $NaCl$ . Обратные зависимости коэффициента трансляционной диффузии с минимумом в изоэлектрической точке были получены в результате добавления в раствор  $KCl$  и  $Pb(CH_3COO)_2$ . Последний случай свидетельствует о формировании кластеров молекул коллагена в растворах.

Сравнение величин коэффициентов диффузии в водных растворах коллагена, содержащих соли  $KCl$  и  $Pb(CH_3COO)_2$  показывает, что с ростом ионной силы раствора коэффициент диффузии уменьшается. Это указывает на то, что с увеличением концентрации ионов  $K^+$  и  $Pb^{2+}$  в растворе масса рассеивающих частиц также растет.

E-mail: [perfilieva@phys.msu.ru](mailto:perfilieva@phys.msu.ru), [nurbinaims@mail.ru](mailto:nurbinaims@mail.ru)

## ВЛИЯНИЕ ГЛЮКОЗЫ НА ДИФФУЗНОЕ ОТРАЖЕНИЕ СВЕРХКОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ ОТ БИОТКАНИ

Быков А.В., Индукаев А.К.

*MГУ им. М.В. Ломоносова*

Задача неинвазивного определения концентрации глюкозы в крови человека – одна из важных и актуальных проблем современной биомедицинской физики, поскольку решение этой проблемы позволит улучшить качество жизни многочисленных больных сахарным диабетом. Созданием такого диагностического метода заняты многие научные группы, применяющие такие подходы как оптическая когерентная томография, спектроскопия ближнего инфракрасного диапазона, пространственно разрешенная рефлектометрия [1]. Известно, что изменение концентрации глюкозы в крови оказывает влияние на параметры светорассеяния клеток, такие как сечение и фазовая функция рассеяния, а также показатель анизотропии. Целью настоящей работы является экспериментальное исследование влияния глюкозы на диффузное отражение фемтосекундных лазерных импульсов от однослойной и трехслойной моделей среды, имитирующей кожу человека.

Исследования проводились на установке, разработанной на основе щелевой камеры «АГАТ-ВУФ» и титан-сапфирового фемтосекундного лазера с центральной длиной волны 800 нм, длительностью импульса 40 фс, частотой повторения 10 Гц и энергией импульса до 40 мДж. Часть излучения по оптоволокну поступает на исследуемую физическую модель (phantom) биоткани, другая часть также по оптоволокну подается непосредственно на щелевую камеру и используется как опорный сигнал. Далее, диффузно отраженное от фантома излучение собирается десятью световодами измерительной головки, расположенными на различных расстояниях от точки ввода зондирующего излучения в среду (от 530 мкм до 5.3 мм), и подается на щелевую камеру. Полученные временные развертки отраженных и опорного сигналов с экрана щелевой камеры передавались на компьютер с помощью CCD-камеры и объектива. После усреднения по 25-30 импульсам рассчитывались пиковая интенсивность, длительность и временной профиль интенсивности сигнала с каждого приемного световода. На основании полу-

ченных значений была произведена оценка влияния глюкозы на параметры отраженных от фантома импульсов.

Определена относительная чувствительность  $S$  исследуемых параметров к изменению уровня глюкозы для различных расстояний между источником и детектором. В случае однослоиной модели, в которой в качестве среды использовался 2% водный раствор липофундина, наиболее чувствительным параметром оказалась пиковая интенсивность рассеянного импульса  $I$ . Для первого оптоволоконного детектора (расстояние от источника 0.53 мм)  $S_I = 0.025 \pm 0.005 \text{ \%/(мг/дл)}$ , для второго детектора (на расстоянии 1.06 мм)  $S_I = 0.027 \pm 0.007 \text{ \%/(мг/дл)}$  и для третьего (на расстоянии 1.59 мм)  $S_I = 0.022 \pm 0.005 \text{ \%/(мг/дл)}$ . Для трехслойной модели, в которой чередовались слои липофундин-кровь-липофундин, рассмотренные параметры имеют практически одинаковую относительную чувствительность. В частности, для пиковой интенсивности импульса она составляет на первом детекторе  $0.012 \pm 0.003 \text{ \%/(мг/дл)}$ , на втором –  $0.014 \pm 0.004 \text{ \%/(мг/дл)}$ , и на третьем –  $0.024 \pm 0.006 \text{ \%/(мг/дл)}$  [2].

Таким образом, нами показана принципиальная возможность использования метода пространственно-временной рефлектометрии для решения поставленной задачи.

1. R.J. McNichols and G.L. Coté, “Optical glucose sensing in biological fluids: an overview”, *Journal of Biomedical Optics*, №5, 5-16 (2000).
2. А.В. Быков, А.К. Индукаев, А.В. Приезжев, Р. Мюллюя, “Исследование влияния глюкозы на диффузное отражение сверхкоротких лазерных импульсов от среды, имитирующей биоткань”, *Квантовая электроника*, № 5 (2008).

E-mail: [indukaev.a@gmail.com](mailto:indukaev.a@gmail.com)

## ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЙ ФОСФОЛИПИДНОГО СПЕКТРА В ПЛАЗМЕ КРОВИ ПАЦИЕНТОВ С БОЛЕЗНЬЮ АЛЬЦГЕЙМЕРА МЕТОДОМ МАСС-СПЕКТРОМЕТРИИ.

Каратассо Ю.О.<sup>1</sup>

*Институт Биохимической Физики РАН, г. Москва, Россия*

Болезнь Альцгеймера (БА) является наиболее частой причиной слабоумия, развивающегося у лиц пожилого и старческого возраста. В настоящее время болезнью Альцгеймера страдает значительная часть населения в возрасте 60 и старше лет. В США и Европе, где проводится серьезный мониторинг данного заболевания, число пожилых людей, страдающих деменцией альцгеймеровского типа, составляет около 12 млн. человек. По данным эпидемиологических исследований, выполненных в НЦПЗ РАМН, общая численность больных, страдающих БА в России, в настоящий момент составляет около 1,4 млн. человек. Данное заболевание требует дорогостоящего и длительного лечения и ухода за больными.

Показано, что развитие БА связано с изменением липидного спектра клеток мозга. В то же время успехи современной масс-спектрометрии (МС) привели к появлению такой новой области науки как липидомика, и одним из главных инструментов лабораторий, занятых в этой области является МС. Это обусловлено тем, что МС имеет ряд преимуществ при исследовании липидов по сравнению с классическими методами: высокая чувствительность, позволяющая работать с малыми количествами образца, высокой специфичностью, позволяющей по массе молекулы определить ее состав и возможностью проводить количественный анализ при использовании внутренних стандартов.

Мы исследовали влияние двух лекарственных препаратов: экселона и мемантин, применяемых для лечения БА, на липидный состав плазмы крови пациентов. Методом МС были определены в плазме крови такие классы фосфолипиды как фосфатидилхолины (26 молекулярных видов), лизофосфатидилхолины (9 молекулярных видов), сфингомиелины (5 молекулярных видов) и фосфатидилэтаноламины (16 молекулярных видов). Экселон является селективным ингибитором фермента ацетилхолинэстеразы, участвующего в реакциях холинового обмена. Мы показали, что в результате лечения пациентов в течение трех месяцев этим препаратом количество указанных фосфолипидов кроме фосфатидилэтаноламинов, понижается по сравнению с больными, не принимавшими лекарства. Это справедливо как для общего количества липидов, так и для каждого из молекулярных видов внутри одного класса, где разница для отдельных молекул составляет от 8% до 25%. Прием мемантина, блокирующего глутаматные NMDA-рецепторы, также достоверно понижает уровень всех фосфолипидов кроме фосфотидилэтаноламинов, по сравнению с больными, не принимавшими лекарства. Причем в случае мемантина эффект является более выраженным, повышая эффект экселона в 1,5-2 раза. Это определяется, вероятно, длительностью лечения и эффективностью препарата.

Таким образом, разработанный нами метод анализа липидного спектра методом МС позволяет проводить диагностику БА, а также проводить мониторинг эффективности лечения пациентов с деменцией Альцгеймеровского типа препаратами нового поколения, вызывающими изменения в спектре липидов компонентов крови человека.

Автор выражает признательность профессору, д.б.н Алесенко А.В. за помощь в подготовке тезисов.

E-mail: karatass-ok@yandex.ru

## ОЦЕНКА КАЧЕСТВА ОБЛУЧЕНИЯ БОЛЬНЫХ РАКОМ МОЛОЧНОЙ ЖЕЛЕЗЫ НА МЕДИЦИНСКОМ ПУЧКЕ ИТЭФ

Красильникова А.С.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия*

Рак молочной железы (РМЖ) считается одной из сложнейших для выбора рационального лечения локализаций рака в связи с многообразием вариантов клинического проявления и течения заболевания. Среднестатистический рак выявляется в 5 - 8 случаях из 1000 женщин, не предъявляющих жалоб.

Лучевая терапия (ЛТ) – область медицинской радиологии, которая использует ионизирующее излучение для лечения онкологических заболеваний. Основной принцип ЛТ отражает термин «конформное облучение»: требуется равномерное и в необходимой для разрушения злокачественной опухоли дозе облучение мишени, а также быстрое уменьшение дозы за границами мишени. В связи с этим хорошо использовать для облучения протоны. Для лечения РМЖ практически всегда лучевая терапия сочетается с хирургическим методом, химиотерапией, гормонотерапией.

В данной работе проводилась оценка качества облучения рака молочной железы на медицинском пучке центра протонной терапии ИТЭФ. Анализ проводился на сопоставлении результатов облучения 6 пациенток. Для каждой из них были построены планы облучения, по которым проводилось облучение. При облучении медицинская группа заполняет протоколы облучения, в которых записывает, какая реально доза была отпущена пациентке в каждой фракции. Вычислялась средняя отпущенная по фракциям доза. После на основе протоколов облучения с помощью компьютерной программы

планирования воспроизводился план, который был осуществлен в реальности. Проводился анализ гистограмм доза-объем (ГДО) при «идеальном» и «отпущенном» планах. Удалось проследить зависимость разности реально облученного объема и объема, который планировали облучить, для различных изодоз при разных ошибках отпуска дозы.

Можно сделать вывод, что увеличение ошибки в отпуске дозы ведет к значительным изменениям объема, облученного в одной изодозе. При увеличении отпущенной дозы происходит перераспределение изодоз внутри мишени, и окружающие ткани могут получить большую нагрузку. Для рассмотренных планов повышения дозы на окружающие ткани не произошло из-за большого градиента доз на границе мишени (по 80% изодозе). При разных отпущенной и планируемой дозах объемы, облученные в 80% - изодозе, совпали. Но если изменить нормировку на 90% - 95% - изодозу, то реально облучаемый объем увеличится, что может привести к увеличению лучевой нагрузки на органы риска.

В соответствии с полученными результатами медицинской группе ИТЭФ были даны следующие рекомендации:

- максимально возможно приблизить отпущенную дозу к планируемой (т.к. ускоритель работает в импульсном режиме, то нельзя отпустить точно требуемую дозу, есть вариации);
- разработать методику оперативной корректировки отпускаемой дозы по результатам облучения в предыдущих фракциях.

[nastyona@rambler.ru](mailto:nastyona@rambler.ru)

### Литература

Монзуль Г.Д., Ратнер Т.Г. «Органосохраняющая терапия с использованием тяжёлых заряженных частиц в терапии рака молочной железы».

А.М. Гарин « Взаимодействие и конкуренция разных методов лечения опухолей», VIII Российский онкологический конгресс, Москва, 22-24 ноября 2004 года.

И.Н. Бриккер, В.А.Лосев, О.Б. Рязанцев «Система дозно-анатомического планирования сеансов протонной лучевой терапии».

В.С. Хорошков « Введение в технику протонной лучевой терапии».

## ВЛИЯНИЕ ВРЕМЕННОГО ОТПУСКА ПУЧКОВ НА КАЧЕСТВО ОБЛУЧЕНИЯ РАКА ПРЕДСТАТЕЛЬНОЙ ЖЕЛЕЗЫ НА МЕДИЦИНСКОМ ПУЧКЕ ПРОТОНОВ ИТЭФ

Матусова Т.В.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия*

В лучевой терапии развиваются методы конформного облучения, заключающиеся в создании такого дозного распределения, при котором высокие изодозы (90%-95%) охватывают только объём мишени (опухоли) сложной формы и соответственно как можно меньше задевают здоровые ткани и органы риска. Одним из наиболее подходящих инструментов для реализации данных методов является протонное излучение благодаря своим хорошо известным свойствам.

В РНЦРР и ИТЭФ разработана новая методика сочетанной протонно-фотонной лучевой терапии локализованного рака простаты. Она разбивается на два этапа:

фотонное облучение всего объёма малого таза до суммарной очаговой дозы (СОД) 40-44 Гр,

протонное облучение непосредственно локализации до СОД 70-76 Гр.

Дозное распределение протонного излучения формируется в виде модифицированного пика Брэгга, получаемого поочерёдным сложением широких коллимированных пучков с одинаковой начальной энергией, но с разными длинами пробега, регулируемыми водным тормозителем и разными дозным вкладами (весами), что обеспечивается временным отпуском (весом) каждого пучка. На этапе дозно-анатомического планирования число пучков и их параметры (пробег и вес) рассчитываются специальной компьютерной программой. Плато модифицированного пика Брэгга по 90% изодозе должно иметь протяжённость, равную размеру клинической мишени вдоль пучка, и неравномерность +7/-5%. Далее с помощью компьютерной системы планирования «Pro-Sot», разрабатываемой в ИТЭФ, проводятся расчёты изодозного распределения сформированного пика Брэгга в теле пациента, данные которого задаются томографическими срезами.

В связи с погрешностью временного отпуска пучков вклады отдельных пучков в формирование плато меняются по сравнению с запланированными значениями. По этой причине в настоящей работе была поставлена цель: выяснить степень влияния данной приборной погрешности на качество облучения. Анализ проводился путём сравнения интегральных ГДО плана, построенного на этапе дозно-анатомического планирования, с планом, пересчитанным по отпущенными вкладам пучков.

По формуле:

$$\delta = \frac{V_{\text{обл.}} - V_{\text{пл.}}}{V_{\text{пл.}}} \cdot 100\%$$

для пациента вычислялась относительная ошибка величины облучённого объёма мишени  $V_{\text{обл.}}$  по сравнению с запланированным  $V_{\text{пл.}}$  для каждого значения изодозы. В результате были получены следующие результаты:

изодоза	среднее $ \delta $	среднее +δ/-δ
80%	3,4%	+6,1%/-2,2%
90%	6,3%	+8,1%/-4,6%
95%	12,8%	+16,5%/-12,1%
100%	50%	+100%/-100%

По результатам полученных данных видно, что интересующий интервал 90%-95% изодоз может как перезахватить планируемый объём мишени, что грозит опасностью облучения прилегающих к опухоли органов риска, так и наоборот, то есть присутствует вероятность недооблучения опухоли. Таким образом, чтобы контролировать объём облучаемой мишени необходимо оперативно оценивать данную ошибку во время каждого сеанса облучения и вносить соответствующие поправки в планируемый объём на каждом последующем сеансе.

E-mail: [matusmtv@gmail.com](mailto:matusmtv@gmail.com)

### Литература

Lomanov M.F., Kancheli I.N. Analytical representation of dose-volume histograms based on dose distribution in plane. Medical physics (Moscow), 1995, No. 2, p. 42-43 (in Russian)

Khoroshkov V.S. Introduction in proton radiation therapy methods. Textbook for students of Physical Faculty of M.V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, 2001, p 1-60. (In Russian)

Khmelevsky E.V., Khoroshkov V.S., Pan'shin G.A., Mel'nik Yu.D., Lulyevich V.I., Pokhvata V.P., Ryazantsev O.B., Shvartsman B.B., Egorova E.B. Methods of proton-photon therapy of local prostate cancer. Proceedings of Scientific and Practical Conference "Prospects of radiation diagnostics and therapy of prostate diseases". M. 2002, p. 39-44.

## АНАЛИЗАТОР ИЗОБРАЖЕНИЙ ДЛЯ СВЕТОВОЙ МИКРОСКОПИИ

\*Никитин А.Е., Апальков И.В.

*Ярославский гос. университет им. П.Г. Демидова, Ярославль, Россия*

Цель работы — разработка опытного образца универсального и недорогого программно-аппаратного анализатора медицинских изображений, предназначенного для работы с микрообъектами несвязанного типа в области видимого света. Разрабатываемый анализатор должен автоматизировать проведение процедур анализа состава крови, подсчета числа бактерий, расчета ядерно-цитоплазматического отношения и т.п. На основе проведенного исследования различного оборудования, применяемого в микроскопии, было принято решение использовать в качестве системы ввода программно-аппаратного комплекса набор, состоящий из микроскопа МБС-10 и цифровой фотокамеры Olympus C-7070. Посредством специального адаптера микроскоп соединяется с объективом цифрового фотоаппарата, который благодаря высокому разрешению снимков позволяет передать даже мельчайшие детали объекта. Исследуемый образец (медицинский препарат, мазок крови) помещается на предметное стекло микроскопа, оператор делает снимок, который через интерфейс USB поступает в компьютер, и дальше обрабатывается программной частью комплекса. Стадии работы программной части можно разделить на предобработку и улучшение исходного изображения, распознавание объектов на изображении, принятие решения экспертовой системой. В ходе предобработки производится удаление шума с помощью алгоритмов цифровой фильтрации, выравнивание гистограммы, настройка яркости и контрастности. На этапе распознавания производится выделение объектов на изображении с применением порогового преобразования и морфологических операций, среди которых можно выделить специально разработанный алгоритм морфологической скелетонизации, предназначенный для разделения «слипшихся» объектов. После этого нейросетевая экспертная система обеспечивает адекватную оценку образца и выносит решение о его качестве. Алгоритмическое ядро комплекса является универсальным и при соответствующей настройке и переобучении нейросетевой экспертной системы его можно использовать для решения схожих задач, возникающих в микроскопии.

## ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДОЗЫ ОТ ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ НАЛИЧИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ.

Осипов А.С., Эхтешам Алиреза, Черняев А.П.

*МГУ им. М.И. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия*

В настоящее время применение ионизирующих излучений единственный способ лечения онкологических заболеваний. Одним из критериев оценки эффективности лучевой терапии является отношение величины дозы в мишени к интегральной дозе облучения пациента. Целью данной работы является исследование влияния магнитного поля на распределение дозы от пучков электронов в тканеэквивалентной среде.

С помощью программы GEANT4 методом Монте-Карло было проведено компьютерное моделирование прохождения пучков электронов через вещество. Исследовались глубинные дозные распределения, получаемые при облучении мишени (куб раз-

\* Доклад отмечен жюри как лучший на подсекции.

мером 20\*20\*20 см из тканеэквивалентного материала), пучками электронов с круглым сечением радиуса 2,5 см и энергиями 10-50 МэВ, при максимальных значениях индукции на оси соленоида от 0 до 5 Тл.

Расчеты показали, что заметные изменения в распределении дозы возникают при значениях индукции поля  $\approx 0.5$  Тл. Положение и величина максимума в распределении дозы пучков электронов зависит от энергии пучка, расположения магнита и распределения магнитного поля.

Наличие таких изменений в глубинных распределениях при наличии магнитного поля соленоида объясняется тем, что действие силы Лоренца приводит к закручиванию первичных электронов, изменивших в результате рассеяния направление распространения, или вторичных электронов вокруг силовых линий магнитной индукции. Это уменьшает разброс пучка, возникающего в результате многократного рассеяния электронов в веществе. Вследствие этого интенсивность пучка вблизи его оси спадает медленнее, чем в случае без магнитного поля.

В результате моделирования выяснилось, что отношение дозы, переданной области, лежащей в радиусе 1.5 см от точки максимума глубинного распределения при наличии поля к дозе выделившейся в той же области при отсутствии поля составляет: для однородного поля с магнитной индукцией 3 Тл около 1.2, а для поля соленоида, при максимальном значении магнитной индукции на его оси 3 Тл, около 1.6.

При варьировании энергии электронов от 10 до 50 МэВ и использовании магнитного поля соленоида с индукцией 0-5 Тл смещение максимума поглощенной дозы составляет  $\approx 1$  см в глубь мишени. Одновременно с этим наблюдается возрастание градиента спада дозы за максимумом в среднем в 1.7 раз.

В ближайшее время планируется проведение эксперимента на базе разрезного микротрона НИИЯФ МГУ, с целью экспериментальной проверки полученного результата.

*E-mail:* [Okdf2007@mail.ru](mailto:Okdf2007@mail.ru)

## НОВЫЕ МЕТОДЫ ПРЕДОТВРАЩЕНИЯ ЖЕЛУДОЧКОВЫХ ФИБРИЛЛАЦИЙ

Раднаев Б.Д.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия*

### Введение

Исследования хаотических динамических систем выявили, что они оказываются весьма чувствительными к внешним воздействиям. Благодаря этому свойству была обнаружена возможность управлять поведением хаотических систем. Для стабилизации хаотического поведения динамических систем необходимо найти такие внешние мультиплексивные или аддитивные возмущения, которые вывели бы систему из хаотического режима на регулярный. Для реальных природных систем (например, сердце) наиболее актуальным представляется вопрос изучения возможности стабилизации хаотического режима внешними аддитивными возмущениями.

### Методы

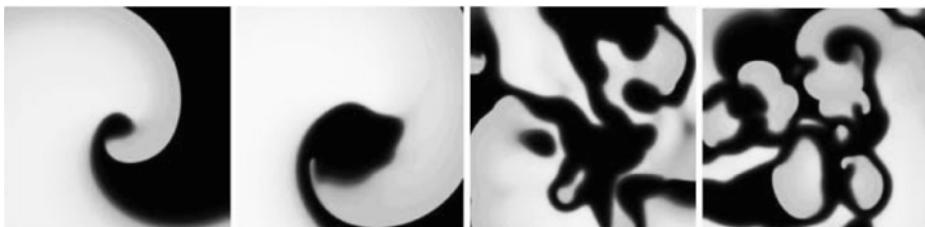
Нами была использована модель Фентона-Кармы [1,2] для проведения анализа динамики мембранныго потенциала сердечной ткани:

$$\begin{aligned}\frac{\partial u}{\partial t} &= \nabla(D\nabla u) - (J_{fi} + J_{si} + J_{so}), \\ \frac{\partial v}{\partial t} &= \theta(u_c - u) \frac{1-v}{\tau_v^-(u)} - \theta(u - u_c) \frac{v}{\tau_v^+(u)}, \\ \frac{\partial w}{\partial t} &= \theta(u_c - u) \frac{1-w}{\tau_w^-(u)} - \theta(u - u_c) \frac{w}{\tau_w^+(u)},\end{aligned}\quad (1)$$

где  $u$  - безразмерный мембранный потенциал,  $v$  и  $w$  переменные быстрого и медленного ионного пропускания,  $J_{fi}, J_{si}, J_{so}$  независимые феноменологические токи (аналоги ионных токов),  $\theta$  - функция Хевисайда,  $D$  - диффузионный тензор.

В системе задавался распад спиральной волны на множество сосуществующих спиральных волн. Кончик спиральной волны является фазовой сингулярностью. Для определения степени хаотичности применялся метод подсчета фазовых сингулярностей, предложенный в работах [3,4]. Сосуществование множества спиральных волн в сердечной ткани приводит к фибрилляции желудочков сердца. В настоящее время для дефибрилляции применяется одиночные разряды высокой амплитуды, приложенные ко всей поверхности желудочков.

На рис.1 показан распад спиральной волны в турбулентную активность в системе (1):

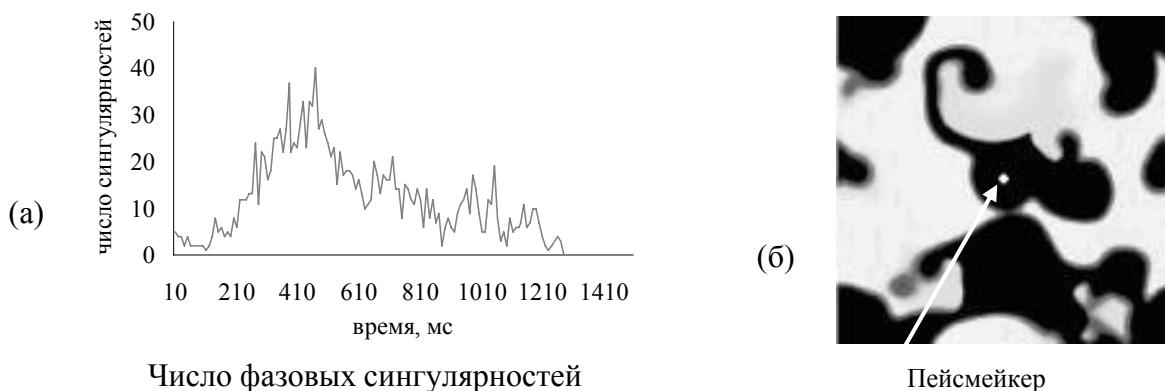


**Рис. 1.** Распад спиральной волны в турбулентную активность в системе (1)

### Результаты

Проведенные исследования показали возможность подавления спиральной турбулентности локальным периодическим возмущением малой амплитуды. В качестве форм воздействия применялись как монофазные, так и бифазные сигналы. Важно отметить, что успех подавления спиральной турбулентности существенно зависит от начальных условий системы и способа возмущения.

На рис.2а,б показан пример подавления спиральной турбулентности, что соответствует отсутствию фазовых сингулярностей, спиральных волн в системе. На рис. 2б показано расположение пейсмейкера.



**Рис. 2.** Подавление турбулентной активности в системе (1)

Для решения данной проблемы было решено использовать несколько пейсмейкеров (источников локального возмущения), а также изменение положения пейсмейкеров

во времени. Результаты исследования подтвердили большую эффективность подавления.

В реальном сердце наблюдается различные виды неоднородностей. Нами были смоделированы фиброзные нити в виде полосок, не восприимчивых к мембранныму потенциалу. Проведенные численные эксперименты показали возможность подавления спиральной турбулентности в сердечной ткани периодическим воздействием малой амплитуды. Однако эффективность подавления в неоднородной среде падает по сравнению с наблюдавшейся в однородной среде.

E-mail: [radnayev@polly.phys.msu.ru](mailto:radnayev@polly.phys.msu.ru)

### **Литература**

1. Flavio Fenton and Alain Karma, Vortex dynamics in three-dimensional continuous myocardium with fiber rotation: Filament instability and fibrillation, *Chaos*, v. 8, No. 1, pp. 20-47, (1997).
2. Fenton FH, Cherry EM, Hastings HM, Evans SJ, Multiple mechanisms of spiral wave breakup in a model of cardiac electrical activity, *Chaos*, v.12, pp. 852-892, (2002).
3. Mark-Anthony Bray, et. al. Experimental and Theoretical Analysis of Phase Singularity Dynamics in Cardiac Tissue, *Journal of Cardiovascular Electrophysiology*, v. 12, No. 6, (2001).
4. Mark-Anthony Bray and John P. Wikswo, Use of Topological Charge to Determine Filament Location and Dynamics in a Numerical Model of Scroll Wave Activity, *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*, v. 49, No. 10, (2002).

## **САПФИРОВЫЕ КАПИЛЛЯРЫ ДЛЯ ВНУТРИТКАНЕВОЙ ЛАЗЕРНОЙ ТЕРАПИИ**

Ростова Е.В., Шикунова И.А.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, Инст. физики твердого тела РАН, Черноголовка, Россия*

Лазерное излучение начинает широко применяться во внутритканевой фотодинамической терапии (ФДТ), лазерной интерстициальной коагуляции и лазерной хирургии. Фотодинамическая терапия предполагает доставку однородного излучения к очагу опухоли для активации фотосенсибилизирующих препаратов, накопленных в ней, и приводящей к образованию синглетного кислорода, который цитотоксичен и вызывает некроз ткани посредством комбинации прямого разрушения клеток опухоли и нарушения процессов кровообращения в облученной области. Локальность фотодинамического повреждения опухоли обеспечивается избирательностью накопления фотосенсибилизатора в опухолевой ткани и направленным, четко ограниченным лазерным облучением. Актуальность нашей работы состоит в использовании сапфировых капилляров для доставки лазерного излучения внутрь ткани. Перед нами сейчас стоит также цель получить устройства, доставляющие контролируемую плотность мощности лазерного излучения, но не приводящие к существенным изменениям в биоткани и процессам ее коагуляции.

В настоящее время нами разрабатываются средства внутритканевой доставки непрерывного когерентного излучения, основанные на тонких волоконно-оптических световодах с различными по форме диффузорами на дистальном конце. В данной работе основные усилия сосредоточены на создании внутритканевого устройства доставки света на основе сапфировых игольчатых капилляров (СИК) и стандартных кварцевых волокон. Совместно с ИФТТ РАН методом вытягивания из расплава получены тонкие, диаметром 1.2 мм, сапфировые капилляры. Методом химического травления кварцевой сердцевины волоконного световода с использованием плавиковой кислоты, растворов на ее основе и фторида аммония были получены тонкие (до 200 мкм) цилиндрические диф-

фузоры длиной от 5 до 40 мм с однородностью рассеяния световых мод не хуже 15 %. Использование механической обработки внешней поверхности СИК (шлифовка, полировка) с последующим его соединением с тонким диффузором позволяет увеличить активную область воздействия до 60 мм и более.

Нами были проведены испытания диффузоров, изготовленных различными методами, на биологических жидкостях, таких как эритроцитарная масса. Кроме того, были проведены испытания и на самих биологических тканях (печень свиньи) с целью исследования однородности распространения света внутри ткани, тепловых полей, пороговых значений коагуляции и ряда других параметров. Разработанные устройства доставки лазерного излучения адаптированы к стандартному оборудованию.

Предполагается провести клинические испытания в Московском научно-исследовательском онкологическом институте им. П.А.Герцена. Также мы планируем создать подобные устройства с пленками из АПУ (алмазоподобный углерод) биосовместимые с тканями головного мозга.

Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных в рамках Научно-технической программы: "Разработка и практическое освоение в здравоохранении новых методов и средств профилактики, диагностики и лечения онкологических, инфекционных и других опасных заболеваний" на 2007-2009 гг.

Авторы выражают признательность старшему научному сотруднику, к.х.н. Волкову В.В. за помощь в подготовке тезисов.

E-mail:ket02@ya.ru

#### **Литература**

1. Оптическая биомедицинская диагностика (2007)/ Под ред. В.В.Тучина, М.:ФИЗМАТЛИТ, 2007.
2. V.B.Loschenov, V.I.Konov, A.M.Prokhorov (2000) Photodynamic therapy and Fluorescence Diagnostics/ Laser Physics, Vol 10, N 6, p. 1188-1207.

## **СПЕКТРАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ АНАЛИЗА МАГНИТНЫХ ЭНЦЕФАЛОГРАММ**

Семечкин Р.А.

*Институт математических проблем биологии РАН, г. Пущино, Россия*

Магнитная энцефалография (МЭГ) – область современной математической биологии, занимающаяся изучением магнитных полей, связанных с высшей нервной деятельностью человека. Одно из наиболее важных приложений МЭГ заключается в локализации источников магнитной активности головного мозга[1, 3].

В настоящее время для распознавания объектов сложной природы применяются комплексные подходы, основанные на спектральном представлении сигнала ортонормальными функциональными разложениями [2]. Для решения задачи исследования резких изменений сигнала предложен метод, состоящий из шести этапов: 1) разложение исходного сигнала в ряд по ортонормированным сферическим функциям

$$Y_l^m(\theta, \phi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} P_l^{|m|}(\sin \theta) e^{im\phi},$$

2) выделение наиболее информативных коэффициентов разложения, 3) удаление шума из полученного сигнала, 4) проведение кластерного анализа, 5) локализация источника повышенной биомагнитной активности для моментов времени, соответствующих определенному кластеру (с использованием программы MRIAN), 6) анализ стохастической динамики сигнала.

Предлагаемый метод протестирован на экспериментальных данных, полученных у группы пациентов, страдающих болезнью Паркинсона.

Вычислительная сложность задачи связана с большим объемом данных (один эксперимент – около 500 МБ) и сложностью реализации оптимизационной процедуры в многомерном пространстве параметров.

Измеряемый сигнал представляет собой пространственно-временную структуру: 148-мерный вектор измерений в 148 точках на поверхности головы, развернутый во временной ряд с частотой опроса датчиков 500 Гц.

\*\*\*

Всего выделено четыре типа сигнала: А, В, С и Д. Для моментов времени, в которых наблюдается сигнал типа А, источники биомагнитной активности находятся в мозжечке, для сигнала В – в мозжечке и в стволе головного мозга, а для сигнала типа С – в стволе, в substantia nigra. Для моментов времени, в которых наблюдается сигнал типа D, источники биомагнитной активности основную часть времени находятся в коре большого мозга.

Полученные результаты локализации по данным МЭГ подтверждают существующее в медицине мнение о связи болезни Паркинсона с поражениями подкорковых областей мозга [4].

В ранее проведенных исследованиях впервые было показано, что переключение из нормальной в аномальную активность приводит к упрощению динамики сигнала [2]. Чем меньше корреляционная размерность аттрактора сигнала, тем более активным является источник этого сигнала. Таким образом, во время повышенной магнитной активности мозга человека, страдающего Паркинсонизмом, источник биомагнитного сигнала перемещается из мозжечка в ствол головного мозга.

Данные результаты могут быть применены для компьютерного диагностирования болезни Паркинсона.

Расчеты проводились с использованием ресурсов Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проекты № 07-01-00564, № 06-01-08039.

Автор выражает признательность своему научному руководителю доценту, к.ф.-м.н. Махортых С. А. за помощь в написании тезисов.

E-mail: ras@impb.ru

#### **Литература**

Введенский В. Л., Ожогин В. И. (1986) Сверхчувствительная магнитометрия и биомагнетизм. М.: Наука.

Дергусов А.В., Махортых С.А., Семечкин Р. А. (2006) Комплексная диагностика Паркинсонизма по данным магнитной энцефалографии // Электронный журнал "Исследовано в России", <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2006/065.pdf>.

Sarvas, J. (1987) Basic mathematical and electromagnetic concepts of the biomagnetic inverse problem // Physics in Medicine and Biology, № 32(1), p.11–22.

Youdim M., Riederer P. (1997) Understanding Parkinson's disease // Scientific American. Vol. 276, p. 52.

## **ИНТЕГРИРОВАННЫЕ ДНК МОЛЕКУЛАМИ ФУЛЛЕРЕНЫ В ФОТОАКТИВНЫХ НАНОСИСТЕМАХ**

\*\* Спорыш И.М., Симонова К.В., Кисиль Е.А.

*Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, Киев, Украина*

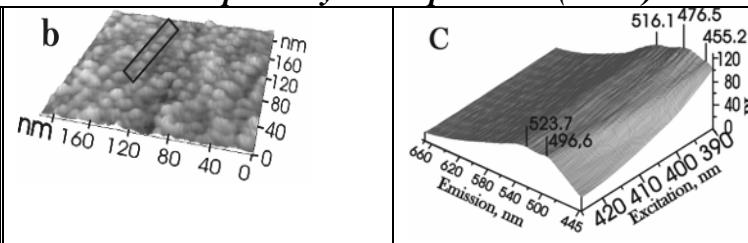
*Модели фотолюминисцирующих в видимом диапазоне длин волн наносистем фуллереновых C<sub>60</sub>, C<sub>70</sub> молекул, интегрированных ДНК молекулами в резуль-*

---

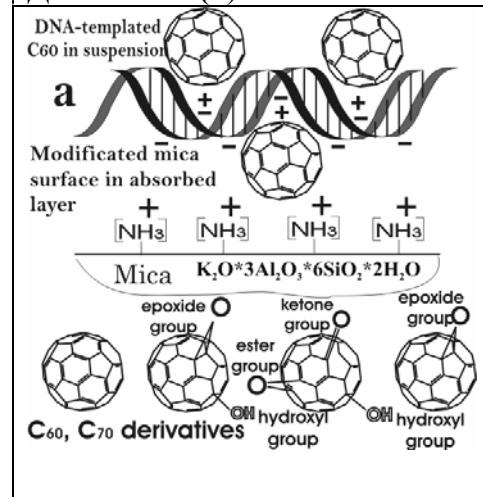
\*\* Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

**тате кулоновского взаимодействия между молекулами основ и модифицированной фуллереновой молекулой, проанализированы и водные суспензии молекул тестированы для определения оптических методов их использования в наномедицине. Выявлены особенности в зоне поглощения (200-750) нм и интенсивная фотолюминесценция (ФЛ) в диапазоне (400-670) нм в водных суспензиях с фуллереновыми молекулами, модифицированными различными кислородными группами для изменения кулоновского взаимодействия с молекулами основ ДНК. Результаты объяснены на основе модели формирования донорно(Д) – акцепторной(А) пары - фуллереновая молекула - молекула основы ДНК - в наносистеме, архитектуру которой изучено методом сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ) плёнок Ленгмюр – Блонжетт, осажденных из водных суспензий на иммобилизированную поверхность (Рис.а).**

Структурные модели для ДНК - C<sub>60</sub> границ, разработанные нами ранее, использованы для развития модели в случае кулоновского взаимодействия между основой ДНК молекулы и фуллереном, что иллюстрируется на Рис(а). Наноизображение (СЗМ) для Ленгмюр–Блонжетт пленки подтверждает образование линейных конструкций фуллеренов вдоль нити ДНК на Рис (б).



Предложенная модель Д-А пар для ФЛ фуллереновых наносистем тестирована по 3D ФЛ спектрам типа, приведенного на Рис (с) для водной суспензии. Для пар фуллереновая молекула- молекула основы ДНК анализируются фотоиндуцированные электронные переносы в каждой паре, если возбуждающий свет (276-650) и (240-310)нм поглощается модифицированной фуллереновой молекулой и молекулой основ, соответственно. Экспериментальные результаты подтвердили роль переноса заряда в этих парах для сине – красной ФЛ зоны (400-670)нм при длинах волн возбуждающего света (200-420)нм: перенос заряда между мо-дифицированной фуллереновой молекулой и молекулой основы контролирует ширину, форму, интенсивность ФЛ зоны. Дополнительное подтверждение получено из ФЛ спектров различных Д-А пар C<sub>60</sub> – двух-, или односpirальная ДНК молекулы в сравнении с парой C<sub>60</sub> – золотая наночастица в биосуспензиях для наномедицины.



(Исследования поддержаны Акад. РАН Третьяковым Ю., доц.Лукашиным А.. Договор о сотрудничестве между МГУ им.М.Ломоносова и Киевским Национальным университетом им.Т.Шевченко).

E-mail: [iryna.sporysh@online.ua](mailto:iryna.sporysh@online.ua)

## GEANT4 – ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ В МЕДИЦИНСКОЙ ФИЗИКЕ.

Эхтешам Алиреза, Осипов А.С.

МГУ им. М.И. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В некоторых случаях в медицинской физике требуется осуществить расчет распределений поглощенной дозы с использованием метода Монте-Карло. В частно-

сти, этот метод востребован при исследовании новых принципов и методик диагностики и лечении онкологических заболеваний.

Основными требованиями для применения методов Монте-Карло в медицинской физике являются: универсальность для моделирования гомогенных и гетерогенных сред в биологических процессах, возможность моделирования разнообразных физических процессов различных энергий, способность слежения за событиями в реальном времени. Другие опции, которые следует принять во внимание, это способность визуализации процессов и простой графический интерфейс.

К числу наиболее продвинутых программных средств, осуществляющих моделирование методом Монте-Карло, относится Geant4. По внутренней организации Geant4 похож на конструктор, который позволяет осуществить расчет, адаптированный к установленным требованиям. Возможность создавать всё самому, делает GEANT4 гибким и универсальным программным средством.

Geant – акроним от английских слов «Geometry and tracking», обычно произносится как французское слово «géant», означающее «гигант». Geant4 написан на языке программирования C++ и моделирует прохождение элементарных частиц через вещества. Изначально он разработан для расчета экспериментов в области физики высоких энергий. В дальнейшем стало понятно, что такой инструмент будет применяться специалистами в ядерной, космической и медицинской физике, а также в физике ускорителей, в связи с чем, его возможности были расширены.

К числу возможных применений Geant4 относятся следующие:

Использование в приложении к лучевой и радиотерапии, близкофокусной лучевой терапии (брехитерапия) и адронной терапии

Дозиметрические исследования на клеточном уровне

Радиодиагностика

Протонная терапия

PEM, PET, MRT, метаболическая терапия

IORT

Нами был установлен и освоен пакет Geant4.8.2. С помощью него удалось смоделировать прохождение пучков заряженных частиц медицинских энергий через ткане-эквивалентные среды, определить влияние магнитного поля на распределения дозы в мишениях, подсчитать поток вторичных частиц и оценить их вклад в формирование дозы, смоделировать реальный эксперимент, проводившийся на разрезном микротроне МГУ. Все результаты моделирования сравнивались с экспериментальными и теоретическими расчетами. Сейчас нами ведутся разработки программных кодов, с помощью которых мы планируем смоделировать реальные процессы облучения пациентов. Результаты этой работы можно будет применять в задачах лучевого планирования, оценке эффективности облучения.

*E-mail:* [Okdf2008@mail.ru](mailto:Okdf2008@mail.ru)

## МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

**Председатель подсекции  
проф. Уваров Александр Викторович**

### МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ МЕЛКОДИСПЕРСНОЙ КАПЕЛЬНОЙ ЖИДКОСТИ В ЗАКРУЧЕННОМ ПОТОКЕ ГАЗА

Афанасенко В.Г.

*Уфимский гос. нефтяной технический университет, Уфа, Россия*

Одним из основных способов интенсификации тепло- массообменных процессов, в технологических аппаратах в системе «газ-жидкость», является увеличение поверхности контакта фаз, которое зачастую связано с повышением скорости относительного движения фаз. Увеличения поверхности контакта фаз можно добиться повышением эффективности диспергирования одной фазы в другой.

Режим дробления капли жидкости в потоке газа зависит от физических свойств компонентов, диаметра капли и скорости обдувающего ее газа. На физические свойства газа и жидкости при заданных технологических условиях повлиять невозможно. Диаметры капель претерпевают значительные изменения, так как крупные капли, образующиеся на первоначальном этапе, даже при небольшом воздействии деформируются и разрушаются, в результате чего получаются более мелкие. Поэтому главным критерием, определяющим режим дробления капель, и диспергирование жидкости на выходе из форсунки в целом, является разность скоростей капли жидкости и окружающей ее среды. Рассмотрим основные параметры процесса дробления капель жидкости в закрученном потоке газа. На рисунке 1 изображена принципиальная схема вихревой камеры аппарата. Жидкость поступает через форсунку, в которой под действием закручивающего устройства и насечек на поверхности рабочей части кольцевого сопла вектор скорости жидкой фазы на выходе приобретает тангенсальную составляющую. Газ поступает через тангенсальный патрубок на периферии камеры, причем закрутка потоков жидкости и газа осуществляется в противоположных направлениях.

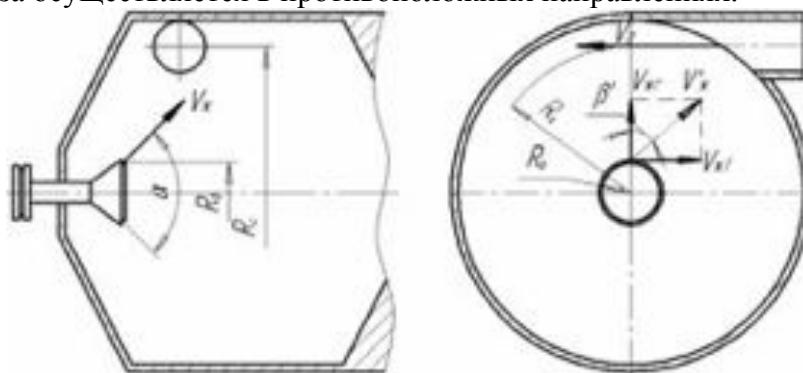


Рисунок 1. Вихревая камера массообменного аппарата

Разности векторов скорости отдельно взятой капли и обдувающего ее потока газа при истечении жидкости под углом к радиально-осевому направлению, без учета влияние сил сопротивления:

$$u = \sqrt{V_{\infty}^2 + \frac{V_e^2}{R_e^2} R_i^2 + 2V_{\infty} \cdot \sqrt{1 - \cos^2 \beta \cdot \cos^2 \frac{\alpha}{2}} \cdot \frac{R_\phi \cdot \sin \beta' \cdot V_e}{R_e}}$$

где  $V_{\infty}$  - общая начальная скорость жидкости, м;  $V_e$  - скорость газа на входе, м/с;  $R_i$  - расстояние от рассматриваемой точки до оси вращения, м;  $R_e$  - расстояние от оси входного патрубка газа до оси вращения, м;  $R_\phi$  - начальный радиус вращения жидкости (радиус сопла форсунки), м;  $\beta$  - отклонение вектора скорости на выходе из форсунки от радиально-осевого направления;  $\alpha$  - угол раствора срединной конической поверхности канала в корпусе форсунки;  $\beta'$  – угол отклонения проекции вектора скорости на плоскость перпендикулярную оси вращения от радиального направления.

Таким образом, зная характер изменения разности скоростей можно в зависимости от свойств компонентов обеспечить необходимый режим дробления капельной жидкости в потоке газа, для эффективного проведения тепло- массообменных процессов.

Автор выражает признательность д.т.н., профессору Хафизову Ф.Ш. за помощь в подготовке тезиса.

*E-mail: awirus@rambler.ru*

## УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ И ТЕПЛОЁМКОСТЬ ГАЗООБРАЗНОГО АЗОТА В РАМКАХ КВАЗИХИМИЧЕСКОЙ КЛАСТЕРНОЙ МОДЕЛИ (КХКМ)

\*Гелиев А.В.

*Московский Физико-Технический Институт (ГУ), Долгопрудный, Россия*

Уравнение состояния однокомпонентного идеального газа  $PV = nRT$ , ( $P$  - давление,  $V$  - объём,  $R$  - универсальная газовая постоянная,  $n$  - число молей газа) при учёте образования в нём простейших кластеров-димеров может быть представлено в виде  $PV = (n_1 + n_2)RT$ , где  $n_1$  - число молей мономеров,  $n_2$  - число молей димеров газа [1], [2]. Одним из наиболее развитых уравнений состояния реального газа, является виримальное уравнение  $\frac{P}{\rho RT} = 1 + B\rho + C\rho^2 + D\rho^3 + \dots$ , где  $B, C, D$  - 2-й, 3-й, 4-й виримальные коэффициенты соответственно.

Другим подходом к получению уравнения состояния однокомпонентного или многокомпонентного газа и молярной теплоёмкости при постоянном давлении является использование, построенной на квантово-статистических основах, так называемой квазихимической кластерной модели (КХКМ). На основании КХКМ однокомпонентного газа он представляется в виде смеси мономеров, димеров, тримеров и т.д. с числовой плотностью  $N_i$ ,  $i = 1, 2, 3, \dots$ . На основании квантово-химических расчётов методами *ab initio* были рассчитаны моменты инерции, частоты внутри и межмолекулярных колебаний, а также энергии образования и диссоциации кластеров, что позволило найти мольные доли кластеров и построить уравнение состояния, а также молярную теплоёмкость при постоянном давлении однокомпонентного газа для идеальной смеси кластеров [2], [4], [6].

На рис.1 приведены результаты расчёта зависимости давления насыщения азота от температуры, используя КХКМ, которая имеет вид

---

\* Доклад отмечен жюри как лучший на подсекции.

$$P_\infty(T) = \frac{kT}{V} \sum_n Z_n^{(tr)} Z_n^{(rot)} Z_n^{(vib)*} \left(1 - e^{-\frac{\bar{\theta}_\infty}{T}}\right)^{5n} \exp\left\{-\frac{\theta_{n,\infty}^{dis}}{T}\right\},$$

где  $\bar{\theta}_\infty$  - среднестатистическая колебательная температура бесконечно большого кластера,  $\theta_{n,\infty}^{dis}$  - энергия (выраженная в Кельвинах) отрыва  $n$ -мерного кластера от кластера бесконечно большого размера,  $Z_n^{(tr)}, Z_n^{(rot)}, Z_n^{(vib)*}$  - статистические суммы различного вида движений  $n$ -мерного кластера.

На рис.2 показана зависимость молярной теплоёмкости азота от температуры при давлении  $P=1$  атм.

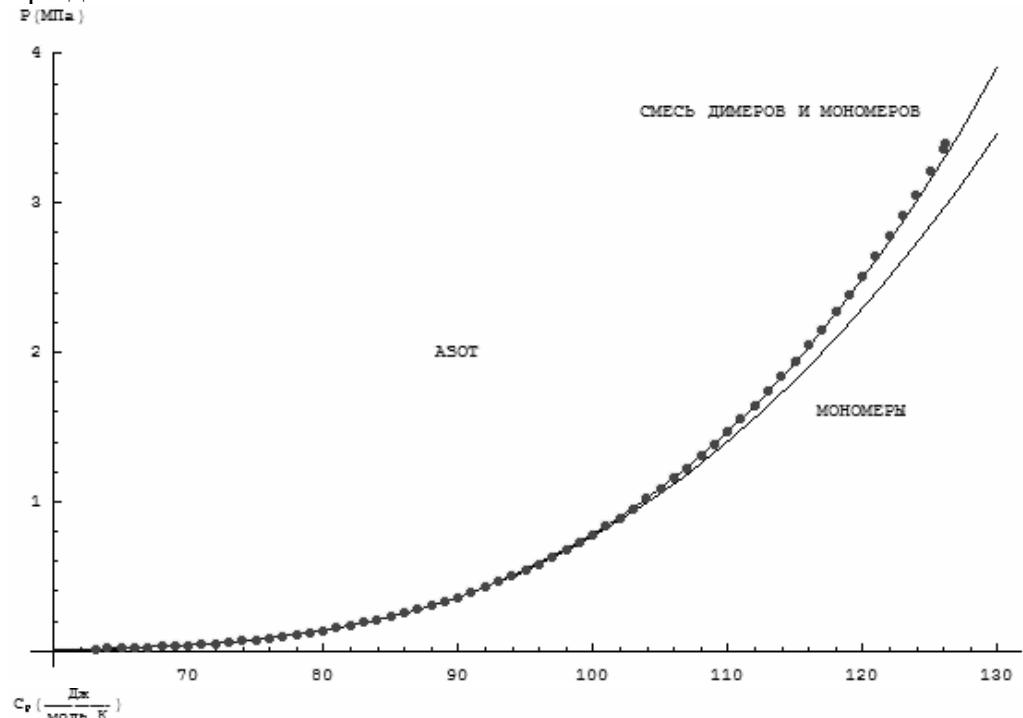


Рис.1

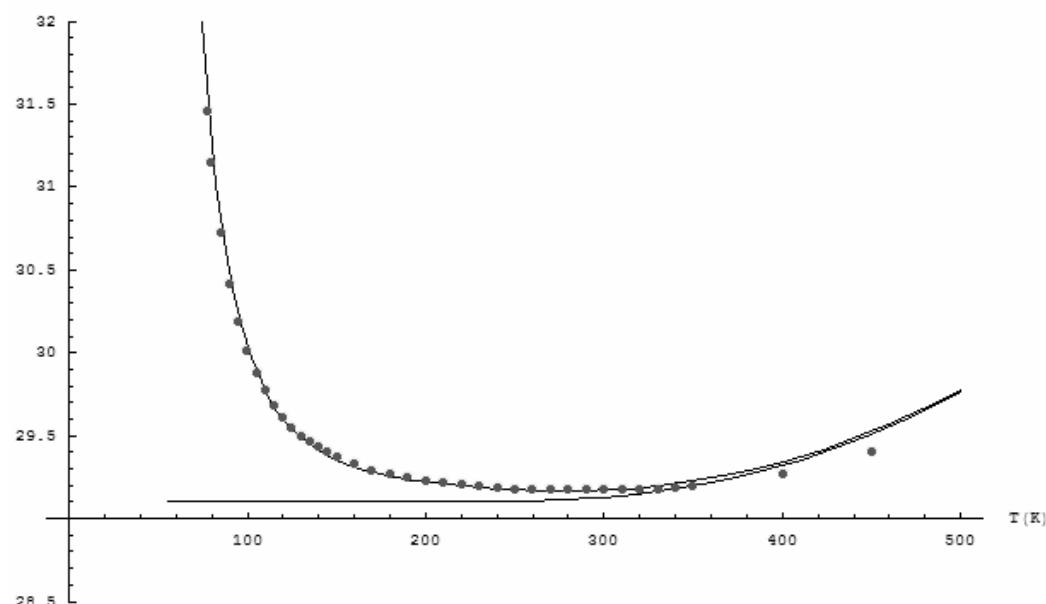


Рис.2

E-mail: [Alexander.geliev@mail.ru](mailto:Alexander.geliev@mail.ru)

### Литература

1. Э. Мэйсон, Т. Сперлинг. Виримальное уравнение состояния М.: “ Мир”, 1972, 280

2. Stogryn D. E., Hirschfelder J.O. Contribution of Bound, Metastable, and Free Molecules to the Second Virial Coefficient and Some Properties of Double Molecules// *J. Chem. Phys.*, 1959, volume 31, № 6 pp 1531-1534

## ЧИСЛЕННОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЗОНЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С ПОГРАНИЧНЫМ СЛОЕМ.

Дрожжина Н.В., Знаменская И.А., Иванов И.Э.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

Исследовано течение, возникающее при взаимодействии скачка уплотнения с пограничным слоем, развивающимся на плоской поверхности (стенке канала). В зависимости от чисел Маха, Рейнольдса, величины угла взаимодействия возможны различные конфигурации течения. Сверхзвуковое течение с отрывом и присоединением потока является сложным объектом, где на малом участке потока могут существовать дозвуковые и сверхзвуковые потоки. Известно, что в области отрывного взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем скорость, плотность и температура потока существенно изменяются.

Численно исследована двумерная задача интерференции плоской ударной волны с пограничным слоем. На основе численного решения системы осредненных по Фавру уравнений Навье-Стокса, дополненных дифференциальной двухпараметрической моделью турбулентности, анализируется устойчивость течения в зоне отрыва и присоединения пограничного слоя. Конвективная часть решаемой системы уравнений аппроксимируется по пространству с помощью явного метода Годунова повышенного порядка (2-5 порядок), по временной координате с помощью метода Рунге\_Кутта (2-3 порядок). Вязкие члены аппроксимируются по методу контрольного объема (2 порядок), такой подход на декартовых равномерных сетках дает центрально разностную аппроксимацию вторых производных. Для моделирования турбулентности используется модифицированный вариант к-е модели турбулентности для высоких чисел Рейнольдса турбулентности. Модификации учитывают сжимаемость среды, которая существенна при сверхзвуковых скоростях, и неравновесность турбулентности (когда порождение турбулентности сильно отличается от диссипации), которая существенна в областях больших градиентов. Для постановки граничных условий используется двухслойный подход или метод пристеночных функций, учитывающий возможный отрыв потока.

Экспериментально исследовано формирование трехмерного пространственного течения около модели в ударной трубе [1]. Изучена зона интерференции конической ударной волны с пограничным слоем на стенке рабочей камеры. Возникающая трехмерная область отрыва визуализируется импульсным объемным разрядом. Зарегистрирована неустойчивость пространственной границы отрыва пограничного слоя, образующегося в зоне интерференции. Показана зависимость масштаба возникающих пульсаций от геометрии пространственной ударно-волновой конфигурации.

Проведено сравнение результатов численного моделирования с изображениям, полученными в результате визуализации пространственного и поверхностного течения импульсным объемным разрядом. Показано наличие в расчете структур, идентичных экспериментально зарегистрированным.

ndrozhzhina@gmail.com

1. Znamenskaya I.A., Gulu-Zade T.A., Kulickov V.N., Sysoev N.N. Instability of shock wave interference with boundary layer at pulse flow ionization. 13th International Conference

on Methods of Aerophysical Research (ICMAR 2007, 5-10 February, 2007, Novosibirsk, Russia). Proceedings, Part Y. C. 244-249.

2. Дрожжина Н.В., Знаменская И.А., Иванов И.Э., Крюков И.А., Кули-Заде Т.А. Исследование зоны взаимодействия ударной волны с пограничным слоем. Международная конференция «Нелинейные задачи теории гидродинамической устойчивости и турбулентность» (НеЗаТеГиУс 2008, 24 февраля – 2 марта, 2008).

## СТРУКТУРНЫЕ СВОЙСТВА ПОЛИМЕРСОДЕРЖАЩИХ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ

Закинян А.Р., Акинина Е.А.

*Ставропольский государственный университет, Ставрополь, Россия*

Магнитные жидкости (ультрадисперсные коллоиды ферромагнитных веществ), сочетающие свойства текучести и способности интенсивно взаимодействовать с магнитным полем, являются в настоящее время предметом активных исследований. Добавление в такие среды жидких полимерных веществ позволяет придать им ряд интересных структурных, реологических, а также электромагнитных свойств.

В настоящей работе исследуются структурные превращения, происходящие в тонком ( $\sim 100$  мкм) слое магнитной жидкости, в которую добавлялись различные жидкие полимеры (каучук, СИЭЛ и др.), подверженном действию внешнего магнитного поля. Исследования проводились в магнитном поле, параллельном слою, и перпендикулярном ему.

При действии магнитного поля, направленного вдоль слоя, содержащего смесь магнитной жидкости с полимером, наблюдалось вытяжение полимерных включений (размеры включений колебались в интервале 10–50 мкм) и их трансформация в длинные тонкие волокна, ориентированные вдоль направления поля.

При действии магнитного поля, направленного перпендикулярно слою, наблюдалось образование извилистых нитей полимера, по форме часто напоминающих синусоиды (рис. 1а). С увеличением напряженности внешнего магнитного поля происходило развитие этой структуры в направлении возрастания степени деформированности волокон жидких полимеров и усложнения наблюдаемой картины (рис. 1б).

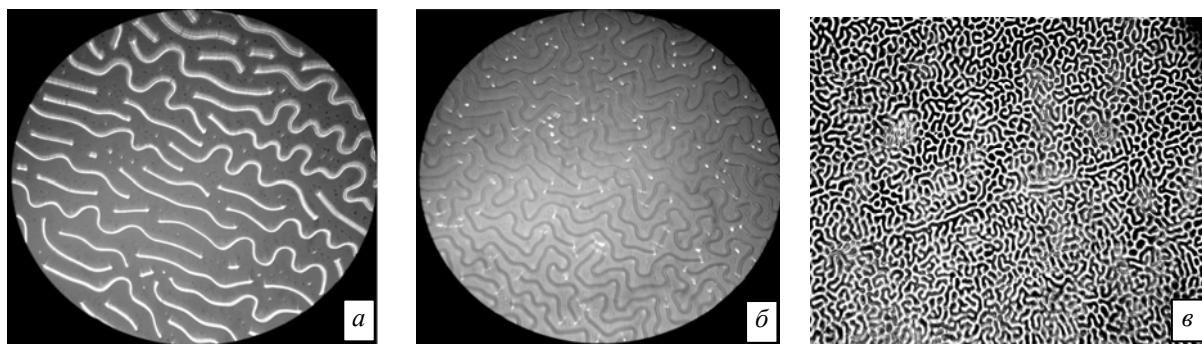


Рис. 1.

Наблюдения показали, что существенную роль в образовании структуры играют взаимодействия между полимерными включениями, что также проявляется в зависимости наблюдаемой картины от концентрации полимера в магнитной жидкости. Так при достаточно высоком содержании полимера ( $\sim 40$  об. %), в магнитном поле перпендикулярном слою образца наблюдается образование развитой лабиринтной структуры (рис. 1в). При сравнительно малом размере включений ( $\sim 5$  мкм) наблюдается формирование

гексагональной структуры, в узлах которой располагаются капли полимера. В случае же низких концентраций, когда взаимодействиями между включениями можно пренебречь, отдельные капли полимера образуют структуры, напоминающие «вязкие пальцы».

Наблюдаемые микроструктуры указывают на интересные особенности макроскопических свойств таких сред и возможность управления ими магнитным полем.

Авторы выражают благодарность научному руководителю профессору, д. ф.-м. н. Диканскому Ю. И.

E-mail: zakinyan.a.r@mail.ru

## САМООРГАНИЗАЦИЯ В ЖИДКОСТИ: АНОМАЛЬНАЯ ДИФФУЗИЯ НАНОЧАСТИЦ ВБЛИЗИ ПОРИСТОЙ ПОВЕРХНОСТИ В ВОДНЫХ РАСТВОРАХ

Иванов А.М.

*Калининградский государственный технический университет, Калининград, Россия*

Вода является наиболее важнейшим представителем ассоциированных жидкостей и играет значительную роль в жизнедеятельности живых организмов. В последнее время вода рассматривается как среда, имеющая кластерное строение, причем некоторые современные исследования доказывают фрактальное строение водных и водо-органических кластеров.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию броуновского движения латексных наночастиц ( $R=25-35$  нм) в воде вблизи фрактальных поверхностей в водных растворах. В качестве пористых поверхностей использовались анодированный алюминий и кремнезем (С-80, поры  $d=40$  нм). Броуновское движение наночастиц изучалось методом фотонной корреляционной спектроскопии (ФКС) молекулярного рассеяния света в кварцевых кюветах, помещенных в терmostат с возможностью понижения температуры до  $4^{\circ}\text{C}$  и точностью стабилизации температуры  $0,1^{\circ}\text{C}$ . Пористость и фрактальность анодированного алюминия была определена с помощью туннельного атомно-силового микроскопа SM-2000.

В работе было установлено, что вблизи зеркальной поверхности алюминиевой пластины (шаг смещения луча составлял 100 мкм) коэффициент диффузии  $D$  имел примерно постоянную величину  $\approx 6 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2/\text{s}$ . Для пористой поверхности существовало различие коэффициента диффузии вблизи поверхности и в свободном объеме. При удалении от поверхности на расстояние, большее 1,2 мм,  $D$  асимптотически стремится к своему максимальному значению для «свободной» жидкости. Аналогичные по своему характеру зависимости были получены и для других размеров наночастиц вблизи поверхности анодированного алюминия и кремнезема при различных температурах. Для объяснения полученных зависимостей было сделано предположение, что фрактальная пористая поверхность структурирует близлежащие к поверхности слои воды и поэтому скорость диффузии изменяется с удалением от поверхности по законам аномальной диффузии. Моделирование диффузионных процессов с применением теории броуновского движения на фракталах, позволило определить фрактальную размерность траекторий наночастиц и связать ее с топологией приграничной пористой поверхности, рассчитанной методом атомно-силовой микроскопии.

Автор выражает признательность профессору, д. ф. м. н. Брюханову В. В. за помощь в подготовке тезисов.

E-mail: [ridlerg@mail.ru](mailto:ridlerg@mail.ru)

### Литература

1. Суханов А.Д. О фрактальной природе аномальной диффузии / А.Д. Суханов, С.Ф. Тимашев // Ж. физ. Химии.-1998.Т.72,№11.-С.2073-2076.
2. Мосолов А.Б. О кинетике диффузионно-контролируемых процессов на фракталах / А.Б. Мосолов // ЖЭТФ.-1991.Т.99,№1.-С.295-300.
3. Кузьмичева А.Н. Исследование влияния структурных особенностей водных систем на фотофизические процессы /А.Н. Кузьмичева, А.В. Потапов -М.: И-во МГУ.-2003.-С.1-8.

## ПРИМЕНЕНИЕ TOF SIMS ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ САМОДИФФУЗИИ КИСЛОРОДА В АНИОННЫХ ПРОВОДНИКАХ СЕМЕЙСТВА YSZ.

Кошелев С.В.<sup>1</sup>, Бредихин И.С.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

<sup>2</sup>*Российской Академии Наук, Черноголовка, Московская обл, Россия*

Среди обширного семейства топливных элементов следует выделить твердооксидные топливные элементы (ТОТЭ), основанные на кислород- проводящих твердых электролитах, которые имеют высокий к.п.д (до 60%). В данной работе были проведены сравнительные исследования коэффициентов самодиффузии ионов кислорода в YSZ, одном из основных материалов, использующемся в качестве твердого электролитов для твердооксидных топливных элементов.

Плотные образцы были получены с помощью аксиального прессования и последующего отжига при температурах порядка 1500°C в течении 10 часов. При этом плотность образцов составила более 95%.

Для измерения коэффициента диффузии использовался изотопный кислородный обмен. Образцы отжигались в атмосфере изотопа  $^{18}\text{O}$  при различных температурах в большом объеме (100 ml<sup>3</sup>). Показано, что у образцов YSZ, вследствие их низкой электронной проводимости, недостаточная величина кислородного обмена с атмосферой. Для увеличения кислородного обмена образцы покрывались специальным активационным слоем на основе композитов YSZ с электронными проводниками.

Исследование диффузионных профилей проводилось с помощью методики времепролетной масс спектрометрии на установке TOF SIMS 5.

В результате работы измерены диффузионные профили изотопов кислорода  $^{18}\text{O}$  и  $^{16}\text{O}$ . На основании зависимости отношения концентраций изотопов от глубины была получена диффузионная кривая для YSZ. Откуда была вычислен его коэффициент диффузии при различных температурах.

E-mail: [magus2006@yandex.ru](mailto:magus2006@yandex.ru)

### Литература

1. Manning P.S., Sirman J.D., Souza R.A., Kilner J.A. (1997) The kinetics of oxygen transport in 9.5 mol% single crystal yttria stabilized zirconia // Solid State Ionics 100, 1-10.
2. Ji Y., Kilner J.A., Carolan M.F. (2004) Electrical properties and oxygen diffusion in neekshf-stabilised zirconia (YSZ)-LaSrMnO(LSM)composites // Solid State Ionics.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ В СВЕРХЗВУКОВОМ КАНАЛЕ СКОРОСТИ ПРЕДВАРИТЕЛЬНО НАГРЕТОГО ВОЗДУШНОГО ПОТОКА

Кузнецов И.Н., Моисеев В.Н., *Фирсов А.А.*

*МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия*

Настоящая работа является продолжением цикла экспериментов по использованию маломощного импульсного разряда для определения скорости сверхзвукового воздушного потока [1]. По методике, описанной в работе [1], было проведено несколько серий экспериментов по определению скорости сверхзвукового потока в случае, когда воздух, поступающий в канал, предварительно нагревался в термостате. Эксперименты проводились по следующей схеме: в начале термостат, через который проходит воздушный поток, нагревался в течение определенного времени (20–40) минут, затем через равные интервалы (5–10) минут осуществлялись последовательные пуски потока воздуха. Температура потока определялась при помощи калиброванной термопары, размещенной на входе в секцию сверхзвукового сопла. Типичные фотографии плазменной струи, созданной маломощным импульсным источником в двух различных секциях канала (1-й и 4-й), приведены на рис. 1. Полученные зависимости продольной скорости потока от температуры воздушного потока на входе в сверхзвуковой канал показаны на рис. 2. Как следует из приведенных данных, с увеличением температуры потока его скорость возрастает. Однако форма зависимости скорости потока от температуры в различных секциях канала не одинакова. Такое поведение зависимостей скорости потока от температуры, очевидно, связано с конструктивными особенностями канала. В то же время наблюдается практически полное совпадение изменения скорости в 3-й и 4-й секциях.

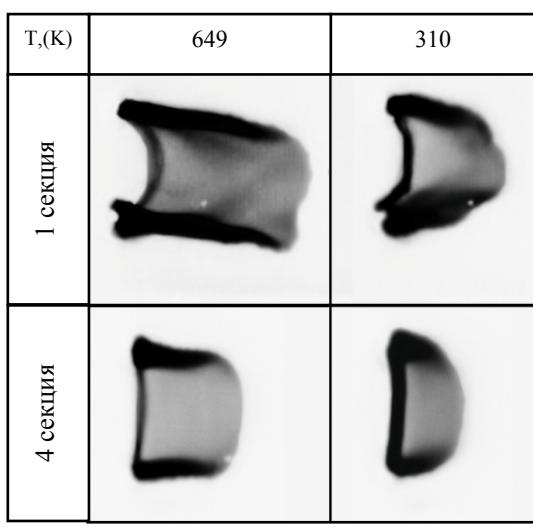


Рис. 1.

Результаты по определению скорости сверхзвукового потока при помощи импульсного разряда сравниваются с данными, полученными из обработки сигналов с датчиков давления, которые располагались по длине сверхзвукового канала.

e-mail: alexander.a.firsov@gmail.com

### Литература

- Ильченко Д.С., Каменщикова С.А., Фирсов А.А. Об одном методе определения скорости потока в сверхзвуковом канале. Материалы докладов XIV Международной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов».

<http://lomonosov-msu.ru/2007/18/kamenschikov.doc.pdf>

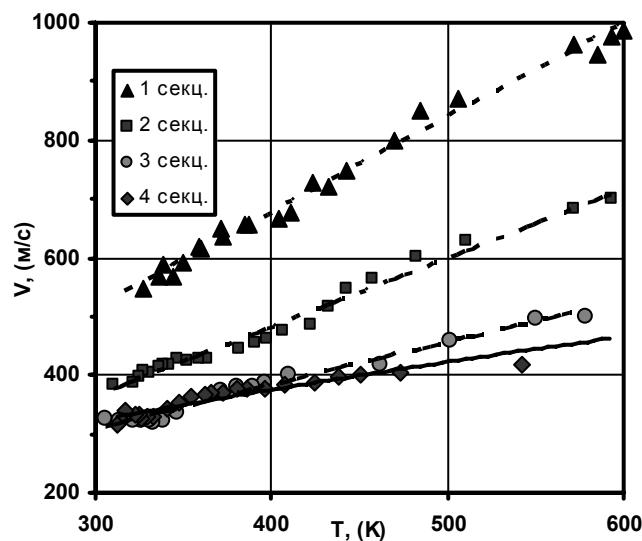


Рис. 2

**ИССЛЕДОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ  
МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ УГЛЕВОДОРДНЫХ СМЕСЕЙ МЕТОДОМ  
РАССЕЯНИЯ СВЕТА В ОКРЕСТНОСТИ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ  
ЖИДКОСТЬ-ПАР**

\*\*Курьяков В.Н., Городецкий Е.Е., Дешабо В.А., Косов В.И., Юдин Д.И., Юдин И.К.

*Институт проблем нефти и газа РАН, Москва, Россия*

В настоящей работе исследована трехкомпонентная углеводородная смесь метан-пропан-пентан с мольной концентрацией 0.5-0.35-0.15, соответственно. Основным методом исследования было измерение статического и динамического рассеяния света в широком интервале термодинамических параметров системы. В частности, с целью определения критических параметров смеси температурные зависимости интенсивности и спектрального состава рассеянного света были измерены на одиннадцати различных изохорах, включая критическую. В широкой окрестности критической точки были определены: фазовая диаграмма данной смеси, аномалия интенсивности рассеянного света и коэффициента диффузии смеси, а также, определена критическая температура с погрешностью 0,05 К (0,1%) и критическая плотность с погрешностью 0,02 (6%) г/см<sup>3</sup>.

Высокая точность экспериментальной техники позволила также проверить такие тонкие эффекты, как ренормировки критических показателей и другие универсальные соотношения, вытекающие из флуктуационной теории критических явлений.

Разработанная экспериментальная техника позволяет с высокой точностью определять критические параметры многокомпонентных газовых смесей, что является важной задачей в разработке нефтегазовых месторождений.

E-mail: kouryakov@OGRI.ru

**ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ГАЗОВЫХ ПОТОКОВ  
В ИНЖЕКТОРНОМ ТРАКТЕ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ГАЗОНАПУСКЕ**

Листопад А.А.

*Институт ядерной физики имени Г.И.Будкера СО РАН*

К настоящему времени в ИЯФ СО РАН накоплен большой опыт по созданию инжекторов быстрых нейтральных частиц. Такие устройства широко используются для нагрева плазмы в термоядерных установках, а также служат удобным инструментом для ее диагностики. Данная работа была выполнена в ходе проектирования инжекторного тракта нагревного квазистационарного инжектора мегаваттной мощности, создаваемого по международному заказу. Актуальность работы связана с выдвинутыми заказчиком жесткими требованиями по натеканию остаточного газа в объем установки (~0,1л·Торр/с, при предполагаемом газонапуске 20-30л·Торр/с).

В ходе данной работы была разработана принципиальная схема инжекторного тракта, которая состоит из главного бака, трубы нейтрализатора, центральной диафрагмы, двух крионасосов, магнитного сепаратора для разделения пучка на нейтральную и заряженную фракции, и приемника заряженной компоненты пучка. В данной конструкции реализована дифференциальная откачка. Объем разделен диафрагмой на два модуля, расположенных последовательно, в каждом из которых установлен мощный

\*\* Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

крионасос (скорость откачки около 80000 л/с). Такая схема позволяет в разы повысить эффективность откачки, и на порядок снизить натекание остаточного газа в объем установки.

В процессе разработки инжекторного тракта было предложено несколько вариантов компоновки элементов. Главным образом это касалось геометрии бака и центральной диафрагмы для максимально эффективного распределения потоков газа на крионасосы и обеспечения требуемых значений давления и газового потока на выходе из инжекторного тракта. Кроме того, рассматривались различные геометрии трубы нейтрализатора с целью получения необходимой плотности перезарядной мишени ( $\sigma_{nl} > 1$ ) при минимальном наддуве мишленного газа, исследовались варианты разных по форме и мощности крионасосов.

Каждый вариант инжекторного тракта был рассчитан на программе CreatVac2.0. Программа позволяет проводить численное моделирование течения газовых потоков в вакуумных системах методом стохастической динамики [1].

Для каждого варианта рассчитаны потоки газа на криогенные насосы и выходящий из инжектора сопутствующий поток. Определен профиль распределения газа в инжекторном тракте и динамика установления равновесной плотности мишени нейтрализатора. Вычислена доля обдирки нейтрального пучка на молекулах остаточного газа (данная величина составила 5%, что удовлетворяет заявленным требованиям).

Проведенные расчеты были экспериментально подтверждены в ходе серии тестовых измерений динамики давления газа в первом и во втором модулях бака, при импульсном газонапуске с различными значениями газовых потоков и длительности импульсов. В качестве измерителя давления использовался магниторазрядный вакуумметр фирмы Pfeiffer, аналоговый сигнал с которого измерялся с помощью цифрового осциллографа Tektronix. Во всех случаях наблюдалось хорошее согласие экспериментальных данных с результатами компьютерных моделей.

[alexlist@yandex.ru](mailto:alexlist@yandex.ru)

### Литература

1. А.С.Кривенко, В.И.Давыденко, А.А.Иванов, А.Н.Драничников «Моделирование нестационарного профиля нейтрального газа в инжекторе атомов водорода методом стохастической динамики», Препринт ИЯФ 2000-70. Новосибирск, 2000.

## РАСЧЕТ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ ПЛАМЕНИ ПО ЕГО ЦИФРОВОМУ ИЗОБРАЖЕНИЮ

Медведев А.И.

*Сургутский государственный университет ХМАО, Сургут, Россия*

### Введение

В последние годы технические возможности цифровой видеотехники, как бытовой, так и научной развиваются со значительным опережением методов использования информационных технологий в получении и обработке изображений в научных исследованиях. Так, например, информация, содержащаяся в ПЗС-матрице фото- кинокамеры, может быть обработана множеством пакетов прикладных математических программ с целью получения информации о распределении энергии излучения на изображении визуализируемого объекта.

В данной работе метод цифровой фотометрии применяется для исследования изменения температуры во фронте стехиометрического пропано-воздушного пламени при его обращении.

Выбор объекта исследования обусловлен двумя причинами:

особенностью самопроизвольного формирования вихревых структур в обращенном пламени, существенно увеличивающих интенсивность тепло- массообмена в камерах сгорания энергетических устройств;

влиянием «обращения» пламени на соотношение между нормальным и тангенциальным тепловыми потоками на поверхности фронта пламени, что представляет фундаментальный интерес с точки зрения возможности получения «спинового» фронта пламени при горении газовых смесей.

Данная работа направлена на достижение двух целей, связанных друг с другом. Первая из них – исследование влияния касательной компоненты скорости горючего газа на тепловой поток вдоль фронта пламени, изменяющий местоположение максимума температуры в обращенном и бунзеновском ламинарном пламени. Вторая заключается в апробации и усовершенствовании нового дистанционного точного метода измерения распределения концентраций и температур в пламенах топочных устройств и факелов, образующихся при сжигании попутного газа. Метод использует последние достижения информационных технологий в области обработки цифровых изображений для получения полной информации о фотографируемом объекте.

### Литература

- Строкатов А.А. Физическое моделирование огненных и тепловых смерчей: Дисс. на соискание степени канд. физико-мат. наук / А.А. Строкатов; Томский гос. ун-т. – Томск, 2007. – 132 с.
- Абруков С.А. Теневые и интерференционные методы исследования оптических неоднородностей / С.А. Абруков . - Казань. Казанский университет, 1962. – 83 с.
- Хауф В. Оптические методы в теплопередаче / В. Хауф, У. Григуль. - М.: Мир, 1973. – 240 с.
- Самсонов В.П. Измерение локальных тепловых потоков при теплообмене поверхности с вихревой структурой /В.П. Самсонов // Письма в Журнал технической физики. – 2003. – Т. 29, вып. 18. – С. 70-74.

## ДЕФОРМАЦИИ КАПЛИ НАМАГНИЧИВАЮЩЕЙСЯ ЖИДКОСТИ ПРИ ЕЕ ВРАЩЕНИИ В ОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Мкртчян Л.С.

*Ставропольский государственный университет, Ставрополь, Россия*

Магнитные жидкости – коллоидные магнитные наносистемы, способные эффективно взаимодействовать с магнитным полем. Одним из наглядных примеров такого взаимодействия является деформация капель магнитной жидкости при воздействии на них однородного магнитного поля. Такая деформация капель обусловлена стремлением к состоянию, соответствующему минимуму полной энергии капли, складывающейся из поверхностной и магнитостатической энергий и не наблюдается для обычных жидкостей, вследствие пренебрежимо малой величины магнитостатической энергии по сравнению с поверхностной. Вместе с тем, капля любой жидкости может существенно менять свою форму, вследствие ее вращения, что используется на практике (например, для измерения поверхностного натяжения жидкостей). В настоящей работе предпринята попытка исследовать особенности деформации капли магнитной жидкости, вызванной действием магнитного поля и одновременным ее вращением.

Первоначально трубка приводилась во вращение при отсутствии магнитного поля, при этом капля деформировалась, вытягиваясь вдоль оси трубы. Схема установки

для изучения деформационных эффектов капли магнитной жидкости в магнитном поле представлена на рис. 1. Оказалось, что величину деформации капли можно регулировать с помощью дополнительного действия магнитного поля – при небольшом вытяжении удавалось уменьшить деформацию капли и, в некоторых случаях, даже восстановить ее сферическую форму. На рис. 2 представлена компенсационная зависимость деформации капли, построенная в координатах  $B - \omega$ . В некоторых случаях, когда величина компенсирующего поля достаточно велика, капля приобретает форму цилиндра с вогнутыми закругленными краями. При достаточно больших скоростях вращения капли, когда ее деформация за счет вращения значительна (форма капли в этом случае трансформируется из сферической в цилиндрическую) дополнительное действие магнитного поля приводит к делению деформированной капли на две капли, форма которых может также регулироваться путем дальнейшего изменения напряженности поля.

Теоретический анализ особенностей деформации вращающейся намагничивающейся капли был проведен с помощью энергетического подхода, на основе анализа полной энергии капли, включающей в виде составляющих ее компонент магнитную энергию, энергию поверхностного натяжения и потенциальную энергию сил инерции. В заключении показаны возможности использования наблюдаемого эффекта (для измерения магнитных свойств магнитных жидкостей, межфазного натяжения, частоты вращения).

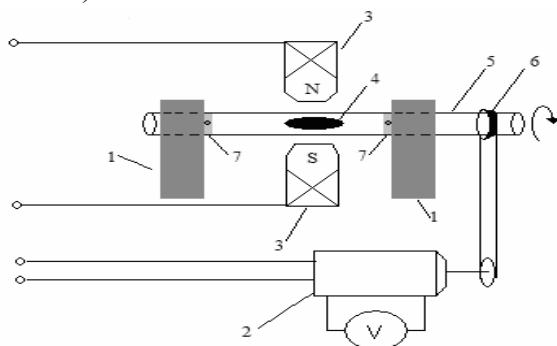


Рис. 1. Экспериментальная установка: 1 – держатели; 2 – электродвигатель; 3 – электромагнит; 4 – капля МЖ; 5 – стеклянная трубка; 6 – шкив; 7 – подшипники скольжения.

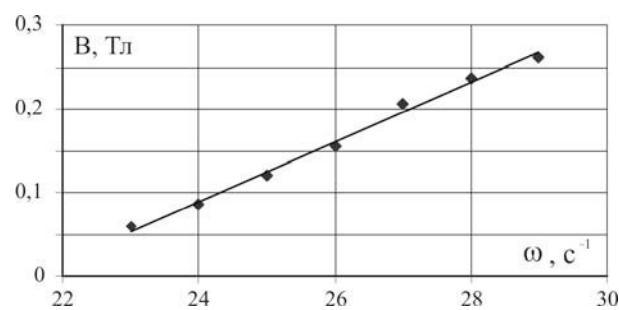


Рис. 2.

Автор выражает благодарность научному руководителю профессору, д. ф.-м. н. Диканскому Ю. И.

## ОПТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА ТЕПЛОВОЙ ГРАВИТАЦИОННО – КАПИЛЛЯРНОЙ КОНВЕКЦИИ В ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ СЛОЯХ ЖИДКОСТИ СО СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

Помыткина А.С.

*Новосибирский гос. тех. универ., Новосибирск, Россия*

### Введение

Экспериментальные исследования тепловой гравитационно-капиллярной конвекции в горизонтальном слое направлены на решение фундаментальных вопросов ламинарно-турбулентного перехода и на решения задач, возникающих при разработке технологических процессов выращивания кристаллов разными способами [1].

### Методы

В представляющей работе экспериментально исследовались тепловые и конвективные потоки в слое жидкости методами бихроматической гильберт–визуализации поверхностных динамических структур. Исследовался горизонтальный слой жидкости со свободной поверхностью. Нижняя поверхность слоя подвергалась контролируемому нагреву. Использовались: полиэтилсиликсановая жидкость ПЭС–5 и подсолнечное масло. Возникающие на поверхности динамические структуры в виде ячеек Бенара визуализировались автоколлимационным оптическим процессором с бихроматической фильтрацией Фуко–Гильберта [2].

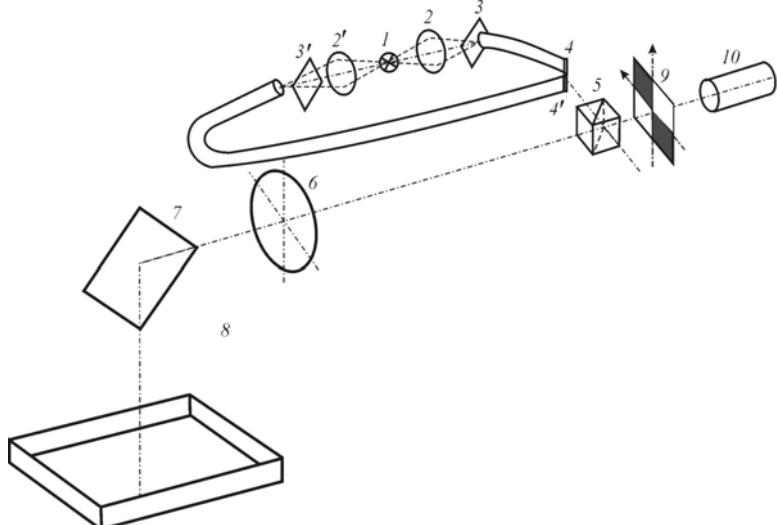


Рис. 1.

На рис. 1 приведена оптическая схема автоколлимационного цветного визуализатора с бихроматическим источником света в сочетании с визуализирующим пространственным фильтром в виде квадрантного ножа Фуко–Гильберта. Бихроматический источник, состоящий из элементов 1–4, служит для формирования некогерентного источника света. Излучающее тело источника имеет щелевой вид и образовано торцевыми поверхностями световолоконных преобразователей 4 и 4'. Каждая половина бихроматического источника излучает потоки света в синей и красной областях спектра. На входные торцы волоконных преобразователей 4 и 4' соответственно через синий и красный светофильтры 3 (СС-5) и 3' (КС-13) объективами конденсорной системы 2 и 2' переносятся изображения излучающего элемента галогенной лампы 1. Свет от бихроматического осветителя попадает на светоделительный кубик 5. Отраженное от светоделительной грани кубика излучение, проходя через коллиматорный объектив 6, направляется диагональным зеркалом 7 в ванну с исследуемой жидкостью 8. Возмущенный структурой поверхности исследуемой жидкости свет проходит путь в обратном направлении и подвергается преобразованию фильтром Фуко–Гильберта 9, пространственно-согласованным с бихроматическим источником. Объектив видеокамеры 10 выполняет обратное преобразование Фурье и формирует фуко-тенеграммы.

### Результаты

Для исследования эволюции пространственной структуры конвективного течения был разработан и создан автоколлимационный бихроматический теневой прибор соптической фильтрацией Фуко–Гильберта.

В процессе выполнения экспериментов были получены хронофотографии динамических изменений поверхности исследуемой жидкости. На рис. 2 приведены примеры визуализации поверхностной структуры в виде ячеек Бенара для жидкостей ПЭС–5 (a,b) и подсолнечного масла (c,d) при различных температурных градиентах. Эти хронофотографии взяты из фильмов, иллюстрирующих формирование и эволюцию динамических структур при различных режимах нагревания нижней поверхности слоя жидкости.

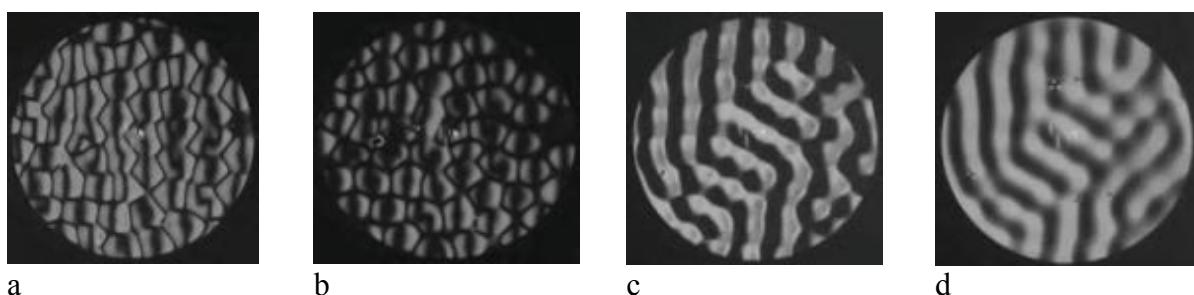


Рис. 2

Автор выражает признательность профессору, д.т.н. Дубнищеву Ю.Н. и в.н.с., д.т.н. Арбузову В.А. за помощь при подготовке доклада

Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных по междисциплинарной программе СО РАН 39.2 от 14.11.06

#### Литература

1. Бердников В.С., Марков В.А. (2006) Ламинарно–турбулентный переход в Рэлей–Бенаровской конвекции // Труды Четвертой Российской национальной конференции по теплообмену, т. 3 // Свободная конвекция. Тепломассообмен при химических превращениях. – М.: Изд-во дом МЭИ, 2006. – 358 с.

2. Дубнищев Ю.Н., Арбузов В.А., Белоусов П.П., Белоусов П.Я. (2003) Оптические методы исследования потоков // Новосибирск: Сиб. унив. изд-во, 2003. – 418 с.

## САЖЕОБРАЗОВАНИЕ В ПЛАМЕНИ ЖИДКОГО УГЛЕВОДОРОДНОГО ТОПЛИВА

Порфириев А.М.

*Чувашский гос. пед. универ. им. И.Я. Яковлева, Чебоксары, Россия*

Углеводородные топлива при горении в свободно-конвективном режиме образуют светящее пламя и коптящий шлейф сажи. Оптические свойства пламени, как излучение света, так и поглощение света в пламени являются одними из характерных параметров факельного режима горения.

В работе экспериментально изучалось излучение и поглощение света пламен бензина, керосина и дизельного топлива. Сжигание топлив производилось с круглой горелки с помощью фитиля. Бензин, сгорая, почти не образует коптящегося шлейфа, тогда как керосин и дизельное топливо образуют плотные шлейфы.

Используя метод проноса оптического датчика перед пламенем вдоль диаметральной плоскости, получали распределение яркости участков пламени. Перемещение датчика управлялось компьютером и одновременно записывалось для фиксированной координаты оцифрованное значение яркости. Обработка полученных данных методами одноракурсной томографии позволяет выделить узкую зону свечения диффузионного пламени. Толщина этой зоны меняется с высотой над горелкой и, прежде всего, зависит от скорости диффузии кислорода из окружающего воздуха. Свечение пламени и ее цвет определяются свечением частиц сажи. Излучательная способность частиц сажи близка 0,96, поэтому основная доля излучения пламени приходится на излучение сажи.

Однако часть топлива не успевает выгорать до углекислого газа и воды, и часть молекул углеводорода превращается в частицы сажи. Образовавшиеся частицы сажи частично выгорают, другая часть коагулирует, образуя более крупные частицы. Первичные частицы имеют размеры в поперечнике 5 нм.

Процесс сажеобразования интенсивен в тех областях пламени, где температура достаточно высокая, а доступ кислорода воздуха ограничен. Эта область примыкает

непосредственно к светящей части пламени. В этих областях яркость пламени с увеличением высоты резко уменьшается. Тем выше молекулярная масса топлива, тем эта высота ближе расположена к устью горелки. Градиент уменьшения яркости пламени по высоте отличается для разных топлив.

С дальнейшим увеличением высоты в коптящемся шлейфе происходят различные оптические явления. Поглощение света с увеличением высоты уменьшается с 60% до 27% (светильный керосин), что, вероятно, вызвано с объемными процессами коагуляции частиц сажи. С уменьшением температуры продуктов сгорания процессы коагуляции частиц сажи меняются в пространстве. В центральной части потока размеры частиц почти не меняются, а в периферийных областях потока размеры частиц увеличиваются, что приводит к более сильному поглощению света.

В двухфазных потоках, где размеры частиц меньше длины волны или соизмеримы с ней, затухание излучения может быть вызвано рассеянием света и поглощением ее. Явление поглощения зависит от величины мнимой части показателя преломления света. В видимой части спектра и в ближнем инфракрасном диапазоне излучения мнимая часть показателя преломления для углерода близка к единице, поэтому в затухании излучения явное преобладание имеет поглощение света.

## К ВОПРОСУ О ДВИЖЕНИИ ГАЗОВОГО ПУЗЫРЬКА В ДВУХСЛОЙНОЙ СРЕДЕ - МАГНИТНАЯ И НЕМАГНИТНАЯ ЖИДКОСТЬ В ОДНОРОДНОМ ВНЕШНEM МАГНИТНОM ПОЛЕ.

Травкина Т.В.

*Ставропольский государственный университет, Ставрополь, Россия*

Экспериментально и теоретически изучались закономерности движения газового пузырька при всплытии его в двухслойной системе - магнитная и немагнитная жидкость, при воздействии внешнего магнитного поля.

Эксперимент заключался в следующем: цилиндрический стеклянный контейнер заполнялся снизу непрозрачной магнитной жидкостью, а сверху несмешивающейся с ней прозрачной немагнитной жидкостью (водой). Магнитная жидкость представляла собой коллоидный раствор магнетита в керосине, стабилизированный олеиновой кислотой с намагниченностью насыщения 51кА/м. Со дна сосуда в объеме магнитной жидкости через трубку диаметром 0,02м, выдувался газовый пузырек. Поднимаясь со дна сосуда пузырек подходил к границе раздела магнитная и немагнитная среда и, пронызывая эту границу, захватывал некоторый объем магнитной жидкости. Далее пузырек, заполненный магнитной жидкостью, всплывал прозрачной немагнитной жидкости, перемещаясь по сложно-винтовой траектории в приложенном внешнем однородном магнитном поле, создаваемом катушками Гельмгольца. Процесс всплытия пузырька, заполненного магнитной жидкостью, фиксировался цифровой видеокамерой.

По результатам наблюдений была предпринята попытка решения первой задачи динамики – по закону движения тела восстановить систему сил, действующих на это тело. С помощью пакета MathCad была построена траектория движения пузырька и найден вид поверхности, по которой происходит движение пузырька в прозрачной жидкости. Найденная поверхность, представляла собой сложную апериодически выпуклую поверхность вращения. Были выписаны выражения закона движения пузырька и силы сопротивления, действующей со стороны прозрачной немагнитной жидкости на пузырек газа, заполненный каплей магнитной жидкости.

Наблюдения показывали, что в процессе движения пузырек ориентируется действующими на каплю магнитной жидкости силами магнитного поля, совершая малые колебания относительно направления внешнего магнитного поля. Пульсирующая форма пузырька мало отличается от эллипсоида вращения с большой полуосью, ориентированной вдоль вектора внешнего магнитного поля. Газ в объеме пузырька заключен между поверхностями, ограничивающими пузырек со стороны немагнитной жидкости и поверхностью капли магнитной жидкости, заключенной в объеме пузырька. Наличие газовой прослойки в пузырьке и приводит к колебаниям его поверхности, определяющим характер его движения. Капля жидкости, освобожденная от окружающего ее газа, при выходе пузырька на свободную поверхность, падает вниз по совершенно другому закону, чем закон, по которому происходит вскрытие пузырька, в котором расположена эта капля жидкости. Закон падения капли – равномерное, практически прямолинейное движение.

E-mail: travkinatv@mail.ru

## ПРИМЕНЕНИЕ ВЗАИМНОЙ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ ФУНКЦИИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТИ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА.

Фирсов А.А.

*Объединённый институт высоких температур РАН, Москва, Россия.*

В настоящей работе предлагается использовать рефракционный метод для прямого измерения скорости сверхзвукового потока при различных температурах газа.

В турбулентном потоке локальные значения таких параметров, как температура, давление и плотность, флюктуируют относительно их средних значений. Такие флюктуации движутся со скоростью потока. Теневые методы диагностики показывают, что аналогичным образом себя ведут интегральные значения плотности потока, где интеграл берется по траектории зондирующего луча [1]. Таким образом, задача определения скорости потока сводится к задаче об определении скорости смещения интегральных флюктуаций плотности.

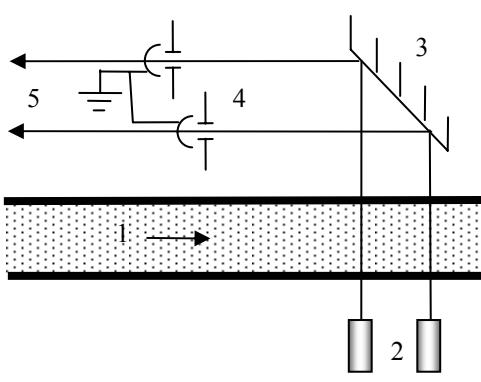


Рис. 1



Рис. 2

За основу способа взят рефракционный метод определения скорости ударной волны [2]. Отличие заключается в том, что полезный сигнал от флюктуаций настолько слаб, что полученные данные требуют дополнительной математической обработки.

Принципиальная схема установки показана на рис.1. В качестве источника света использованы 2 лазерных диодных модуля с длиной волны 655нм и мощностью выход-

ного излучения 6 мВт каждый. Свет от источников, пройдя сверхзвуковой поток (1) и зеркало (3), попадает на фотодиоды (4). Зеркало установлено для увеличения базы оптической системы в ограниченном пространстве. Длина базы  $L_0$  составляет 4м. Сигнал с фотодиодов поступает на входы двухлучевого осциллографа (5), после чего передаётся на компьютер. Скорость определяется как отношение расстояния между лучами X, составляющего 10 – 20 мм, ко времени корреляции сигналов  $\tau$ , определяемому с помощью формализованной процедуры, реализованной на LabVIEW 7.1.

На вход программы подаются сигналы длительностью порядка 200мс с разрешением 10точек/мкс с обоих каналов осциллографа. Программа разбивает зависимости фототока от времени с первого и второго фотодиодов на фрагменты по 300 – 700 мкс, вычитает из них смещения, соответствующие механическому шуму, приводит физическую амплитуду сигналов к машинной [-1, 1], после чего для каждой пары предварительно обработанных фрагментов рассчитывает взаимную корреляционную функцию (ВКФ), типичный вид которой представлен на рис.2. Время корреляции сигналов  $\tau_i$  есть время, соответствующее абсолютному максимуму корреляционной функции. В ходе разбиения временного интервала на отрезки каждому фрагменту сопоставляется момент времени  $T_i$ , равный  $(t_{end} + t_{start})/2$ , где  $t_{start}$  и  $t_{end}$  – времена начала и окончания фрагмента соответственно. По полученным  $\tau_i$ ,  $T_i$  и введённому X программа строит зависимость скорости потока от времени.

Rис.2.

Полученные величины совпадают со значениями, измеренными по газодинамическим данным.

e-mail: alexander.a.firsov@gmail.com

#### Литература

1. Васильев Л.А. Теневые методы. - М.: Наука, 1968.
2. Зайдель А.Н., Островская Г.В. Лазерные методы исследования плазмы. Л.: Наука, 1977.

## РАВНОВЕСНЫЕ ФОРМЫ ПОВЕРХНОСТИ ВИСЯЩЕЙ КАПЛИ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Ярцева Е.П.

*Ставропольский государственный университет, Ставрополь, Россия*

В данной работе проводилось наблюдение за процессом квазистационарного роста и отрыва капель магнитной жидкости при истечении из капиллярного отверстия плоской неограниченной немагнитной подложки во внешних силовых полях, в магнитном поле и поле силы тяжести.

Магнитная жидкость, используемая в экспериментах, представляла собой коллоидную дисперсию магнетита в керосине, стабилизированную олеиновой кислотой. В экспериментах изменялась концентрация магнитной фазы в жидкости. Из концентрированного состава магнитной жидкости с намагниченностью 50,9 кА/м, плотностью 1447 кг/м<sup>3</sup> и вязкостью  $8,1 \cdot 10^{-3}$  Па·с путем разбавления дисперсионной средой – керосином получали два других состава магнитной жидкости с плотностью 1030 кг/м<sup>3</sup> и вязкостью  $4,6 \cdot 10^{-3}$  Па·с, а также с плотностью 900 кг/м<sup>3</sup> и вязкостью  $3,2 \cdot 10^{-3}$  Па·с соответственно.

Схема экспериментальной установки и методика проведения эксперимента соответствовала описанной в работе [1]. Процесс формирования капли фиксировался цифровой видеосъемкой. Измерение объема отрывающейся капли проводилось как без

включения, так и при включенном магнитном поле. В проведенных экспериментах величина напряженности магнитных полей изменялась от 0 до 7 кА/м.

Эксперименты показали, что в магнитном поле поведение капли магнитной жидкости на поверхности подвеса существенно изменялось с увеличением напряженности магнитного поля. В магнитном поле происходило увеличение объема отрывающейся части капли магнитной жидкости, которое в работе связывается с увеличением капиллярных сил, удерживающих каплю на поверхности подвеса, за счет вытяжения ножки капли в направлении приложенного поля.

Экспериментально и теоретически изучалась форма капли в процессе ее квазистатического роста. Выписано условие равновесия свободной поверхности магнитной жидкости на границе с немагнитной средой. Уравнение равновесия представляло собой интегро-дифференциальное уравнение, которое при сделанных допущениях приводилось к нелинейному обыкновенному дифференциальному уравнению второго порядка. Решение уравнения проводилось численно при заданных из эксперимента граничных условиях (краевой угол и объем капли). В результате численных экспериментов установлены границы устойчивости решения уравнения равновесия свободной поверхности магнитной жидкости и объяснены механизмы формирования и отрыва отдельных частей капли. Анализ численных решений показал, что форма капли магнитной жидкости и объем отрывающейся части капли с увеличением размеров капли определяются парой жидкость – поверхность подвеса, поверхностным натяжением жидкости, ее магнитными свойствами и величиною внешнего магнитного поля и не зависят от вязкости и других механических характеристик жидкости.

E-mail: yartseva\_elena@mail.ru

#### **Литература**

Simonovsky A. Ya., Chuenkova I. Yu., Yartseva E.P. (2007) Separation of a magnetic fluid drop from a non-magnetic surface in a magnetic field // Magnetohydrodynamics, № 43(1), pp. 27-34.

## НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА

Председатель подсекции  
проф. Андреев Анатолий Васильевич

### ВЛИЯНИЕ ФАЗЫ НИЗКОЧАСТОТНОГО ПОЛЯ НА ДИНАМИКУ ГЕНЕРАЦИИ ТРЕХУРОВНЕВОЙ СИСТЕМЫ

Абрамов И.Е., Андреев А.В.

*МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия*

Интерес в изучении нестационарных когерентных процессов в многоуровневых средах в последние двадцать лет только возрастает. И это обусловлено тем многообразием эффектов, которые возникают в данных системах, и возможностями, которые открываются при их использовании. Например, в спектроскопии и магнитометрии высокого разрешения, квантовых вычислениях, лазерном охлаждении и.т.д. Управление динамикой излучения в многоуровневых средах посредством изменения фазы управляющего поля выглядит перспективным, к примеру: фазовый контроль спонтанного излучения [1] или безынверсного усиления [2].

Настоящая работа посвящена исследованию процесса генерации трехуровневой среды в зависимости от величины управляющего поля. Рассматривается V-конфигурация трехуровневой среды (см. рис. 1) под действием управляющего поля, резонансного низкочастотному переходу. На основе уравнений для матрицы плотности и уравнений Максвелла проведено численное моделирование динамики генерации излучения. Анализируя полученные решения, была продемонстрирована и качественно объяснена сложная зависимость параметров генерируемых импульсов от фазы управляющего поля. На рис. 2 изображена зависимость максимального значения интенсивности генерируемых импульсов от величины управляющего поля. Также была исследована симметрия зависимостей параметров импульсов от управляющего поля при различных соотношениях времен релаксации трехуровневой системы. В результате исследований можно говорить об огромной роли фазы управляющего поля в процессе генерации в многоуровневых средах.

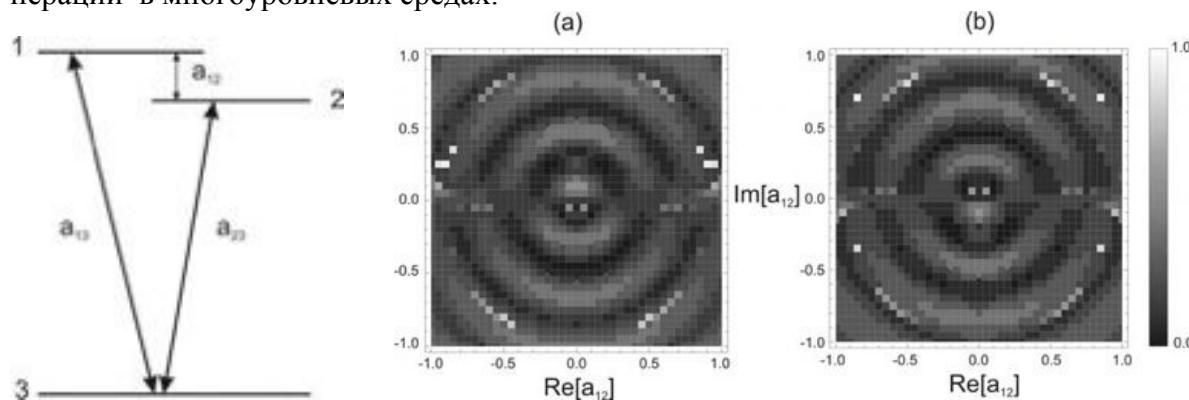


Рис. 1. Схема уровней энергии V-конфигурации трехуровневой среды

Рис. 2. Зависимость максимальной интенсивности генерируемых импульсов  $a_{13}$  (а) и  $a_{23}$  (б) от величины управляющего поля  $a_{12}$ .

E-mail: [abramov.ilya@gmail.com](mailto:abramov.ilya@gmail.com)

### Литература

1. E. Paspalakis, P.L. Knight (1998) Phase control of spontaneous emission // Physical Review Letters, № 81, p. 293
2. M.A. Anton *et al.* (2004) Control of the inversionless gain and refractive index in a V-type atom via squeezed vacuum and quantum interference // Physical Review A, №69, p. 023801

## НЕЛИНЕЙНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ УДВОЕНИИ ПЕРИОДА АВТОМОДУЛЯЦИОННЫХ КОЛЕБАНИЙ В КОЛЬЦЕВОМ ТВЕРДО- ТЕЛЬНОМ ЛАЗЕРЕ

Камышева А.А.<sup>1</sup>, Чекина С.Н.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

<sup>2</sup> НИИЯФ МГУ им. Д.В. Скobel'цына, Москва, Россия

Кольцевые автономные лазеры являются сложными нелинейными системами, в которых возможно возбуждение большого числа различных режимов двунаправленной и односторонней генерации. Данный тип лазеров широко используется в науке и технике, благодаря высокой стабильности и чувствительности к наличию малых оптических невзаимностей. Но в таких лазерах слабо изучены такие нелинейные эффекты, как параметрический, стохастический и когерентный резонансы.

В настоящей работе экспериментально исследованы особенности эволюции нелинейной динамики автономного двунаправленного кольцевого лазера на кристалле Nd:YAG с полупроводниковой накачкой, работающего в автомодуляционном режиме первого рода, в зависимости от превышения мощности накачки порогового значения и мощности шумового воздействия. Была продемонстрирована возможность возникновения ряда нелинейных эффектов (параметрического резонанса, бифуркации удвоения периода автоколебаний и возникновения шумовых предвестников).

В ходе работы был проведен экспериментальный и численный анализ нелинейных явлений, возникающих в кольцевом твердотельном лазере, работающем в автомодуляционном режиме первого рода, при приближении к точке бифуркации удвоения периода автомодуляционных колебаний и внутри области удвоения. Экспериментально обнаружены шумовые предвестники бифуркации удвоения. Исследованы спектральные и временные зависимости автоколебаний от превышения пороговой мощности накачки. Показано, что параметрическая синхронизация частот автомодуляционных и релаксационных колебаний может приводить к значительному уменьшению ширины спектрального пика, соответствующего частоте автомодуляции. Установлено, что амплитудная невзаимность кольцевого резонатора приводит к различию бифуркационных диаграмм, временных зависимостей и спектров мощности для встречных волн излучения. Величина амплитудной невзаимности оказывает также определяющее влияние на ширину области параметрической синхронизации.

Проведены исследования по влиянию шумового возмущения на характер генерации лазера. Обнаружен эффект стохастического резонанса в кольцевом лазере. Проанализированы полученные зависимости ширины и амплитуды пиков, соответствующих автомодуляционным и релаксационным частотам, от превышения порогового уровня накачки. Замечено, что расстояние между пиками шумовых предвестников зависит от интенсивности шума.

Численно показано, что причиной возникновения наблюдаемых нелинейных эффектов является параметрическое взаимодействие автомодуляционных и релаксационных колебаний, возникающее при определенном соотношении параметров.

*e-mail: kamysheva\_arina@mail.ru, schec@rambler.ru*

### Литература

1. Анищенко В.С., Нейман А.Б., Месс Ф., Шиманский – Гайер Л. (1999) Стохастический резонанс как индуцированный шумом эффект увеличения степени порядка // Успехи физических наук, том 169, №1, 7-38.
2. Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г. (2006) Нелинейная динамика твердотельных лазеров // Квантовая электроника 36, 192.

## ПРОЯВЛЕНИЕ АСТИГМАТИЗМА АКТИВНОЙ СРЕДЫ В СИНХРОНИЗАЦИИ ПОПЕРЕЧНЫХ МОД В ND:YAG ЛАЗЕРЕ С ПРОДОЛЬНОЙ ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ

\*Кострюков П.В.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

Использование продольной диодной накачки позволяет достигать высокой эффективности, в том числе за счет формирования неоднородного профиля усиления. В ряде работ для лазеров с неоднородной продольной накачкой и резонаторами небольшой (до 25 см) длины для некоторых конфигураций резонатора наблюдались распределения интенсивности со сложной кольцевой структурой [1,2]. Возникновение критических конфигураций, обеспечивающих формирование сложных полей, связывают с частотным вырождением мод пустого резонатора, которое реализуется, если  $g$ -параметры резонатора удовлетворяют условию

$$\frac{\arccos \pm \sqrt{g_1 g_2}}{\pi} = \frac{r}{s},$$

где  $\frac{r}{s}$  – несократимая дробь, характеризующая вырождение. Основная мода в случае возникающего здесь эффекта синхронизации поперечных мод представляет собой суперпозицию сферизированных мод пустого резонатора с определенными значениями поперечных индексов.

В большинстве твердотельных пикосекундных лазеров используются резонаторы больших длин (порядка 1 м). В данной работе исследуется поведение пространственной структуры излучения Nd:YAG лазера с продольной диодной накачкой с двухзеркальным резонатором, образованным плоским зеркалом на одной из граней активной среды и выходным сферическим зеркалом с радиусом кривизны 150 см. В эксперименте длина резонатора менялась от 45 см до 140 см. Обнаружено качественно иное поведение пространственной структуры излучения в окрестности вырожденных конфигураций по сравнению с аксиально-симметричным случаем [3], реализующимся для резонаторов малых длин. Вдали от вырожденных конфигураций распределения интенсивности близки к гауссовым. В окрестности каждой проявляющейся вырожденной конфигурации четко выделяются две длины резонатора  $L_x$  и  $L_y$ , для которых распределения интенсивности расширяются в двух соответствующих поперечных направлениях. Эти

\* Доклад отмечен жюри как лучший на подсекции.

направления перпендикулярны друг другу и поворачиваются при вращении активной среды относительно оси резонатора. Результаты численных расчетов, учитывающих пространственно неоднородное усиление и астигматизм активной среды, находятся в хорошем согласии с экспериментальными. Для длин  $L_x$  и  $L_y$  реализуются суперпозиции эрмит-гауссовых мод пустого резонатора с нулевым первым и вторым поперечными индексами соответственно. Собственные оптические силы активной среды  $D_x$ , и  $D_y$  могут быть найдены непосредственно из измерений  $L_x$  и  $L_y$  без привлечения численного моделирования. Значения  $D_x$ , и  $D_y$ , измеренные для пяти различных кристаллов Nd:YAG одинаковой геометрии ( $\varnothing 5\text{мм} \times 5\text{мм}$ ), лежат в диапазоне от  $-0.028\text{м}^{-1}$  до  $+0.20\text{м}^{-1}$ .

E-mail: kostryukov\_p@mail.ru

#### Литература

1. Wu H.-H., Shen C.-C., Chen T.-W., Wei M.-D., Hsieh W.-F. *Opt. Commun.*, **165**, 225-229 (1999).
2. Ozygus B., Zhang Q., *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 2590-2592 (1997).
3. Горбунков М.В., Кострюков П.В., Телегин Л.С., Тункин В.Г., Яковлев Д.В., *Квантовая электроника*, **37**, 173-180 (2007).

## ИМПУЛЬСНАЯ ФАЗОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ОТРАЖЕНИЯ В ТГЦ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ

Кулешов Е.А.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

**Введение:** ТГц спектроскопия на сегодняшний день является перспективным инструментом исследования например колебательных переходов в биомолекулах. Кроме того ТГц излучение применяется в задачах обнаружения и диагностики Особую сложность и интерес представляют белки, в естественной среде (воде).

Современный способ получать ТГц импульсы основан на эффекте оптического выпрямления в нелинейном кристалле. В широкополосном фемтосекундном лазерном импульсе различные спектральные компоненты вычитаются друг из друга, генерируя низкочастотную компоненту в ТГц диапазоне. Полученный импульс является когерентным и сверхкоротким (из 1.5 периодов колебаний). На этом принципе создан и работает ТГц спектрометр.

**Целью** настоящей работы являлась модификация спектрометра, для фазовой спектроскопии отражения в ТГц диапазоне, и его экспериментальная апробация на веществах разного типа.

**Модель и эксперимент:** Из экспериментальной зависимости коэффициента поглощения  $\alpha$  и показателя преломления  $n$ , измеренных в схеме «на пропускание» для веществ (Л-цистин, Лактоза и др.) [1], строился спектр диэлектрической проницаемости  $\epsilon$ .

$$\epsilon' = n^2 - \kappa^2, \quad \epsilon''(\omega) = 2n\kappa \quad (1)$$

На основе диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  строился комплексный модельный показатель преломления  $\hat{n} = \sqrt{\epsilon}$ , из него – комплексный коэффициент отражения  $\hat{R}(\theta)$ ,

$$\hat{R}(\theta) = \frac{\hat{n}^2 \cos(\theta) - \sqrt{\hat{n}^2 - \sin^2(\theta)}}{\hat{n}^2 \cos(\theta) + \sqrt{\hat{n}^2 - \sin^2(\theta)}} \quad (2)$$

характеризуемый модулем  $R$  и фазой  $\phi$ ;  $\hat{R} = R \cdot \exp[i\phi]$ ,  $\theta$  – угол падения луча, отсчитанный от нормали. Сравнение модельных коэффициентов отражения для разных углов падения  $\theta$  показало (рис. 1), что наиболее информативной (в смысле чувствительности к наличию линии поглощения) является фазовая часть  $p$  – поляризации (поле  $E$  в плоскости падения). Максимальная чувствительность  $\phi_p$  наблюдается вблизи угла Брюстера –  $\theta_0$ , где внешняя среда – воздух  $n_1 \equiv 1$  (хотя в этом случае коэффициент отражения стремится к нулю). Это обстоятельство накладывает ограничение на  $|\theta - \theta_0|$ , ибо влияние шума на фазовый спектр растет с уменьшением амплитуды сигнала (для  $R_p \geq 0.1$ ,  $|\theta - \theta_0| > 5^\circ$ ). Совпадение измеренных в эксперименте «на отражение» зависимостей с ожидаемыми из эксперимента «на пропускание» зависимостями (рис. 3,4), говорит о применимости метода фазовой спектроскопии отражения для задач идентификации веществ.

Другой подход к решению задачи представляет собой работу в схеме полного внутреннего отражения (ПВО). Схема хороша тем, что вода в ТГц диапазоне непрозрачна, оттого схема «на пропускание» для биологических тканей здесь неприменима, кроме того в спектре воды отсутствуют линии поглощения, отчего схема обычного отражения менее преспективна. Из диэлектрической проницаемости воды [2]  $\epsilon(\omega)$  был построен модельный спектр ПВО который сравнивался с экспериментальным спектром воды и раствора арабинозы (рис.2).

Исследовалась задача определения коэффициентов преломления и поглощения (и последующей идентификации вещества) из измеренных спектров отражения. Для решения такой задачи пользуясь (2) можно получить выражение для комплексной диэлектрической проницаемости  $\epsilon$ , зная экспериментальные модуль  $R_p$  и фазу  $\phi_p$ .

$$\tilde{\epsilon} = \frac{\left[ \frac{1 + \hat{R}_p}{1 - \hat{R}_p} \right]^2 + \sqrt{\left[ \frac{1 + \hat{R}_p}{1 - \hat{R}_p} \right]^4 - \sin^2(2\theta)} \left[ \frac{1 + \hat{R}_p}{1 - \hat{R}_p} \right]^2}{2 \cos^2 \theta} \quad (3),$$

где  $\epsilon = \tilde{\epsilon}$  если  $\text{Re}(\tilde{\epsilon}) > 0$ , либо  $\epsilon = \tilde{\epsilon}^*$  если  $\text{Re}(\tilde{\epsilon}) < 0$ , здесь «\*» означает комплексное сопряжение. Из  $\epsilon$  получается  $\alpha$  и  $n$ , (см. 1) как

$$\alpha = \frac{\omega}{c} \text{Im}(\sqrt{\epsilon}), \quad n = \text{Re}(\sqrt{\epsilon}) \quad (4).$$

В качестве примера измерения неизвестных свойств непрозрачного вещества использовался CsI (рис.5). Тот же пример рассмотрен в схеме ПВО (рис. 6), где видно, что наличие небольшого воздушного зазора делает эксперимент некорректным.



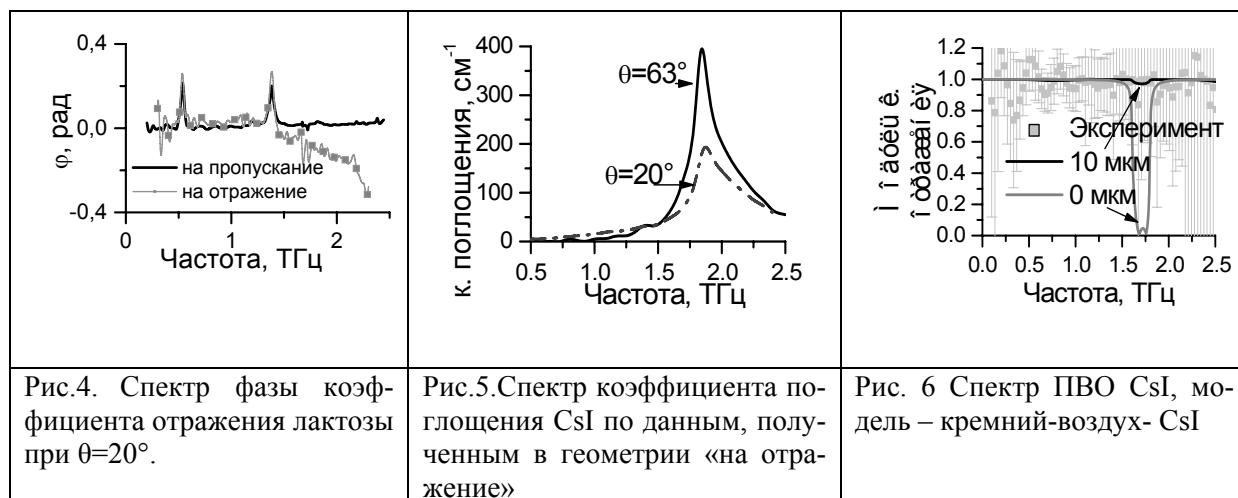


Рис.4. Спектр фазы коэффициента отражения лактозы при  $\theta=20^\circ$ .

Рис.5. Спектр коэффициента поглощения CsI по данным, полученным в геометрии «на отражение»

Рис. 6 Спектр ПВО CsI, модель – кремний-воздух- CsI

Таким образом для мягких тканей и растворов более перспективна схема ПВО, для твёрдых образцов схема отражения либо, если возможно, пропускания. Впервые использована информация из спектра фазы отражения для характеризации веществ.

Тезисы доклады основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта РФФИ - 05-02-17298-а , 05-03-32877-а.

Автор выражает признательность к.ф-м.н. Назарову М. М. за постановку задачи.  
E-mail: evgeniy\_kuleshov@mail.ru

1. Brandt N.N., Chikishev A.Yu., Nazarov M.M., Okhotnikov O.G., Parashchuk O.D., Shkelnyuk S.A., Sapozhnikov D.A., Shkurinov, A.P. «Terahertz time-domain spectroscopy and spectrochronography of amino acids and polypeptides» // SPIE 2006 V. 6194 art. no. 619408.

2. Masaya Nagai, Hiroyuki Yada, Takashi Arikawa, and Koichiro Tanaka «Terahertz time-domain attenuated total reflection spectroscopy in water and biological solution» International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 2006 V. 27, No. 4, p. 505.

## СВЕРХУШИРЕНИЕ ЧАСТОТНОГО СПЕКТРА ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА ПРИ ФИЛАМЕНТАЦИИ В ВОЗДУХЕ

**\*\*Мажорова А.В., Курилова М.В., Горгуца С.Р.**

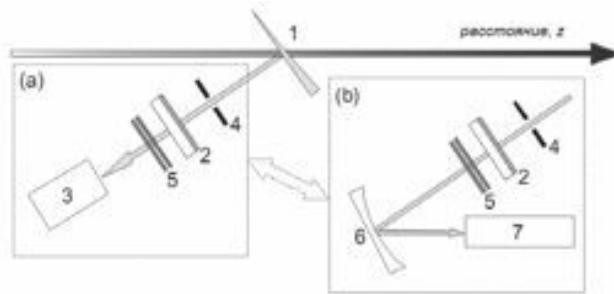
*МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

Значительный интерес в исследовании явления филаментации состоит в возможности получения источника импульсов длительностью несколько периодов оптических колебаний. Такой импульс мог бы использоваться для проведения разрешенных во времени измерений динамики электронов в атомах и молекулах, создания лазерно-плазменных ускорителей, исследования неадиабатического взаимодействия сверхмощного лазерного излучения с плазмой, генерации аттосекундных импульсов и др. В настоящее время такие импульсы получают путем искусственного уширения спектра исходного излучения в капилляре или дырчатом волокне, заполненном газом, а на выходе из капилляра импульс сжимается с помощью чирпированных зеркал. Уже имеются работы, в которых показано получение ультракоротких импульсов при филаментации [1-3]. Однако, остаются неисследованными задачи увеличения энергии короткого импульса до нескольких милиджоулей, поиска оптимальных режимов и сред для сжатия им-

\*\* Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

пульса. В частности, важным является исследование возможности увеличения эффективности преобразования энергии в сжатый импульс в зависимости от параметров исходного импульса, таких как энергия, величина чирпа, расходимость пучка и т.д.

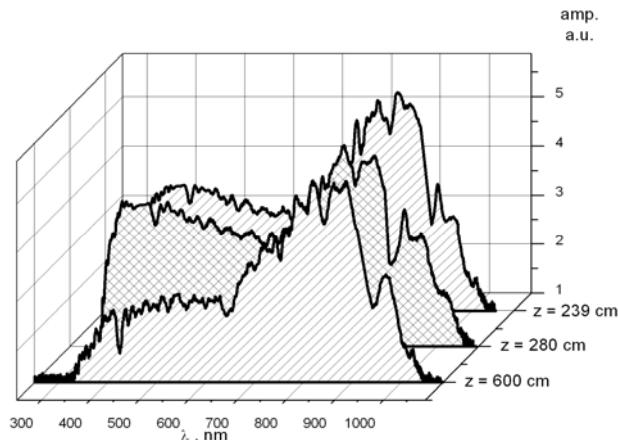
Целью настоящей работы является исследование уширения спектра в атомарных и молекулярных газах (воздух, азот, аргон, ксенон) в режиме генерации одного филамента при различных значениях давления газа. Для формирования филамента использовался импульс, генерируемый лазерной системой на кристалле Ti:Sapphire (длина волны излучения 805 нм, длительность импульса 55 фс, энергия в импульсе 3-5 мДж, частота повторения импульсов 10 Гц, мощность 50 ГВт). Перед входом в среду излучение дополнительно телескопировалось, что позволило получить коллимированный пучок с диаметром 1.3 мм по полувысоте. Диагностика филамента производилась посредством измерения энергии (а) и спектра (б) излучения в спектральном диапазоне длин волн от 250 нм до 1200 нм на трассе, длиной в 7 м. Ниже приведена схема экспериментальной установки.



1-кварцевый клин, 2-диэлектрическое зеркало, отражающее в диапазоне длин волн 750-850 нм, 3-пироэлектрический измеритель, 4-диафрагма, 5-нейтральные светофильтры, 6-внеосевое параболическое зеркало, 7-волоконный спектрометр

Согласно численным оценкам [4] в апертуре 100 мкм начальный импульс длительностью 60 фс сжимается в 9 фс импульс с энергией 72 мкДж, или что составляет 1.8 % от энергии исходного импульса. Увеличение диаметра апертуры до 200 мкм ведет к ухудшению компрессии: длительность импульса на выходе 25 фс, а его энергия 300 мкДж, что уже составляет 7%. Таким образом, показано, что выделяя приосевую часть пучка, можно получить наиболее короткий импульс. Поэтому в работе нами были проведены исследования уширения спектра в различных апертурах (от 90 мкм до 3 мм).

В соответствии с проведенными экспериментами филамент начинается на расстоянии 130 см от телескопа. На рисунке представлены спектры лазерного импульса, генерируемого в филаменте, в апертуре 90 мкм в различных точках по ходу распространения пучка.



В результате обработки измеренных спектров получены зависимости ширины спектра (по минимальной длине волны), конверсий как в голубую область длин волн

(<750нм), так и в полный спектральный диапазон, от расстояния по ходу распространения. Максимальное значение конверсии в голубую область спектра (250-750 нм) составляет 2% от начальной энергии лазерного импульса и наблюдается в диапазоне от 220 см до 280 см. В той же области распространения филамента наблюдается максимальное уширение спектра в область коротких длин волн, которое достигает до 370 нм. Как показано в численном счете [4], проведенным в соответствии с данным экспериментом, именно на расстояниях порядка 280 см импульс обладает наименьшей длительностью и плоской фазой в диапазоне длин волн около 800нм. Такое совпадение позволяет предположить, что и в эксперименте формируется ультракороткий импульс длительностью в несколько оптических периодов.

Для измерения длительности лазерных импульсов использовалась техника SPIDER, вариант спектральной интерферометрии, позволяющий измерять спектральную фазу сверхкоротких лазерных импульсов, длительностью в несколько фс [5]. На практике была реализована схема, предложенная в статье [6]. Проведены тестовые измерения длительности импульса исходного излучения ( $\tau \approx 50\text{ fs}$ ), зависимости величины чирпа от положения решеток компрессора лазерной системы. Измерена спектральная фаза излучения в филаменте в условиях эксперимента, описанного выше.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 06-02-17508-а.).

E-mail: [anna\\_mazhorova@mail.ru](mailto:anna_mazhorova@mail.ru)

### Литература

1. G. Stibenz, N. Zhavoronkov and G. Steinmeyer “Self-compression of milijoule pulses to 7.8 fs duration in a white-light filament”, Opt. Lett. **31**, 274 (2006).
2. Couairon, M. Franco, A. Mysyrowicz, J. Biegert and U. Keller “Pulse self-compression to the single-cycle limit by filamentation in a gas with a pressure gradient”, Opt. Lett. **30**, 2657 (2005).
3. S. Skupin, G. Stibenz, L. Bergé, F. Lederer, T. Sokollik, M. Schnürer, N. Zhavoronkov, and G. Steinmeyer “Self-compression by femtosecond pulse filamentation: Experiments versus numerical simulations”, Phys. Rev. E **74**, 056604 (2006).
4. O.G. Kosareva, N.A. Panov, D.S. Uryupina, M.V. Kurilova, A.V. Mazhorova, A.B. Savel’ev, R.V. Volkov, V.P. Kandidov and S.L. Chin. “Optimization of a few cycle pulse compression along femtosecond filament in air” принято в печать в журнал Appl. Phys. B.
5. C. Iaconis, I. A. Walmsley «Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses» Opt. Lett. **23**, 10 (1998).
6. G. Stibenz, G. Steinmeyer. «Optimizing spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction» Review of scientific instruments **77**, 073105 (2006).

## ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ СТРУКТУРА УЕДИНЕННОЙ ВОЛНЫ В ИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ С АНОМАЛЬНОЙ ЧАСТОТНОЙ ДИСПЕРСИЕЙ И ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ДИСПЕРСИЕЙ КУБИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ

Потравкин Н.Н.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия*

Проведено исследование свойств, структуры и условий формирования плоских эллиптически поляризованных уединенных волн в изотропной среде с аномальной частотной дисперсией и пространственной дисперсией кубической нелинейности. Распространение светового импульса в такой среде описывается системой нелинейных пара-

болических уравнений для медленно меняющихся амплитуд  $A_{\pm}(z, \tau)$  циркулярно поляризованных волн:

$$\frac{\partial A_{\pm}}{\partial z} - i \frac{k_2}{2} \frac{\partial^2 A_{\pm}}{\partial \tau^2} = i \left( \pm \rho_0 - \left( \frac{\sigma_1}{2} \mu \rho_1 \right) |A_{\pm}|^2 + \left( \frac{\sigma_1}{2} + \sigma_2 \right) |A_{\mu}|^2 \right) A_{\pm}. \quad (1)$$

Здесь  $z$  — координата распространения,  $\tau = t - z/v$  — время в «собственной» системе координат,  $k_2 = \partial^2 k(\omega)/\partial \omega^2 < 0$ . Константы  $\sigma_{1,2}$  пропорциональны компонентам тензора кубической нелинейности  $\hat{\chi}^{(3)}$ :  $\sigma_1 = 4\pi\omega^2 \chi_{xyxy}^{(3)}(\omega, -\omega, \omega, \omega)/kc^2$ ,  $\sigma_2 = 2\pi\omega^2 \chi_{xxyy}^{(3)}(\omega, -\omega, \omega, \omega)/kc^2$ , а  $\rho_{1,2}$  — компонентам тензоров нелокальных оптических восприимчивостей  $\gamma_{ijk}^{(1)}$  и  $\gamma_{ijklm}^{(3)}$ :  $\rho_0 = 2\pi\omega^2 \gamma_{xyz}/c^2$ ,  $\rho_1 = 2\pi\omega^2 \gamma_{xyyz}(\omega, -\omega, \omega, \omega)/c^2$ .

Подставляя в (1)  $A_{\pm}(z, \tau)$  в виде уединенных волн

$$A_{\pm}(z, t) = W_{\pm} S_{\pm}(t) \exp\{i\lambda_{\pm} z \pm i\rho_0 z\}, \quad (2)$$

получим следующую систему уравнений для безразмерных временных огибающих  $S_{\pm}(t)$ :

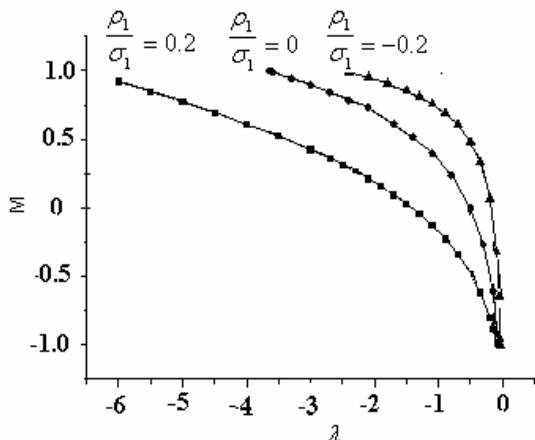
$$0.5 d^2 S_{\pm} / d\tau^2 + \lambda_{\pm} S_{\pm} + S_{\pm}^3 + d_{\pm} S_{\mu}^2 S_{\pm} = 0. \quad (3)$$

Здесь константы  $W_{\pm}$  и форм-факторы  $\lambda_{\pm}$  зависят от  $\sigma_{1,2}$  и  $\rho_{0,1}$ , а также от нормированной интенсивности  $I(\tau) = (|A_+|^2 + |A_-|^2)/2$  и степени эллиптичности  $M(\tau) = (|A_+|^2 - |A_-|^2)/2I$  при  $\tau = 0$ . Ее численное решение позволяет найти зависимости  $M(\lambda_-/\lambda_+)$  при разных значениях  $\rho_1/\sigma_1$  и  $\sigma_2/\sigma_1$ .

Их анализ показал, что пространственная дисперсия кубической нелинейности определяет характер распределения поляризации вдоль импульса в формируемой уединенной волне. Влияние  $\rho_1$  усиливается с ростом  $\sigma_2/\sigma_1$  и проявляется по-разному для импульсов с различной начальной поляризацией.

В средах с большими значениями  $\sigma_2/\sigma_1$  возможно формирование уединенных волн с резким изменением степени эллиптичности вдоль временной огибающей.

Автор благодарен проф. В.А. Макарову и м.н.с. И.А. Пережогину за плодотворные дискуссии.



## ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛЯ МИКРОМАЗЕРА

Смоленская Н.М.

Тольяттинский государственный университет, Тольятти, Россия

### Введение

В последние годы интенсивно развиваются экспериментальные и теоретические методы исследования взаимодействия простейших атомных систем с лазерным излучением, действующим вблизи атомных переходов и физика микромазера.

Одной из характеристик лазерного возбуждающего импульса является его поляризация, направление которой представляет собой экспериментально контролируемый

параметр. Управляя поляризациями возбуждающих импульсов можно получать больший объем спектроскопической информации о среде, а также увеличивать информационную емкость, и определять оптимальные условия для записи и обработки информации в оптических системах.

### Методы

Нами было проведено исследование зависимости основных характеристик поля микромазера от углов между векторами поляризации микрорезонаторной моды и лазерного импульса накачки.

В случае стандартной накачки микромазера атомы влетают в полость резонатора, возбужденными из основного состояния на верхний мазерный уровень. Эволюция состояния поля одноатомного мазера подчинена управляющему уравнению [1]

$$\frac{dp_n}{dt} = \gamma(n_0 + 1) \sum_m L_{nm} p_m$$

Это уравнение имеет стационарное решение, в котором только диагональные компоненты матрицы плотности поля  $p_n = \rho_{n,n}$  будут отличны от нуля [2]. Решением является функция распределения фотонов,  $p_n = p_0 \prod_{k=1}^n g_k$  которая и определяет характеристики одноатомного мазера, такие как среднее число фотонов в полости микрорезонатора и дисперсию поля.

### Результаты

Проведенные исследования показали, что характеристики поля одноатомного мазера существенно зависят от поляризации лазерного импульса накачки.

Результаты показывают достаточно сильную зависимость состояния поля в полости микрорезонатора от взаимной ориентации поляризаций двух спектральных компонент поля накачки, чем от относительной ориентации поляризаций поля полости и этого поля накачки. А также, показано, что с помощью вращения поляризации лазерного возбуждающего импульса по отношению к поляризации поля микромазера можно управлять характеристиками поля мазера, такими как среднее число фотонов и дисперсия.

Автор выражает признательность профессору, д.ф-м.н. Решетову В.А. за помощь в подготовке тезисов.

E-mail: nata\_smolenskaya@mail.ru

### Литература

1. Reshetov V.A., Yevseyev I.V. (2001) *Las. Phys.*, №11, p. 388-393.
2. Filipowicz P., Javanainen J., Meystre P. (1986) *Phys. Rev.*, №34, p.3077-3087.

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ОДИНОЧНОГО АТОМА С ЛАЗЕРНЫМ ПОЛЕМ ОКОЛОАТОМНОЙ НАПРЯЖЕННОСТИ.

Андреев А.В., Стремоухов С.Ю., Шутова О.А.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия.*

Ионизация атома – одно из явлений, возникающих при взаимодействии атома с электромагнитным полем. Оно становится определяющим при описании поведения атомной системы в поле электромагнитной волны околоатомной напряженности. В полях такой напряженности использование теории возмущений для решения задачи взаи-

модействия атома с полем становится неперспективным, так как различные ее приближения дают сравнимый вклад.

Недавно был предложен и развит новый подход, где параметром малости задачи является не отношение напряженности внешнего поля к внутриатомной, а отношение соленоидальной части поля к потенциальной [1-2]. В его основу положено точное решение краевой задачи для атома, взаимодействующего с внешним полем, что позволяет говорить о непертурбативности теории. С помощью этого подхода нестационарное уравнение Шредингера преобразуется в систему дифференциальных уравнений для амплитуд населенностей уровней, с зависящими от времени коэффициентами. Используя численное решение системы дифференциальных уравнений, получены следующие характеристики ионизационного процесса: угловой и энергетический спектр фотоэлектронов, средняя скорость ионизации, спектр излучения атома. На основании аналитического вида указанных преобразований делается утверждение о нарушении правил отбора для орбитального квантового числа. Проявление правил отбора наблюдается на угловых распределениях фотоэлектронов. Для спектра излучения атома характерно наличие частоты отсечки. Зависимость частоты отсечки от величины напряженности электрического поля лазерного импульса качественно описывает экспериментально исследованное явление насыщения частоты отсечки [3]. Зависимость средней скорости ионизации от амплитуды лазерного импульса демонстрирует эффект стабилизации ионизации в сильном поле.

Полученные спектры и зависимости качественно совпадают с существующими результатами физических и численных экспериментов, проводимыми с одиночными атомами, взаимодействующими с лазерными полями, напряженность поля которых много меньше внутриатомной. В области же околоатомных напряженностей результаты исследований позволяют качественно описать полученные на данный момент экспериментальные данные по взаимодействию атома с лазерным полем и предсказать поведение атомной системы в будущих экспериментах.

*E-mail:* [sustrem@gmail.com](mailto:sustrem@gmail.com)

*E-mail:* [av\\_andreev@phys.msu.ru](mailto:av_andreev@phys.msu.ru)

### Литература

1. Андреев А.В. “Взаимодействие атома со сверхсильными полями” ЖЭТФ, 1999, т.116, вып. 3(9), с. 793-806.
2. A.V. Andreev, O.A. Shoutova, S. Yu. Stremoukhov, «Ionization of a single hydrogen-like atom by laser pulses of near-atomic strength», Laser Physics, 2007, 17(4), 496-507.
3. Ganeev R.A., Baba M., Suzuki M., Kuroda H. “High-order harmonic generation from silver plasma”, Physics Letters A, 2005, V.339, №3.- p.103-109.

## ОПТИКА

**Председатель подсекции  
проф. Короленко Павел Васильевич**

### ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ СВОЙСТВ КРИСТАЛЛОВ GD, CA, ZR – ГАЛЛИЕВОГО ГРАНАТА, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ ND<sup>3+</sup> И CR<sup>3+</sup>

\* Алешкина С.С.

*Мордовский гос. универ .им. Н.П. Огарева, Инст. физ. и химии, Саранск, Россия*

Современный этап развития лазерных технологий характеризуется необычайно широкими возможностями применения лазеров: для решения производственных задач, использования в медицине, связи, фундаментальных исследований.

Среди лазерных кристаллов, используемых в качестве активных сред твердотельных лазеров, распространены кристаллы со структурой граната, такие как ИАГ, ГСГГ, активированные трехвалентными редкоземельными (TR<sup>3+</sup>) ионами, специфические спектральные свойства которых обусловлены структурой электронных состояний основной 4f<sup>n</sup>-конфигурации. В то же время актуальными являются исследования физических свойств других кристаллов со структурой граната с TR<sup>3+</sup> ионами, которые потенциально могут быть использованы в качестве активных лазерных сред.

В настоящей работе приводятся результаты спектрально-люминесцентных исследований кристаллов (GdCa)<sub>3</sub>(ZrGa)<sub>5</sub>O<sub>12</sub> (КЦЗГ), активированных ионами Nd<sup>3+</sup> и Cr<sup>3+</sup>. На основе анализа спектров поглощения кристаллов КЦЗГ:Nd, обусловленных переходами между энергетическими состояниями ионов Nd<sup>3+</sup>, в соответствии с теорией Джадда-Офельта для кристаллов КЦЗГ:Nd найдены параметры интенсивности  $\Omega_t$  ( $t=2,4,6$ ), равные  $(0,23 \pm 0,11) \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ ,  $(3,94 \pm 0,25) \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ ,  $(3,85 \pm 0,09) \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ , соответственно. Используя найденные значения параметров интенсивности  $\Omega_t$ , рассчитаны вероятности спонтанных излучательных переходов с уровня <sup>4</sup>F<sub>3/2</sub> ионов Nd на нижележащие уровни и соответствующие значения коэффициентов ветвления люминесценции.

При анализе кривой затухания люминесценции с уровня <sup>4</sup>F<sub>3/2</sub> ионов Nd<sup>3+</sup> в кристаллах КЦЗГ:Nd при T=300K установлено, что она является экспоненциальной. Значение времени жизни ионов Nd<sup>3+</sup> в кристаллах КЦЗГ:Nd, измеренное по тангенсу угла наклона кривой Ln(I/I<sub>0</sub>) как функции времени t, оказалось равным 243 мкс.

Проведены исследования спектров люминесценции ионов Cr<sup>3+</sup> в кристаллах КЦЗГ:Cr при T=300K и T=77K. Экспериментально измеренное время жизни ионов Cr<sup>3+</sup> с уровня <sup>4</sup>T<sub>2</sub> в кристалле КЦЗГ:Cr при T=300K равно 76 мкс.

Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта РФФИ № 07-02-00055 а.

Автор выражает признательность к. ф.-м. н. Рябочкиной П.А. за помощь в подготовке тезисов.

E-mail: [sv-alesh@yandex.ru](mailto:sv-alesh@yandex.ru)

\* Доклад отмечен жюри как лучший на подсекции.

## ПОДАВЛЕНИЕ ПОПЕРЕЧНЫХ БЛУЖДАНИЙ ОПТИЧЕСКОГО ПУЧКА ДИАФРАГМИРОВАНИЕМ И ПРИМЕНЕНИЕ В АСМ

Бауков В.В. Жижимонтов В.В., Беляев А.В.

*Московский физико-технический институт (гос. универ.), Москва, Россия*

От величины шумов в атомно-силовом микроскопе (АСМ) напрямую зависит качество получаемых изображений, в первую очередь предельное разрешение, которого можно достичь. Одним из доминирующих источников шума в системе регистрации отклонения кантителевера по отклонению лазерного луча, используемой в большинстве серийных АСМ, являются преимущественно низкочастотные – менее 100 Гц – паразитные поперечные угловые блуждания падающего на кантителевер исходного лазерного пучка [1].

Для их подавления предложено использовать диафрагмирование. Общая идея, которая может быть использована для любой оптической системы, критической к положению пучка в плоскости, перпендикулярной направлению распространения, заключается в следующем. Пусть в оптической системе есть некоторая диафрагма, находящаяся непосредственно после источника излучения с колоколообразным распределением интенсивности (в случае АСМ – полупроводникового лазерного диода с гауссовым распределением), выделяющая центральную, наиболее пологую часть пучка. Тогда при уменьшении размера диафрагмы распределение интенсивности прошедшего пучка становится все ближе к константе, и небольшие паразитные поперечные блуждания падающего на диафрагму пучка относительно нее все меньше влияют на распределение интенсивности прошедшего пучка, т.е. на его пространственное положение.

Теоретическая эффективность применения диафрагмы для снижения шума, т.е. как сильно диафрагмирование снижает шум, в приближении малых поперечных смещений гауссова пучка имеет следующий вид:

$$\frac{\delta z_D}{\delta z_F} = \frac{1 - e^{-2\alpha^2}}{\operatorname{erf}(\sqrt{2}\alpha)} \rightarrow \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{2}} \alpha, \alpha \rightarrow 0, \quad (1)$$

где индекс  $D$  (Diaphragm) относится к варианту с диафрагмой,  $F$  (Full) – без нее,  $\alpha = a / \sigma$  – отношение полуширины диафрагмы  $a$  к полуширине  $\sigma$  исходного пучка (для наглядности рассмотрен случай одномерной диафрагмы). Полученная функция возрастает от нуля до единицы при изменении  $\alpha$  от нуля до бесконечности. Для значительного снижения шума надо уменьшать размер диафрагмы так, чтобы он был существенно меньше размера исходного пучка. Однако в этом случае происходит значительное снижение мощности прошедшего пучка, особенно когда диафрагму уменьшают одновременно по двум направлениям. Это является существенным недостатком предложенного метода, ограничивающим его максимальную эффективность, т.е. минимально возможный размер диафрагмы. Тем не менее, во многих случаях систем, где пространственное положение исходного пучка является наиболее критичным, такое снижение мощности может быть оправдано. Пучок с распределением типа  $\sin(x)/x$ , также имеющий большое значение в оптике, ведет себя аналогичным образом.

Эффективность предложенного метода продемонстрирована экспериментально на примере п/п лазера Hitachi HL6724MG. Результаты измерений шума приведены на рис. 1. Измерения проводились на стенде, исключающем влияние других источников шума, однако для простоты на рисунке шум пересчитан в измеряемый в нанометрах шум АСМ, использующий данный лазер. При этом величина блужданий прошедшего через диафрагму пучка при размерах диафрагмы, малых по сравнению с размерами пучка ( $\alpha < 1$ ), зависит от размера диафрагмы практически линейно. Уменьшение ис-

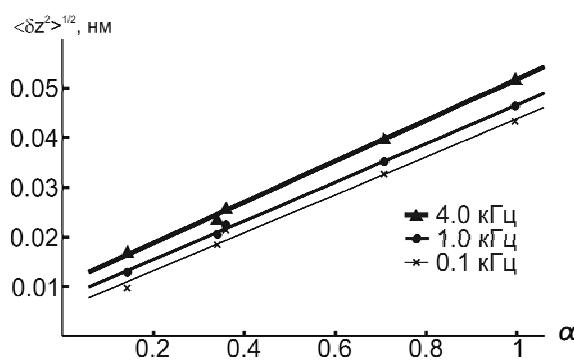


Рис.1. Зависимость шума от  $\alpha = a / \sigma$ . Толстая линия – полоса 4.0 кГц, средняя линия – полоса 1.0 кГц, тонкая линия – полоса 0.1 кГц

работанного АСМ продемонстрированы при получении изображений слюды и графита с атомарным разрешением, представленных на рис.2.

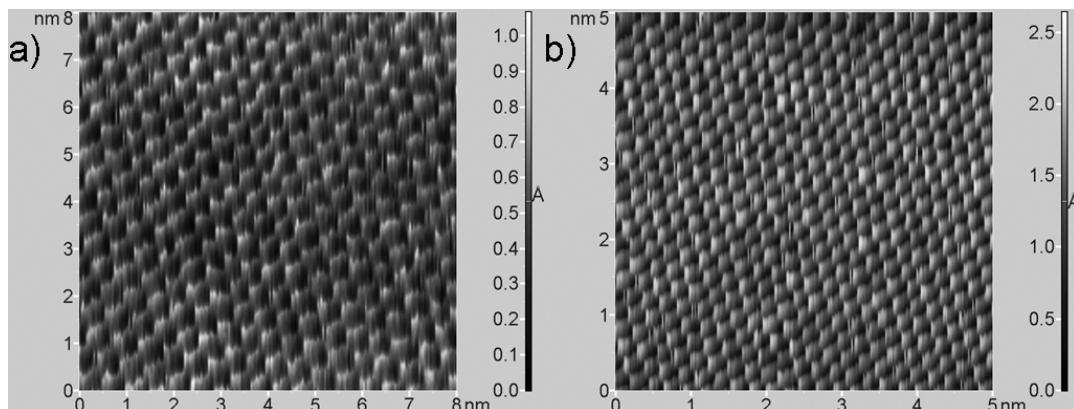


Рис.2. а) АСМ Изображение 8×8 нм слюды – полный рельеф 1.0 Å. б) АСМ Изображение 5×5 нм графита – полный рельеф 2.5 Å

### Литература

[1] Бауков В.В., Жижимонтов В.В., Беляев А.В., «Применение диафрагмирования для снижения шумов в оптической системе регистрации атомно-силового микроскопа», ПЖТФ, 2007, т. 33, вып. 13, с.40.

## СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА РАЗУПОРЯДОЧЕННЫХ ЛАЗЕРНЫХ КРИСТАЛЛОВ ДВОЙНЫХ МОЛИБДАТОВ, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ $\text{TM}^{3+}$

**Больщиков Ф.А.**

Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева  
E-mail: [bolschikovfa@mail.ru](mailto:bolschikovfa@mail.ru)

Интерес к исследованию различных физических свойств разупорядоченных лазерных кристаллов, активированных РЗ ионами обусловлен следующими факторами:

- в пределах неоднородной ширины линии люминесценции РЗ ионов в этих кристаллах можно реализовать перестройку длины волны излучения лазера;

ходной апертуры пучка диафрагмированием в семь раз (уменьшение  $\alpha$  с 1 до 0.15) позволяет снизить уровень шумов приблизительно в три раза (до 0.15 Å – конечная величина определяется исходным шумом лазерного диода).

Описанный метод был применен для снижения шума в регистрирующей системе измерительной АСМ головки НТ-МДТ SFT01NTF с использованием лазера Hitachi HL6312G. Это позволило снизить уровень шума в полосе 1 кГц с 0.15 Å до 0.06 Å. Такой уровень шума позволяет легко получать качественные АСМ изображения с атомарным разрешением с полным рельефом порядка 1 Å. Возможности раз-

- для этих кристаллов обеспечивается возможность получения импульсов субпикосекундной длительности;
- лазерные кристаллы обладают лучшими теплофизическими и механическими параметрами по сравнению с лазерными стеклами.

В настоящей работе приводятся результаты спектрально-люминесцентных исследований разупорядоченных лазерных кристаллов  $\text{NaLa}(\text{MoO}_4)_2$  и  $\text{NaLa}_{0,31}\text{Gd}_{0,62}\text{Tm}_{0,07}(\text{MoO}_4)_2$ , активированных ионами  $\text{Tm}^{3+}$ .

Для кристаллов  $\text{NaLa}(\text{MoO}_4)_2:\text{Tm}^{3+}$  из интегральных коэффициентов поглощения, определены силы осцилляторов для соответствующих переходов ионов  $\text{Tm}^{3+}$  из основного состояния  ${}^3\text{H}_6$  на возбужденные мультиплеты. По методу Джадда-Офельта определены параметры интенсивности  $\Omega_t$ , с использованием которых рассчитаны вероятности излучательных переходов и коэффициенты ветвления люминесценции ионов  $\text{Tm}^{3+}$ . Аналогичным образом определены параметры интенсивности  $\Omega_t$  и вероятности излучательных переходов ионов  $\text{Tm}^{3+}$  для кристаллов  $\text{NaLa}_{0,31}\text{Gd}_{0,62}\text{Tm}_{0,07}(\text{MoO}_4)_2$ . На основании полученных результатов проведен сравнительный анализ соответствующих спектроскопических параметров для кристаллов  $\text{NaLa}(\text{MoO}_4)_2:\text{Tm}^{3+}$  и  $\text{NaLa}_{0,31}\text{Gd}_{0,62}\text{Tm}_{0,07}(\text{MoO}_4)_2$ .

Для кристаллов  $\text{NaLa}_{0,31}\text{Gd}_{0,62}\text{Tm}_{0,07}(\text{MoO}_4)_2$  зарегистрированы спектры поглощения при  $T=9\text{K}$ . С использованием стандартной методики разложения суммарного контура кривой на гауссовые компоненты получены значения энергий подуровней штарковского расщепления в кристаллах  $\text{NaLa}_{0,31}\text{Gd}_{0,62}\text{Tm}_{0,07}(\text{MoO}_4)_2$ , при учете, что структура оптических центров ионов  $\text{Tm}^{3+}$  в них описывается в приближении «квазицентра».

Для кристаллов  $\text{NaLa}_{0,31}\text{Gd}_{0,62}\text{Tm}_{0,07}(\text{MoO}_4)_2$  получены зависимости сечения люминесценции  $\sigma_{em}(\lambda)$  перехода  ${}^3\text{F}_4 \rightarrow {}^3\text{H}_6$ , рассчитанного по методу Фухтбауэра-Ладенбурга.

Используя данные спектров поглощения и люминесценции, построенных в единицах сечений соответствующих переходов, по формуле

$$\sigma_g(\lambda) = P\sigma_{em}(\lambda) - (1-P)\sigma_{abs}(\lambda)$$

получена зависимость сечения усиления предполагаемого лазерного перехода  ${}^3\text{F}_4 \rightarrow {}^3\text{H}_6$  в кристаллах  $\text{NaLa}_{0,31}\text{Gd}_{0,62}\text{Tm}_{0,07}(\text{MoO}_4)_2$ .

Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта фонда РFFИ № 07-02-00055-а.

Автор выражает признательность к. т. н. Субботину К.А. за предоставленные образцы кристаллов и доценту, к. ф.-м. н. Рябочкиной П.А. за помощь в подготовке тезисов.

## ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЧАСТИЦ ОКИСИ МАГНИЯ И СПЛОШНОГО ТЕЛА

Ксенофонтов Сергей Иванович<sup>1</sup>, Васильева Ольга Васильевна<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Чувашский гос. пед. университет им. И.Я.Яковleva, г. Чебоксары, Россия\*

<sup>2</sup>Чувашский государственный университет им. И.Н Ульянова, г. Чебоксары, Россия \*\*

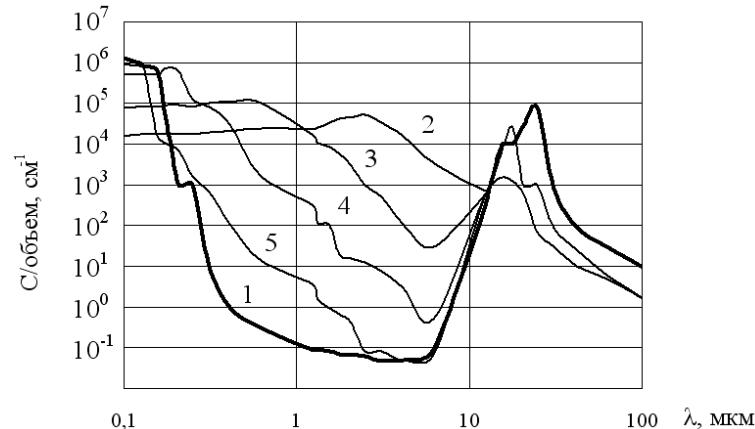
Высокоэнергетические топлива, пиротехнические составы содержат металлическое горючее. Одним из широко используемых металлов является магний и его сплавы с алюминием. В продуктах сгорания преобладающим веществом является окись магния. Излучение пламени и продуктов сгорания зависит и от оптических характеристик оксида магния.

Оптические свойства кристалла окиси магния изучены достаточно в широком диапазоне длин волн, начиная с ультрафиолетового (УФ) диапазона и кончая далекими

инфракрасными (ИК) волнами. Отчетливо выделяются две области поглощения (кривая 1) - это поглощение в УФ области, обусловленное колебаниями валентных электронов, и поглощение, возникающее за счет колебаний решетки при длинах волн более 5 мкм.

Объемное поглощение ( $\text{см}^{-1}$ ) от длины волны (мкм): 1 - сплошное тело; частицы размерами 2 - 1 мкм, 3 - 0,2 мкм, 4 - 0,05 мкм, 5 - 0,01 мкм.

В УФ области ( $\lambda = 0,16$  мкм) имеется острый максимум поглощения, связанный с рождением экситона. В ИК области - максимум поглощения наблюдается при  $\lambda = 25$  мкм, что может быть объяснено возникновением фонона. Рождение фононов в решетке иногда происходит парами ( $\lambda \sim 15$  мкм) или целым множеством ( $\lambda \sim 6 \div 12$  мкм).



Между областями сильного поглощения, обусловленного электронными переходами и колебаниями решетки, имеется широкая область высокой прозрачности. В этой области поглощение возможно только лишь примесями и дефектами кристаллической решетки.

Сказанное выше применить для частиц малых размеров нельзя. В среде с дискретными частицами затухание излучения подчиняется закону Бугера и коэффициент экстинкции  $c_{\text{экс}}$  зависит от рассеяния и поглощения света частицами:

$$\alpha_{\text{экс}} = n(c_{\text{погл}} + c_{\text{рас}}) = nc_{\text{экс}},$$

где  $n$  – концентрация частиц,  $c_{\text{погл}}$  и  $c_{\text{рас}}$  - сечение поглощения и рассеяния соответственно. По измерению только прошедшего света нельзя определить относительных вкладов поглощения и рассеяния в экстинкцию, и для такого определения нужны дополнительные независимые эксперименты.

Для частиц малых размеров в УФ области преобладает рассеяние, и экстинкция увеличивается на несколько порядков. Если размеры частиц велики,  $\lambda < a = 1$  мкм, то связанная рассеянием экстинкция почти не зависит от длины волны (кривая 2). Максимум экстинкции в ИК области  $\lambda = 16,5$  мкм возникает из-за возбуждения поверхностных мод на частице.

С уменьшением размеров частиц объемное поглощение уменьшается, и при  $a = 0,01$  мкм оптические свойства частиц приближаются к свойствам сплошного тела в области высокой прозрачности. С увеличением длины волны экстинкция, изменяясь, проходит область просветления, примыкающую к области поглощения, связанное с колебаниями решетки.

## ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫЙ ДЕТЕКТОР ДВИЖЕНИЯ НА ОСНОВЕ ЧАСТОТНО-РАСТРОВОГО МЕТОДА

Вуколова Т.В

*Самарский государственный технический университет, Самара, Россия*

Одним из перспективных направлений развития современной техники является создание средств информационной поддержки в составе автоматизированных систем контроля, детектирования и разведки.

На сегодняшний день оптико-электронные детекторы движения (ОЭДД) получили широкое распространение, поскольку, во-первых, обладают возможностью наиболее полного охвата охраняемой территории и универсальностью срабатывания, во-вторых, способны максимально точно задавать границы охраняемой территории, и, в-третьих, имеют возможность управления, настройки необходимых параметров и гибкость при смене настроек.

Основа построения любого ОЭДД - анализ восприятия движущегося изображения.

Анализ выражения для распределения яркости подвижного изображения показывает, что при движении пространственные частоты  $\omega_x$  ослабляются в  $F(\omega_x v)$ , где  $F(\omega_x v)$  - коэффициент, появляющийся при переводе подвижного изображения в неподвижное.

Критерием оценки наличия движения может служить параметр пространственной частоты изображения.

ОЭДД на основе частотно-растрового метода применяется для выявления движения изображения в поле зрения ТВ-камеры в любой точке кадра в течение двух кадров.

Спектр применения ОЭДД на основе частотно-растрового метода очень широк: охрана территории, мониторинг обстановки в общественных местах, контроль состояния трубопровода, контроль состояния линии электропередач, мониторинг качества продукта (производство подшипников).

e-mail: [tavu@list.ru](mailto:tavu@list.ru)

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ ПО ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИМ ЛИНИЯМ

Григас С.Э.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Исследована возможность создания системы передачи энергии по волоконно-оптическим линиям для электропитания удаленных устройств. Такие системы могут заменить электрические провода в областях с повышенной опасностью воспламенения и взрыва. Так, в пассажирских авиалайнерах контроль за уровнем топлива в баках осуществляли электрические датчики, что привело к крупной авиакатастрофе в США [1]. После этого датчики были заменены на волоконно-оптические.

Теоретически основным препятствием для передачи больших оптических мощностей по волокну являются нелинейные эффекты различной природы, которые могут привести к потерям и к перекачке энергии в другие оптические моды.

Среди нелинейных эффектов следует выделить вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР). Суть ВКР сводится к переходу значительной части энергии волн в низкочастотную стоксову волну [2]. Расчеты показывают, что потери на ВКР не позволяют передать более половины введенной мощности даже в условиях хорошего теплоотвода. Исходная мощность может быть передана в линейном режиме на достаточно большие расстояния только при интенсивности ниже порога ВКР. Для стандартного оптического волокна 62.5/125 порог ВКР составляет 700 Вт при длине линии передачи 1 км.

На практике при достижении определенной мощности волокно начинает разрушаться, и величина критической мощности оказывается ниже порога проявления нелинейных явлений. Причиной разрушения может быть выделение тепла за счет поглощения на различного рода примесей и повреждение торцов волокна при их обработке за счет создания внутренних напряжений. Так, для волокна стандартного многомодового 62.5/125 с учетом указанных факторов критическая мощность составляет 3 Вт[3]. Пре-

дельная мощность возрастает с увеличением диаметра волокна, однако при этом возрастает и уровень линейных потерь, поэтому может быть найден некоторый оптимум.

Для преобразования оптической энергии в электрическую могут быть использованы фотовольтаические преобразователи монохроматического излучения. Материал преобразователей диктует выбор длины волны излучения в силу спектральной зависимости эффективности преобразования оптической мощности в электрическую. Линейные потери в волокне также зависят от длины волны передаваемого излучения. Анализ обеих зависимостей указывает на возможность выбора оптимальной длины волны.

На основании проведенного анализа была создана программа, позволяющая оценить основные параметры системы передачи и преобразования энергии посредством оптических волокон. Входными данными для оценки являются: длина волны излучения, протяжённость линии, диаметр волокна, материал фотовольтаического преобразователя, выходные электрическая мощность и напряжение. На основании перечисленных данных проводится оценка следующих параметров линии: полный коэффициент полезного действия, минимальное количество оптических волокон и фотопреобразователей, обеспечивающих получение заданной электрической мощности на выходе линии.

Оценки свидетельствуют о возможности создания системы передачи энергии оптического излучения по волокнам и ее преобразования в электрическую с эффективностью около 10%.

#### **Литература**

1. Basanskaya A., "Electricity over glass (fiber optic to transfer electric power)", IEEE Spectrum, 42, p. 13, 2005.
2. Агравал Г., Нелинейная волоконная оптика, М., Мир, 1996.
3. Mitchell J. et al., Limits of electrical power generation by transmission of light through optical fibers, Southwest Research Institute, 2004 (<http://srvtb.appliedphysics.swri.edu/>).

## **ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ МНОГОСЛОЙНЫХ ОТРАЖАЮЩИХ ПОКРЫТИЙ С ВЫСОКИМ ПРОСТРАНСТВЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ**

Громова Е.С.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

Использование диэлектрических зеркал с многослойными отражающими покрытиями позволяет создавать оптические резонаторы с резкостью F достигающей  $10^5..10^6$ . Применение таких резонаторов и мощных высокостабильных лазеров дает возможность измерять рекордно малые перемещения и ускорения. В современных лазерных гравитационных антенах минимальная регистрируемая амплитуда относительных колебаний зеркал составляет  $10^{-16}$  см в полосе 1 Гц на частоте 100 Гц.

Наличие дефектов в покрытиях зеркал может быть фактором, ограничивающим дальнейшее повышение чувствительности таких систем. Можно сделать предположение, что именно внутренние дефекты ответственны за дополнительные оптические потери в зеркалах.

В данной работе предлагается метод сканирования покрытий, основанный на одновременном измерении интенсивности прошедшего и рассеянного света. Отличие предлагаемого метода состоит в высоком пространственном разрешении (порядка 1

мкм) и возможности получения большой (до  $W_s=300$  кВт/см<sup>2</sup>) плотности мощности непрерывного излучения на поверхности образца.

Метод был использован для исследования покрытий  $Ta_2O_5/SiO_2$  имеющих максимальный коэффициент отражения для излучения с длиной волны  $\lambda=1.064$  мкм. Фокусировка производилась с помощью асферической оптики, что позволяло получить размер фокального пятна, близкий к дифракционному пределу. Образец и линзы находились в вакуумной камере. Перемещение образца производилось при помощи пьезокерамической подачи и прецизионных шаговых двигателей. Прошедший свет попадал на фотодетектор, величина рассеяния оценивалась с помощью фотоумножителя. Управление сканированием и запись информации производились компьютером под управлением специальной программы в среде LabView.

Разработана методика диагностирования отражающихnanoструктур с высоким пространственным разрешением. Получены пространственные распределения коэффициентов пропускания и рассеяния для пяти образцов. Обнаружены области с аномальным рассеянием и пропусканием, что, предположительно, связано с дефектами многослойной структуры. Сделана оценка максимально возможного дополнительного нагрева в дефектных областях и показано, что такой нагрев не может стать причиной повышения уровня термоупругих шумов.

Автор выражает признательность, к.ф.-м.н. Биленко И.А. за помощь в подготовке тезисов.

E-mail: frennny-glass@yandex.ru

#### Литература

1. Braginsky V.B., Vyatchanin S.P., Phys. Lett. A, 2003. 312, P.244.
2. Wu Z.L., Thomsen M., Kuo P.K., Lu Y., Stolz C., Kozlowski M. // Opt. Eng. 1997. 36, N1 P.251.
3. Stolz C.J., Chinn D.J., Huber R.D., Weinzapfel C.L., Wu Z. // Annual symposium on optical materials for high power laser. 2003. Boulder. Report Number UCRL-CONF- 153485.
4. Gatto A., Commandre M. // Applied optics. 2002. 41, N1. P.225.
5. Abraham E., Halley J.M. Appl. Phys. 1987. A 42, P.279.

## ОПТИЧЕСКИЕ ФУНКЦИИ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $CuIn_{5x}Ga_{5(1-x)}Se_8$ .

\*Гурьева Г.А.

*Институт Прикладной Физики Академии Наук Молдовы, Кишинев, Молдавия*

Исследованы оптические свойства поликристаллов из твердого раствора  $CuIn_{5x}Ga_{5(1-x)}Se_8$  ( $x=0; 0.3; 0.7$  и  $1$ ), выращенных методом Бриджмена. Микрорентгеноспектральным анализом были отобраны образцы наиболее близкие к стехиометрическому составу. Измерение оптических функций производилось с помощью метода спектральной эллипсометрии в области энергий фотонов 0.8-4.5 эВ при температуре 300 К. Модель отражения от изотропной среды использовалась для определения комплексного функции диэлектрической проницаемости (рис.1) из спектральной зависимости поляризационных углов, характеризующих относительный коэффициент отражения [1]. Были также определены оптические функции преломления, экстинкции, поглощения и отражения при нормальном падении света. Для объяснения структуры оптических функций было использовано поведение функции диэлектрической проницаемости вблизи

\* Доклад отмечен жюри как лучший на подсекции.

критических точек [2]. Из анализа экспериментальных данных было получено, что край собственного поглощения соответствует электронным переходам в критической точке типа 3D  $M_0$ , в области более высоких энергий электронные переходы происходят в критических точках типа 2D  $M_0$ . Для расчета энергии межзонного перехода, константы затухания и силы осциллятора был использован SA алгоритм случайного поиска с обучением [3]. В результате было получено хорошее согласие с экспериментальными данными на всем спектральном интервале с относительной ошибкой 1-2.5% и 2-8% для действительной и мнимой части диэлектрической проницаемости соответственно.

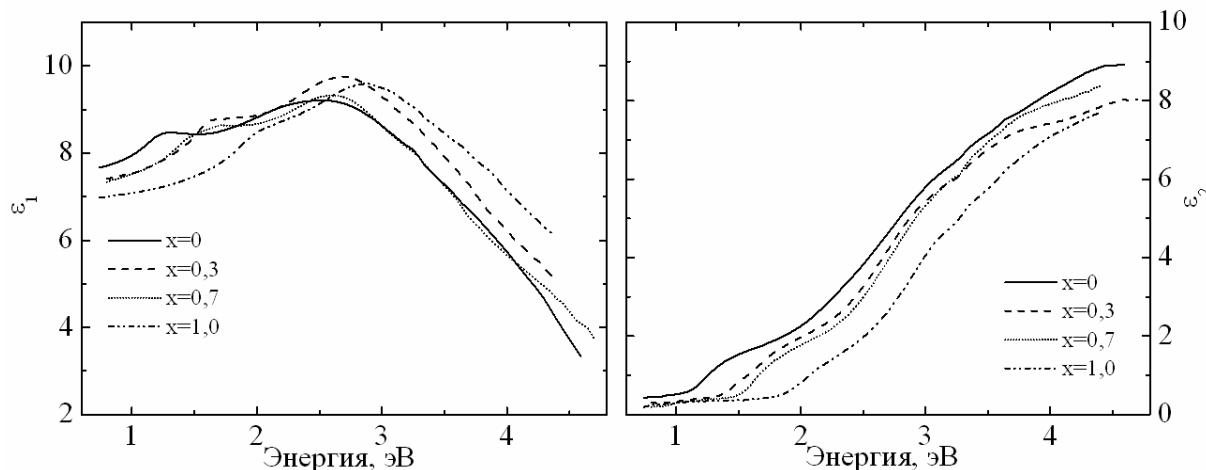


Рис. 1 Действительная ( $\epsilon_1$ ) и мнимая ( $\epsilon_2$ ) часть диэлектрической проницаемости в зависимости от энергии фотона для твердого раствора  $\text{CuIn}_5\text{x}\text{Ga}_5(1-\text{x})\text{Se}_8$  при 300К.

### Литература

- [1] Ржанов А.В., Свиташев К.К. и др.(1979) Основы эллипсометрии. – Новосибирск: Наука, 1979.
- [2] S. Adachi. (1990) Excitonic effects in the optical spectrum of GaAs // *Phys. Rev. B* 41, p.1003.
- [3] A. Corana, M. Marchesi, C. Martini, and S. Ridella. (1987) Minimizing multimodal functions of continuous variables with the “Simulated annealing” algorithm// *ACM T.Math. Software* 13, p. 262.

## ПРИНЦИП ГЮЙГЕНСА КАК ОСНОВА ДЛЯ РАЗРАБОТКИ МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД

Домкин К.И.

*Пензенская государственная технологическая академия, Пенза, Россия*

Известны несколько оптических эффектов, когда созданием внешних факторов в виде полей или механических воздействий можно изменять характеристики света, прошедшего через среду. Это эффекты Керра, Покельса, Фарадея, фотоупругости, эффекты, связанные с ультразвуком. В эффектах изменяются поляризационные, энергетические характеристики света, направление распространения или длина волны (скорость света) в зоне воздействия. Общим для всех эффектов является то, что изменение характеристик света зависит как от энергетических, силовых, амплитудных параметров внешнего воздействия, соотнесенности его направленности и направления распространения света, так и от свойств среды. Подобные эффекты лежат в основе методов исследования в оптике, используется для создания специализированных устройств – модуля-

торов, дефлекторов, позволяют упростить прогноз прочностных характеристик конструкций, и т.д.

Одной из исследуемых характеристик сред является показатель преломления  $n$ , величина которого проявляется в перечисленных эффектах, но не всегда может быть измерена с достаточной точностью. Особые трудности представляет измерение показателя преломления газов. Для этих целей применяют, как правило, интерферометрические методы [1], разработаны газовые рефрактометры, в которых измерение производится методом сравнения. Известно использование интерферометра Фабри-Перо, в объеме которого исследуемый газ может находиться под изменяемым (и измеряемым) давлением. Все эти способы требуют применения весьма дорогостоящих, высокоточных специализированных приборов и дополнительного оборудования.

Предлагается способ измерения показателя преломления газов на основе создания в исследуемом объекте температурного градиента, вектор которого перпендикулярен вектору направления распространения света.

В эксперименте, не требующем специализированного оборудования, луч лазера пропускается между двумя горизонтально расположенными параллельными пластинаами, длиной  $l$  с малым расстоянием  $a$  между ними. Нижняя плата имеет температуру  $T_1$ , а верхняя, которую можно снимать и ставить на место, нагрета до известной температуры  $T_2$ , превышающей комнатную на  $150 - 250\text{ K}$ . После прохождения межпластиначного пространства луч попадает на экран, находящийся на расстоянии  $L$  от пластин. Пятно от луча на экране при помещении нагретой пластины смещается вниз на расстояние  $x$  (при  $l=30\text{ см}$ ,  $a=2\text{ мм}$ ,  $L=15\text{ м}$ ,  $T_2-T_1 \approx 200\text{ K}$ , смещение  $x$  может достигать 20-26 см). Схема эксперимента представлена на рисунках 1 и 2.

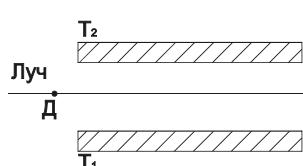


Рисунок 1

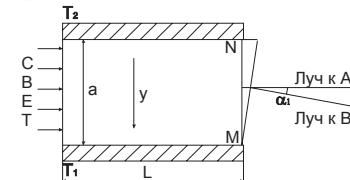


Рисунок 2

Предполагается, что используя принцип Гюйгенса, на выходе луча из пространства между пластины можно приравнять угол  $\alpha$  между положениями волнового фронта  $MN$  и  $MK$  углу  $\alpha_1$  между изменениями направления луча на выходе в случаях отсутствия верхней пластины и ее наличия. В случае, когда температура пластин одинакова (лучше, когда она равна комнатной), или отсутствия верхней (нагретой) пластины, геометрия луча до пластин, в межпластиначном пространстве и после выхода из него есть прямая  $DA$ . В случае, если верхняя пластина имеет более высокую температуру, чем нижняя, затруднены условия возникновения конвекционных потоков и их флюктуация между пластины и устанавливается постоянный градиент температуры  $dT/dy$  в газе. Наблюдения подтвердили, что градиент температуры во всем межпластиначном пространстве можно считать однородным и принять равным  $(T_2 - T_1)/a$ . Это подтверждается лишь незначительным увеличением размеров светового пятна отклоненного луча на экране.

Так как для среды постоянного состава величина  $(n - 1) \sim \rho$ , где  $\rho$  - плотность, а плотность газа с ростом температуры при постоянном давлении обратно пропорциональна температуре, коэффициент преломления  $n_2$  газа минимальен у верхней пластины и максимальен -  $n_1$  - у нижней. Несмотря на то, что этот вывод сделан на основе известного уравнения Менделеева-Клапейрона для идеальных газов, расчетное расхождение с более точными законами, например, уравнением Ван-дер-Ваальса для воздуха при атмосферном давлении, составляет менее 0,2 %. Следовательно, скорость света у верхней

пластины больше, чем вдоль нижней ( $\vartheta_2 = c/n_2 > \vartheta_1 = c/n_1$ ), что и приводит к тому, что на выходе фронт  $MK$  не параллелен входному и повернут по отношению к нему на угол  $\alpha$ .

Простые рассуждения приводят к системе уравнений

$$\frac{n_1 - 1}{n_2 - 1} = \frac{T_2}{T_1}; \quad \frac{n_1}{n_2} = \frac{l + \Delta l}{l}; \quad \alpha = \frac{\Delta l}{a} = \frac{x}{L} = \alpha_1 \quad (1)$$

Измеряемым параметром является  $n_1$ - показатель преломления газа при комнатной температуре. Решение системы уравнений (1) можно найти в виде:

$$n_1 = \left( 1 + \frac{T_1}{T_2} + \frac{ax}{lL} \right) \left( 1 + \frac{T_1}{T_2} \right) \quad (2)$$

Особые сложности могут представлять равномерный нагрев всей верхней пластины до одной температуры  $T_2$  и ее измерение. Решение задачи может быть облегчено увеличенной массой (толщиной) верхней пластины и встроенными в нее двумя-четырьмя датчиками температуры, например, термисторами.

Проведенные эксперименты по измерению показателя преломления воздуха обеспечили статистическую точность для полученного значения ( $n - 1$ ) выше 2,5 %[2].

Представляется, что предложенный метод измерения показателя преломления газов при его совершенствовании может обеспечить большую точность и может быть использован для измерений показателя преломления, плотности, давления газов, температур плоских объектов в научных исследованиях и практике.

Автор выражает признательность профессору, к.п.н. Костюнину А.В. за помощь в подготовке тезисов.

E-mail: ego@sura.ru

#### Литература

1. Калитеевский Н.И. (2006) Волновая оптика. СПб.: «Лань»
2. Физические величины (1991) Справочник. М.: Энергоатомиздат.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ МАНИПУЛЯЦИИ ЧАСТИЦАМИ РАЗЛИЧНОЙ ФОРМЫ С ПОМОЩЬЮ ОПТИЧЕСКОЙ ЛОВУШКИ

Костюхин Т.С.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

Перспективным инструментом исследования различных частиц являются оптические ловушки, с помощью которых возможно манипулировать объектами размером от нанометров до сотен микрометров [1]. В частности, большое применение такие ловушки находят в биомедицинской диагностике применительно к оптически мягким частицам, например живым клеткам [2]. Основным элементом оптической ловушки является остро сфокусированный лазерный пучок. Механизм захвата ловушкой объекта основан на взаимодействии исследуемой частицы с захватывающим лазерным излучением ловушки. Вблизи фокуса захватывающего пучка градиентная сила, действующая на частицу, превышает силу светового давления, стремящуюся унести частицу вдоль оси пучка. Таким образом, становится возможным удержание частицы около фокуса пучка. Однако из-за сложности форм исследуемых объектов достаточно сложно предсказать их движение под действием света. Длина волны лазерного излучения выбирается из условия минимума поглощения исследуемым объектом, с целью исключения тепловых эффектов. Оптимизация других параметров ловушки не всегда является простой задачей. Здесь может помочь моделирование.

В данной работе моделируется воздействие лазерного пучка в оптической ловушке на частицы различной формы и ориентации в приближении геометрической оптики. Это приближение применимо для частиц размером, много большим длины волны лазерного излучения [3]. Исходный пучок разбивается на парциальные лучи. Расчет для каждого парциального луча проводится независимо. Используя законы геометрической оптики, а также формулы Френеля, мы моделируем распространение каждого парциального луча внутри частицы. Количество внутренних переотражений луча возможно задавать в процессе работы программы. Учитывая явления отражения и преломления света на поверхности раздела двух сред - частицы и внешней среды - рассчитываем силу, действующую на объект в точке падения луча на поверхность. Суммируя все такие элементарные силы, вычисляем результирующую силу и момент силы, действующей на частицу.

Предложен алгоритм и разработана компьютерная программа, с помощью которой возможно смоделировать взаимодействие лазерного пучка и исследуемого объекта, а также сам процесс захвата частицы в реальном времени. В качестве формы частицы в программе возможно использование различных приближений. Наиболее простыми являются эллипсоид и произвольный многогранник, гранями которого имеют вид треугольников. Созданная программа позволяет проводить расчеты без ограничения количества объектов, помещенных в исследуемый объем.

В работе представлены графики зависимости силы, действующей на частицу со стороны пучка, от положения объекта относительно пучка.

E-mail: [kosttim@mail.ru](mailto:kosttim@mail.ru)

#### Литература

1. Ashkin A., «Acceleration and trapping of particles by radiation pressure», Phys. Rev. Lett. **24**, 156-159 (1970)
2. S.K. Mohanty, P.K. Gupta, «Transport of microscopic objects using asymmetric transverse optical gradient force», Appl. Phys. B **81**, 159–162 (2005).
3. С.А. Ахманов, С.Ю. Никитин, «Физическая оптика», Издательство Московского Университета, М., (2004).

## ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ КРИСТАЛЛОВ РВО<sub>4</sub>, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ ФТОРА

Крутяк Н.Р.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Вольфрамат свинца (PWO) используется в качестве сцинтиляционного материала в области физики высоких энергий [1]. Многочисленные исследования люминесцентных свойств PWO, проводимые в течение последних 15 лет, позволили существенно улучшить его сцинтиляционные характеристики, однако проблема повышения светового выхода кристалла до сих пор остается актуальной. В последнее время было показано, что легирование кристаллов PWO ионами фтора приводит к увеличению светового выхода и оптической прозрачности кристалла в коротковолновой области [2]. В настоящей работе исследовано влияние примесей PbF<sub>2</sub> и BaF<sub>2</sub> на люминесцентные свойства PWO в температурном интервале 10 - 300 К.

Кристаллы были выращены методом Чохральского во Львовском Национальном Университете и в НТК «Институт Монокристаллов» (г. Харьков). Измерения спектров люминесценции в области 200 - 900 нм, а также спектров возбуждения люминесценции и отражения в области энергий 3.7 - 40 эВ проводились на установке Superlumi, расположенной в канале синхротронного излучения позитронного накопителя DORIS III

(DESY, Гамбург). Измерения проводились от поверхности свежего скола в диапазоне температур 10 – 300 К. Так же измерения люминесценции при комнатной температуре проводились на лабораторной установке отдела ФПКЭ НИИЯФ МГУ. В качестве источника излучения использовалась ксеноновая лампа, регистрация спектров люминесценции проводилась с использованием спектрографа LOT-Oriel MS257. Отметим, что для этой установки известна функция спектральной чувствительности системы регистрации, что позволяет корректно раскладывать спектры люминесценции на гауссовые составляющие.

Показано, что спектр люминесценции PWO содержит синюю и зеленую компоненту. Спектр возбуждения этих полос показывает, что синяя люминесценция соответствует возбуждению собственного вещества, а зеленая – возбуждению дефектов, которая затухает с началом поглощения собственного вещества. При LHT граница перераспределения компонент люминесценции от дефектной к собственной находится на краю урбаховского хвоста поглощения PWO (4.07 eV, которая соответствует коэффициенту поглощения примерно  $10^2 \text{ см}^{-1}$ ). При введении фтора в PWO может создаваться центр  $\text{WO}_3\text{F}$ , который отвечает за полосу в зеленой области свечения, а также дополнительную низкоэнергетическую полосу в спектре возбуждения вблизи края фундаментального поглощения (ФП).

Рассмотрены особенности формирования спектров возбуждения собственной и примесной люминесценции в интервале температур 10-300 К. Получены зависимости интенсивности люминесценции от температуры при различных энергиях возбуждения, соответствующих как области прямого создания экситонов так и области создания разделенных электронов и дырок. Построена модель формирования спектра возбуждения собственной и дефектной люминесценции в области края ФП в предположении существования двух локальных энергетических уровней в запрещенной зоне. Модель объясняет изменение формы спектра возбуждения собственной и дефектной люминесценции с повышением температуры на краю ФП. Показано, что смещение края урбаховского поглощения с ростом температуры приводит к ослаблению низкоэнергетического компонента возбуждения дефектной люминесценции и проявления дублета в спектре возбуждения дефектной люминесценции.

E-mail: deris2002@mail.ru

#### Литература

1. Lecoq, P. (2005) Ten years of lead tungstate development, *Nucl. Instr. and Methods A* vol. 537, 15-21.
2. Liu, X., Hu, G., Feng, X., Huang, Y., and Zhang, Y. (2002) Influence of  $\text{PbF}_2$  Doping on Scintillation Properties of  $\text{PbWO}_4$  Single Crystals. *Phys. Stat. Sol. (a)* vol. 190, R1-R3.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ИСКАЖЕНИЙ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

Куликов В.А., Шмальгаузен В.И.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

Важной задачей адаптивной оптики является изучение искажений вносимых при распространении излучения через турбулентную атмосферу. При распространении в фазу волны вносится случайная добавка. Обычно предполагается, что амплитуда волн не изменяется, однако метод моделирования позволяет учесть переход фазовых флуктуаций в амплитудные из-за дифракции.

Экспериментальные исследования атмосферной турбулентности[1] достаточно сложны и дорогостоящи, многие вопросы не поддаются теоретическому расчету. Поэтому общепризнанным методом исследования в этой области является метод моделирования [2,3]. В данной работе использовался метод фазовых экранов[4,5]. С целью проверки соответствия применяемой модели реальной атмосфере были получены известные зависимости дисперсии фазы и логарифма амплитуды от силы турбулентности и длины трассы. При распространении светового пучка сквозь турбулентную атмосферу была рассчитана матрица парных корреляций коэффициентов разложения фазы волнового фронта (коэффициентов Цернике), известная как матрица Нолла. Для случая распространения двух пучков под углом друг к другу, была получена зависимость матрицы парных корреляций коэффициентов Цернике от угла, которую можно использовать в задаче восстановления волнового фронта одного источника по другому.

Известные датчики волнового фронта измеряют только градиенты фазы. Для минимизации ошибки при восстановлении волнового фронта по измеренным градиентам фазы используются различные методы обработки данных. В работе проведено сравнение метода наименьших квадратов (МНК), использующего лишь входные данные, и метода Байеса, учитывающего априорную статистику коэффициентов Цернике и величину шума измерений. Оценена область применимости этих методов. Методом Байеса произведено восстановление волнового фронта объекта по волновому фронту некоторого опорного источника. Получена оценка углового размера области при котором компенсация искажений этим методом дает ощутимый результат.

E-mail: vkulik@mail.ru; shm@lado8.phys.msu.ru

#### Литература

1. Клиффорд С.Ф., Грачева М.Е., Гурвич А.С., Исимару А., Кашкаров С.С., Покасов В.В., Шапиро Дж, Стробен Дж., Ульрих П., Уолш Дж. Распространение лазерного пучка в атмосфере. – Мир: 1981, 414 с.
2. Кандидов В.П., Чесноков С.С., Шленов С.А., Компьютерное моделирование формирования изображения протяженного объекта в турбулентной атмосфере. Часть I// Оптика атмосферы и океана, 1998г., том 11, № 04, стр.401-405.
3. Лукин В.П., Канев Ф.Ю., Коняев П.А., Фортес Б.В., Численная модель адаптивной оптической системы. Часть 1. Распространение лазерных пучков в атмосфере// Оптика атмосферы и океана, 1995г., том 8, № 03, стр.409.
4. Hippler S., Hormuth F., Butler D.J., Brandner W., Henning T., *Atmosphere-like turbulence generation with surface-etched phase-screens*, 2006, Optical Society of America.
5. Корябин А.В., Шмальгаузен В.И., Метод скользящей пространственной фильтрации для моделирования турбулентной атмосферы// Оптика атмосферы и океана, 2006г., том 19, № 10, стр.909-914.

## МНОГОКАНАЛЬНЫЙ ОПТОВОЛОКОННЫЙ ДАТЧИК ДЕФОРМАЦИИ НА ОСНОВЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРА ФАБРИ-ПЕРО

Любинский С.И.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет. Москва, Россия*

Целью настоящей работы является создание многоканальной оптоволоконной системы измерения деформации. Данная система будет способна обрабатывать показания одновременно с 12 датчиков, что позволит осуществлять комплексный мониторинг измеряемого объекта. Проведенный анализ показал, что в настоящее время на рынке измерительных систем и датчиков доминирующее положение продолжают занимать

электронные измерительные технологии, которые предполагают преобразование измеряемого параметра в электрический сигнал и последующую его обработку. Альтернативой подобному подходу является использование волоконно-оптических систем измерения, где измеряемый параметр преобразуется в оптический сигнал, передающийся по оптоволокну. Основные преимущества оптоволоконных датчиков перед традиционными: 1 Взрыво- и пожаробезопасность 2 Не требуют электропитания (за исключением блока обработки) 3 Высокая точность и помехоустойчивость 4 Удаленность датчиков от блока обработки В создаваемой волоконно-оптической системе измерения деформации, датчиком служит интерферометр Фабри-Перо, образованный торцами волокон. Такие датчики со спектральным кодированием наиболее перспективны с точки зрения внедрения их в промышленность благодаря устойчивости к влиянию различных паразитных параметров: дрейфа мощности излучения источника, неконтролируемых потерь мощности в волокне, потерь при стыковке волокна с помощью коннекторов и пр. Кроме того, датчики этого типа позволяют проводить измерения абсолютных, а не относительных величин. На сегодняшний день данная система уже разработана и проведены испытания. Исходя из опытных данных эксперимента была получена следующая информация о точности измеряемой величины:

- Разрешающая способность: - 10e-3 %
- Диапазон измеряемых относительных деформаций: до 1%

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЭКСИТОНОВ В МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ ГАДОЛИНИЙ-ГАЛЛИЕВОГО ГРАНАТА

Лякишева И.Б., Колобанов В.Н.

*МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия*

Монокристаллические пленки (МКП) на основе  $Gd_3Ga_5O_{12}$  (GGG) рассматриваются как перспективные материалы для использования в радиографии с применением нейтронного и рентгеновского излучений [1]. Высокоинформационным источником для исследования спектрально-люминесцентных свойств этих материалов является использование синхротронного излучения (СИ). Существенный прогресс в изучении экситонов в гранатах и первоскитах был связан, прежде всего, с использованием высококачественных монокристаллических пленок, выращенных на ориентированной подложке кристалла [2].

Исследование спектров поглощения и возбуждения люминесценции в легированных и нелегированных МКП на основе GGG, выращенных методом жидкокристаллической эпитаксии из переохлажденного раствора-расплава, показало, что:

- в спектре поглощения наблюдаются два пика, которые ростом температуры смещаются в низкоэнергетическую область, уменьшаются по амплитуде и уширяются, что позволяет связать их с экситонами на краю области фундаментального поглощения;
- удаление переходного поверхностного слоя МКП приводит к увеличению амплитуды низкоэнергетического пика, связанного с экситонами;
- пики в спектре поглощения, связанные с экситонами, соответствуют спаду интенсивности возбуждения люминесценции;
- ширина запрещенной зоны, определенная по началу роста поглощения на высокоэнергетическом спаде экситонного пика, для МКП GGG составляет 7.5 эВ при LHT и 7,7 эВ при RT [3].

E-mail: [ilyakisheva@gmail.com](mailto:ilyakisheva@gmail.com); [vkolobanov@yandex.ru](mailto:vkolobanov@yandex.ru)

### Литература

1. V. Kolobanov, V. Mikhailin, N. Petrovnin, D. Spassky, Y. Zorenko, Exciton creation in LuAlO<sub>3</sub> single crystalline film, phys stat. sol. (b) 243, No.8, R60-R62 (2006)/DOI 10.1002/pssb.200642211

2. Н.В. Васильева, В.В. Рандошкин, В.Н. Колобанов, Е.Б. Крюкова, В.В. Михайлин, Н.Н. Петровник, В.Г. Плотников, Ю.Н. Пырков, Д.А. Спасский, Н.Н. Сысоев. Спектрально-люминесцентные свойства эпитаксиальных пленок гадолиний-галлиевого граната, легированного тербием. ФТТ, 2007, т. 49, № 3, с. 460-464.

3. V. Kolobanov, V. Mikhailin, N. Petrovnik, D. Spassky, V. Randoshkin, N. Vasilyeva. VUV-spectroscopy of GGG single crystalline films. DESY annual report 2006, part 1, p.781-782.

## СТРАТЕГИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ВОЗМОЖНОСТЕЙ И ПУТЕЙ РАЗВИТИЯ ОПТИЧЕСКОГО ОБОРУДОВАНИЯ С РАЗРЕШЕНИЕМ В ЕДИНИЦЫ НАНОМЕТРОВ

Мезрин В.Е., Яминский И.В., Яминский Д.И.  
*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия*

История развития измерительного оборудования насчитывает тысячи лет. Одними из первых появились оптические инструменты. Более ста лет общепринятым критерием для оценки минимальных размеров объектов, изучаемых оптическими методами, является критерий Релея. При его создании лорд Релей ориентировался на чувствительность человеческого глаза, а именно, возможность обнаружить различие в интенсивности двух объектов на уровне 0.7-0.8.

В начале 21 века был совершен прорыв в развитии оптических инструментов – была разработана технология, позволяющие использовать их для исследования объектов с характерным размером меньше длины волны оптического излучения. В основе данного метода лежит использование современных высокоточных цифровых фоточувствительных матриц.

Оптические методы изучения объектов обладают существенными отличиями от других методов (СЗМ, Электронные микроскопы и т.д.) и одним из главных является мягкое воздействие прибора на объект, которое не приводит к изменению или разрушению структуры объекта. Данное свойство крайне важно для исследования высокомолекулярных структур, таких как биологические объекты, полимерные комплексы и другие нанообъекты.

В процессе работы нами был проведен детальный анализ современных приборов с разрешением в единицы нанометров и лучше. В результате был получен вывод о перспективах развития такого оборудования и оптических инструментов в частности.

Развитие измерительной техники будет происходить по пути объединения приборов на базе различных технологий в единые измерительные комплексы. На данный момент созданы комплексы, объединяющие такие технологии, как сканирующая зондовая микроскопия (например FemtoScan), конфокальная микроскопия, спектральные измерения и т.д. В перспективе произойдет слияние высокоточных оптических и других методик в одном комплексе, что существенно повысит функциональность комплексов и удобство работы с ними.

Также на данный момент созданы опытные образцы высокоточных оптических инструментов и ведется их интенсивная доработка. Исходя из технологий, используемых в этих приборах, массовый выпуск сейчас тормозится лишь дороговизной необходимых цифровых матриц и немногочисленностью соответствующего программного обеспечения (например FemtoScan Online). Ориентировочно данные приборы могут появиться на рынке уже через несколько лет.

Если говорить непосредственно о самой технологии, то основной объем работ предстоит провести в области доработки соответствующего программного обеспечения и обеспечении контроля протекания эксперимента. В ходе работ должны быть решены такие задачи, как создание интеллектуальной системы поправок на температурный дрейф объектов и другие воздействия, слежением за относительным перемещением объектов, обеспечение непрерывности и автоматизации контроля хода эксперимента и др. Эти особенности особенно важны для длительных биологических экспериментов.

E-mail: mezrinv@rambler.ru

### **Литература**

1. Imaging Intracellular Fluorescent Proteins at Nanometer Resolution, Eric Betzig, George H. Patterson Science 2006, 15 September.

## **ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ СВОЙСТВ НОВЫХ ТЕЛЛУРИТНЫХ СТЕКОЛ $PbCl_2(Br_2)$ –PBO–TeO<sub>2</sub> ДЛЯ ВОЛОКОННОЙ ОПТИКИ**

Попова Н.В., \*\*Гришин И.А., \*Колташев В.В., \*Крюкова Е.Б.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

*\*Научный центр волоконной оптики Российской Академии наук*

*\*\*Нижегородский государственный университет имени Н.И. Лобачевского*

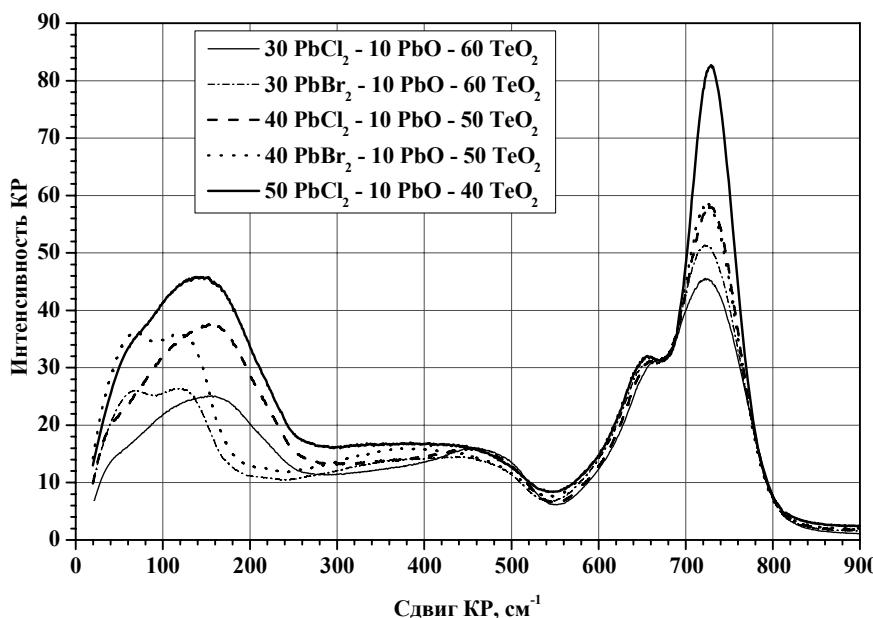
Теллуритные стекла, обладающие интенсивным спонтанным спектром КР, являются перспективным материалом для волоконных ВКР лазеров. Исследованы теллуритные стекла новых составов  $PbCl_2$ –PbO–TeO<sub>2</sub> и  $PbBr_2$ –PbO–TeO<sub>2</sub>. Измерены и проанализированы спектры пропускания в ИК и УФ диапазонах, спектры комбинационного рассеяния (КР), проведены квантовохимическое моделирование структуры сетки стекол и расчеты спектров КР на характерных структурных группах.

1. Добавка хлоридов значительно расширяет области стеклообразования теллуритных стекол по сравнению с чисто оксидными теллуритными стеклами, такими как: BaO–TeO<sub>2</sub>, PbO–TeO<sub>2</sub>, WO<sub>3</sub>–TeO<sub>2</sub>, MoO<sub>3</sub>–TeO<sub>2</sub>, ZnO–TeO<sub>2</sub>.

2. Области прозрачности  $PbCl_2(Br_2)$ –PbO–TeO<sub>2</sub> стекол лежат в диапазоне от 400 нм до 6.5 мкм, причем эта область значительно шире, чем у чисто оксидных теллуритных стекол. При добавлении хлорида (бромида) свинца коротковолновая граница пропускания двухкомпонентных стекол PbO–TeO<sub>2</sub> сдвигается в коротковолновую область. По сравнению с бинарными оксидными системами (BaO–TeO<sub>2</sub>, PbO–TeO<sub>2</sub>, WO<sub>3</sub>–TeO<sub>2</sub>, MoO<sub>3</sub>–TeO<sub>2</sub>, ZnO–TeO<sub>2</sub>) новые стекла более прозрачны в среднем ИК диапазоне спектра (длинноволновый край пропускания). Граница пропускания смещается с 5-6 до 6.4–6.5 мкм.

3. Спектры КР стекол с различным содержанием оксидов и хлоридов (бромидов). Было замечено, что при содержании оксида и хлорида свинца в сумме на уровне 40 мол. % в спектре КР значительно усиливается узкая компонента (с шириной 50 см<sup>-1</sup> на полувысоте) с максимумом вблизи 730 см<sup>-1</sup>, достигая интенсивности в 80 "единиц SiO<sub>2</sub>".

4. Для интерпретации спектров КР барий-оксид-хлорид-теллуритных стекол были проведены квантовохимическое моделирование структуры сетки стекол и расчеты КР на характерных структурных группах.



Квантовохимическое моделирование структуры свинец-оксид-хлорид(бромид)-теллуритных стекол показывает, что в данных стеклах образуются в основном центры  $\text{O}_2\text{Te}=\text{O}$ , которые дают основной вклад в полосу КР на  $730 \text{ см}^{-1}$ .

E-mail: tonatalya@gmail.ru

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ СВОЙСТВ МОНОКРИСТАЛЛА $\text{ZnMoO}_4$

Савон А.Е.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия*

Кристаллы молибдатов в последнее время привлекают внимание благодаря возможности их использования в качестве детекторов двойного безнейтринного бета распада ( $0\nu$ )  $2\beta$  [1,2]. Преимуществом  $^{100}\text{Mo}$  является высокая энергия перехода для данного процесса  $Q_{2\beta}=3035$  кэВ. Согласно теоретическим расчетам, период полураспада изотопа  $^{100}\text{Mo}$  в процессе ( $0\nu$ )  $2\beta$  составляет более  $4.6 \times 10^{23}$  лет [3]. К настоящему времени наиболее исследованными с точки зрения люминесцентных свойств являются кристаллы молибдатов со структурным типом шеелита [4]. Недостатком этих кристаллов является наличие неустранимого фона радиоактивных изотопов катиона. Этого недостатка нет у молибдатов с легкими катионами, например, у молибдата цинка. Люминесценция  $\text{ZnMoO}_4$  практически не изучена, исследования люминесценции проводились только для кристаллов небольших размеров  $\sim 1\text{мм}^3$ , полученных методом спонтанной кристаллизации [5]. В данной работе представлены результаты исследования люминесцентных свойств объемных монокристаллов  $\text{ZnMoO}_4$ , выращенных методом Чохральского. Исследование объемных кристаллов представляет практический интерес, поскольку именно сцинтилляционные элементы больших размеров требуются для их применения.

Были измерены спектры люминесценции в области 200-800 нм, а также спектры возбуждения люминесценции и отражения в области энергий фотонов 3.7 – 25 эВ на установке Superlumi (DESY, Германия) [6]. Измерения проводились в температурном диапазоне 8-300 К. Также измерения спектров люминесценции при комнатной температуре проводились на лабораторной установке отдела ФПКЭ НИИЯФ МГУ. Для реги-

страгии спектров люминесценции использовался спектрограф LOT - Oriel MS-257. Полученные спектры нормировались на аппаратную функцию установки. Измерения спектра термolumинесценции были проведены на установке, расположенной в университете Клода Бернара (Леон, Франция). В качестве источника возбуждения использовалась рентгеновская трубка. Монокристаллы  $ZnMoO_4$  диаметром 10-30 мм и 15-40 мм в длину были выращены методом Чохральского в институте Общей Физики им. А. М. Прохорова РАН.

Люминесценция  $ZnMoO_4$  представляет собой широкую элементарную полосу с максимумом интенсивности на 2.12 эВ при 300 К и вызвана свечением автолокализованного экситона на  $MoO_4^{2-}$ -комплексе. Наблюдалось температурное тушение люминесценции при  $T > 110$  К с энергией активации процесса 118 мэВ (рис. 1). При понижении температуры от 110 до 10 К наблюдается уменьшение выхода люминесценции, что указывает на существование ловушек, препятствующих рекомбинации электронов и дырок на центрах свечения при низких температурах.

Роль ловушек была изучена методом термolumинесценции. Образец  $ZnMoO_4$  был охлажден до температуры  $T = 20$  К. В течение 510 секунд он облучался рентгеновским излучением (рис. 2). После окончания возбуждения наблюдалась фосфоресценция образца. При  $t=900$  с начался линейный нагрев образца со скоростью  $T = 0,172$  К/с. Был получен пик ТСЛ неэлементарной формы с максимумом при температуре 55 К. В соответствии с моделью кинетики первого порядка была проведена аппроксимация пика ТСЛ в предположении существования двух типов ловушек.

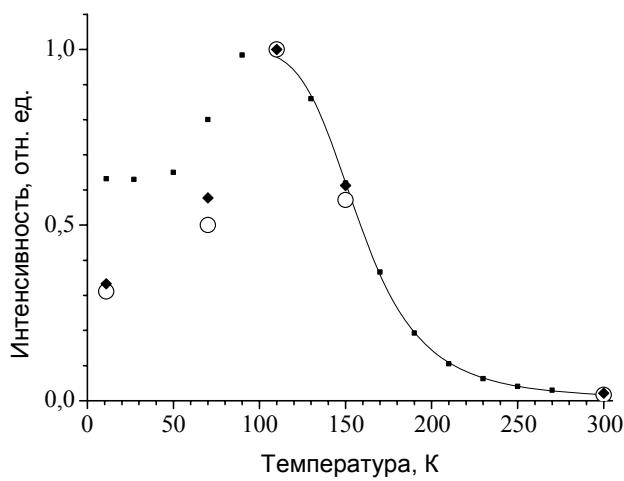


Рис. 1. Температурная зависимость интенсивности собственной люминесценции  $ZnMoO_4$  для разных энергий возбуждения: 6.5 эВ (квадраты), 10 эВ (окружности) и 15 эВ (ромбы). Сплошная кривая представляет моделирование процесса температурного тушения люминесценции с использованием формулы Мотта

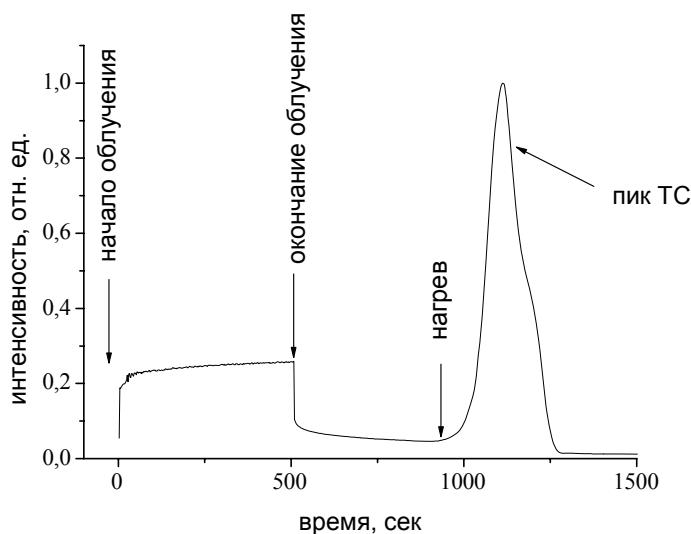


Рис. 2. Зависимость интенсивности собственной люминесценции  $ZnMoO_4$  от времени облучения и нагрева образца

С помощью модели приповерхностных потерь был рассчитан объемный квантовый выход, получена средняя длина диффузии экзитонов в кристалле. Также представлена кинетическая модель, описывающая роль ловушек в процессе переноса энергии на центры свечения.

E-mail:[savon1986@mail.ru](mailto:savon1986@mail.ru)

### Литература

- [1] A.N. Annenkov, O.A. Buzanov, F.A. Danevich et al., *NIM A* 584 (2008) 334.
- [2] S. Pirro, S. Capelli, M. Pavan et al., <http://arxiv.org/abs/nucl-ex/0510074v1>
- [3] R. Arnold, et al., *Phys. Rev. Lett.* 95 (2005) 182302.
- [4] Kitaeva I.V., Kolobanov V.N., Mikhailin V.V., et al, Proc. of the 8<sup>th</sup> Int. Conf. Inorg. Scint.(SCINT 2005), September 19-23, 2005, Alushta, Ukraine, p. 44 - 47
- [5] Mikhailik, V.B., Kraus, H., Wahl D. et al., *Nucl. Instr. Meth.. A* 562 (2006) 513.
- [6] Zimmerer, G. *Radiation Measurements V.* 42, Iss. 4-5 (2007) 859

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛНОВЫХ ПУЧКОВ В РЕЗОНАТОРЕ, СОДЕРЖАЩЕМ СЛОИ МЕТАМАТЕРИАЛА С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ ПОКАЗАТЕЛЕМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

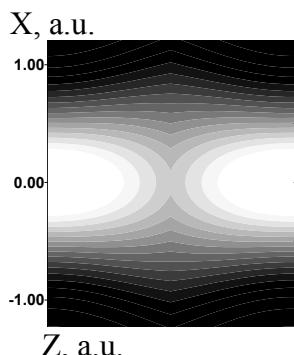
Сапарина Д.О.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

Распространение плоских электромагнитных волн в средах с отрицательным показателем преломления впервые было теоретически описано В. Веселаго в 1967 г. [1], однако интенсивные исследования начались в начале этого века после создания таких материалов сначала в микроволновом [2,3], а затем и в оптическом [4] диапазоне волн. Такие материалы обладают рядом необычных свойств (групповая и фазовая скорости антипараллельны, плоский слой может фокусировать расходящийся волновой пучок), что делает возможным создание устройств, обладающих принципиально новыми свойствами. В частности, в слоистых структурах возможно квазиволноводное распространение пучков [5], а в резонаторах такие слои могут использоваться для управления дифракцией [6,7].

В данной работе рассматривается распространение пучка в резонаторе, заполненном слоистым материалом с модуляцией знака показателя преломления. Изменение знака показателя преломления дает возможность компенсации дифракционного расплывания и фазового набега. Получены аналитические соотношения между параметрами резонатора (толщинами слоев, их показателями преломления и радиусами кривизны зеркал), при которых возможно возбуждение локализованной пространственной моды в виде гауссова пучка:

$$\frac{l_{\text{right}}}{n_{\text{right}}} = \frac{l_{\text{left}}}{|n_{\text{left}}|}, \quad \frac{R_{l(\text{right})}}{n_{\text{right}}} = \left| \frac{R_{2(\text{left})}}{n_{\text{left}}} \right|$$



На графике изображено распределение интенсивности в резонаторе с параметрами, удовлетворяющими полученным выше условиям. Доказано, что полученное соотношение можно обобщить на случай пучков с любым поперечным распределением амплитуды, что является принципиально новым свойством, отличающим резонатор, содержащий слой среды с отрицательным показателем преломления, от других резонаторов. Проведенное численное моделирование подтвердило полученные аналитические результаты.

Тезисы доклады основаны на материалах исследований, проведенных при поддержке проектов «Ведущие научные школы» НШ-4870.2006.2, РФФИ № 05-02-17308, 06-02-16801 и Фонда «Династия»

Автор выражает признательность научному руководителю профессору, д. ф.-м. н. Сухорукову А.П.

E-mail: dsaparina@gmail.com

### Литература

1. Веселаго В.Г. УФН, 92, вып.3 (1967).
2. C.G. Parazzoli, R. B. Greengor, K. Li et al, Phys.Rev.Let. 90, No.10 (2003).
3. P.V. Parimi,1 W.T. Lu,1 P. Vodo et al, Phys.Rev.Let. 92, No.12 (2004).
4. V. Shalaev, W. Cai, U.K. Chettiar et al, *Optics Letters* **30**, No. 24 (2005).
5. Н.О. Панфилова, Д.О. Сапарина, А.П. Сухоруков, *Известия РАН сер. физ.* **70**, № 12. С. 1722 (2006).
6. P. Tassin, G. Van der Sande1, I. Veretennicoff et al, *Proceedings Symposium IEEE/LEOS Benelux Chapter* (2005).
7. N. Engheta, IEEE, vol. 1, (2002).

## ЛАЗЕРНАЯ СЕЛЕКТИВНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ БЕСФОНОННЫХ ЛИНИЙ $F_3^+$ И $N_1$ ЦЕНТОВ ОКРАСКИ В КРИСТАЛЛАХ LiF

Фёдоров А.В.

*Московский Физико-Технический Институт, Долгопрудный, Россия*

Спектральное выжигания провалов в неоднородно уширенном контуре поглощения является мощным спектроскопическим методом исследования примесных центров [см для примера (Rebane, 2002; Riesen, 2006) и ссылки в них]. Кроме того, этот метод имеет потенциал для практического использования в квантовой электронике. Примерами областей применения спектрального выжигания провалов в первую очередь могут являться: стабилизация частоты генерации лазерного излучения; оптическая запись и хранение информации; параллельная оптическая обработка сигналов. Несмотря на тот факт, что кристаллы LiF с Центрами Окраски (ЦО) являются одними из самых распространенных кристаллов с ЦО, использующимися в квантовой электронике (в том числе в качестве пассивных модуляторов добротности и активных элементов лазеров), существует всего три статьи по исследованию спектрального выжигания провалов в этих кристаллах. Целью данной работы было определение констант нелинейной электрон-фононной связи, определяющих спектральное уширение бесфононной линии (БФЛ) агрегатных  $F_3^+$  (488 нм) и  $N_1$  (523 нм) ЦО в кристаллах LiF, а также возможность спектрального выжигания провалов в БФЛ этих центров под действием наносекундных импульсов лазерного излучения. Кроме того, в литературе до сих пор сохраняется различие в трактовках структуры  $N_1$  ЦО, поэтому одной из целей работы было определение эффективного заряда данного центра.

Для приготовления образцов с ЦО кристаллы LiF были облучены  $\gamma$  излучением при комнатной температуре ( $T = 300$  К) от источника  $^{60}\text{Co}$  с дозой  $10^8$  рад. Данная технология приготовления кристаллов с ЦО является типичной для приготовления активных элементов перестраиваемых лазеров на  $F_2^-$  ЦО, работающих при комнатной температуре. Коэффициенты поглощения в  $F_2^-$  и  $N$  ЦО, измеренные при комнатной температуре, равнялись 0.8 и  $63 \text{ см}^{-1}$  соответственно.

Целью первоначальных экспериментов было определение температурной зависимости спектральной ширины БФЛ, для определения диапазона температур, в котором неоднородное уширение будет преобладающим. Кроме того, определение меха-

низма поведения однородного уширения позволило прогнозировать значение однородного уширения в область более низких температур. В результате измерения спектров поглощения в диапазоне температур 14К-300К была определено неоднородное уширение ЦО в исследуемых образцах, которое равнялось 15 и 10 см<sup>-1</sup> для F<sub>3</sub><sup>+</sup> и N<sub>1</sub> ЦО. Однородное уширение бесфононных линий становилось преобладающим при температурах, превышающих 40К и 50К для F<sub>3</sub><sup>+</sup> и N<sub>1</sub> ЦО. Согласно модели линейной электрон-фононной связи в колебательных системах по мере увеличения температуры интенсивность БФЛ резко падает относительно фононного крыла спектра поглощения/люминесценции. В наших измерениях БФЛ F<sub>3</sub><sup>+</sup> ЦО наблюдалась примерно до температуры 120К, в то время как для N<sub>1</sub> ЦО БФЛ наблюдалась до 200К. Данное различие обуславливается большей константой линейной связи в случае F<sub>3</sub><sup>+</sup> ЦО. Кроме того, в экспериментах обнаружено аномально большой температурный сдвиг БФЛ в N<sub>1</sub> ЦО. Для анализа температурной зависимости поведения БФЛ мы использовали динамическую теорию, учитывающую квадратичное электрон-фононное взаимодействие. Данная теория без использования метода возмущения была представлена в работах (Осадько, 2000). Согласно данной теории ширина ( $\Delta\nu$ ) и температурный сдвиг ( $\delta\nu$ ) БФЛ определяется уравнениями:

$$\Delta\nu = W^2/\pi^2 \int d\omega \cdot n(\omega) [n(\omega) + 1] \cdot \Gamma(\omega)^2 \quad \delta\nu = W/2\pi^2 \int d\omega \cdot n(\omega) \cdot \Gamma(\omega)$$

где n( $\omega, T$ ) Бозе фактор равный  $n(\omega, T) = [\exp(h\omega/kT) - 1]^{-1}$ , W – безразмерная константа квадратичного взаимодействия,  $\Gamma(\omega)$  спектральная функция плотности фононных состояний. В работе проводился анализ модели как на основе взаимодействия с акустическими фононами, так и на основе модели взаимодействия с квазилокальным колебанием. В пределах экспериментальной ошибки температурное уширение бесфононных линий можно описать взаимодействием с эффективным оптическим фононом с эффективной частотой совпадающей с частотой колебания найденной из спектров поглощения, которая равнялась 202 см<sup>-1</sup> и 205 см<sup>-1</sup> для F<sub>3</sub><sup>+</sup> и N<sub>1</sub> ЦО соответственно. Рассчитанная константа квадратичного взаимодействия для N<sub>1</sub> ЦО равнялась W=0.25, кроме того, в работе удалось получить значения определяющее время жизни локальных колебаний для N<sub>1</sub> и F<sub>3</sub><sup>+</sup> ЦО.

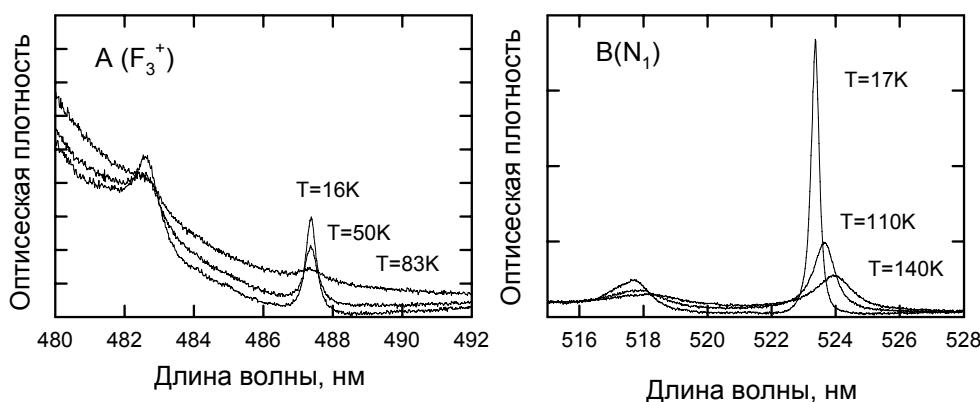


Рис.1. Спектры поглощения F<sub>3</sub><sup>+</sup> (А) и N<sub>1</sub> (В) ЦО, измеренные при разных температурах

В работе также исследовалось возможность спектрального выжигания провалов в БФЛ под действием мощного перестраиваемого лазерного излучения с длительностью 6 нс со спектральной шириной 0,2 см<sup>-1</sup>. Ширина спектральных провалов полученных в бесфононных линиях при воздействии лазерным излучением при T=15К равнялась  $\Delta\lambda_{hole}=0.18$  нм и 0.23 нм для F<sub>3</sub><sup>+</sup> и N<sub>1</sub> ЦО соответственно. Сравнение глубины спектральных провалов N<sub>1</sub> ЦО с результатами, полученными для положительных нейтральных и отрицательно заряженных агрегатных ЦО позволило однозначно определить эф-

фективный заряд  $N_1$  ЦО как положительный. Это позволило сделать предположение, что данный центр является изомером  $F_3^{+*}$  ЦО.

В работе методами классической и селективной лазерной спектроскопии определены константы линейного и квадратичного электрон-фононного взаимодействия  $F_3^+$  и  $N_1$  ЦО в кристалле LiF. Обнаружено аномально большое температурное смещение в  $N_1$  ЦО. Впервые продемонстрировано спектральное выжигание провалов  $F_3^+$  и  $N_1$  ЦО. В результате экспериментов по спектральному выжиганию провалов предложена модель для  $N_1$  ЦО.

*E-mail: af7@list.ru*

### Литература

1. Karl K. Rebane (2002) Purely electronic zero-phonon line as the foundation stone for high resolution matrixspectroscopy, single impurity molecule spectroscopy, persistent spectral hole burning// Journal of Luminescence 100, 219–232.
2. Hans Riesen (2006) Hole-burning spectroscopy of coordination compounds// Coordination Chemistry Reviews 250 1737–1754.
3. И.С. Осадько (2000) Селективная спектроскопия одиночных молекул// Москва ФИЗМАТЛИТ.

## ФУРЬЕ-СПЕКТРОМЕТР

Храмов В.А.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия*

Со времен Ньютона оптическая спектроскопия всегда была одним из самых информативных методов исследования вещества. Принципы построения спектральных приборов до середины 20 века практически не менялись. Большинство приборов традиционно строили по одной и той же схеме: излучение фокусируется на входную щель прибора, прошедшее излучение параллельным пучком направляется на диспергирующий элемент (призма, дифракционная решетка) и после фокусировки на выходной щели излучение регистрируется каким-либо приемником излучения.

Во второй половине 20 века началось бурное развитие интерференционной спектроскопии с преобразованием Фурье. Широкое распространение этого метода определилось развитием вычислительной техники, поскольку вычислительная машина является необходимым элементом современного Фурье-спектрометра. Такие спектрометры обеспечили резкое повышение спектрального разрешения, информативности и скорости получения информации по сравнению с другими оптическими спектрометрами.

Наиболее популярной схемой спектрометра является схема с использованием интерферометра Майкельсона. Но она имеет ряд недостатков, таких как подвижные элементы, большие плечи, а значит большой размер спектрометра и высокая подверженность вибровоздействиям. Нами было разработано принципиально иное техническое решение спектрометра на основе двулучепреломляющего клина (рис. 1). Принцип работы состоит в следующем: регистрируемое излучение с помощью линзы падает на поляризатор, а затем на клин из двулучепреломляющего кристал-

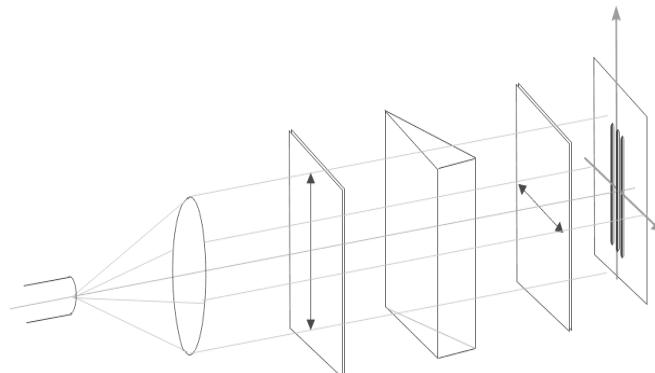


Рис.1

ла, например исландского шпата. Такой клин является элементом с переменной оптической задержкой. Прошедшее через анализатор излучение создает на матрице интерференционную картину. Благодаря обработке интерферограммы с помощью быстрого преобразования Фурье (FFT) можно найти спектральные характеристики входного излучения.

Одним из практически важных применений спектроанализатора являются измерительные системы, в частности оптоволоконные. Изменением внешних параметров сигнал, прошедший или отраженный от чувствительного элемента, приобретает фазовую модуляцию. Обычно чувствительный элемент выполнен в виде интерферометра Фабри-Перо, база которого зависит от давления, температуры, деформации. Клин является ключевым элементом автокорреляционной схемы с переменной задержкой и позволяет перевести величину базы интерферометра в координату на матрице фотоэлементов.

Проведенные экспериментальные исследования подтвердили работоспособность спектрометра, а также разрешающую способность порядка  $R=\delta\lambda/\lambda \sim 10^3$ . Благодаря методу широкополосной интерферометрии и разработанному нами алгоритму обработки фазовых характеристик преобразованного сигнала при использовании источника с известными спектральными характеристиками достигается точность измерения оптоволоконного датчика порядка  $10^{-5}$ .

E-mail: [vasilykhramov@gmail.com](mailto:vasilykhramov@gmail.com)

### Литература

1. М.В. Тонков «Фурье-спектроскопия – максимум информации за минимум времени»/ Соросовский образовательный ж.-л. Том 7, №1, 2001.
2. А.Н. Соколов, В.А. Язев, Lightwave Russian Edition, №4, 42-45, (2006).
3. Н.Я. Молотков, А.А. Егоров «Кристаллооптические явления и их моделирование в диапазоне сверхвысоких частот»/ Тамбов, изд-во ТГТУ, 2004.

## ВУФ СПЕКТРОСКОПИЯ КРИСТАЛЛОВ $\text{Na}_{0.4}\text{Lu}_{0.6}\text{F}_{2.2}$ АКТИВИРОВАННЫХ ИОНОМ $\text{Ce}^{3+}$

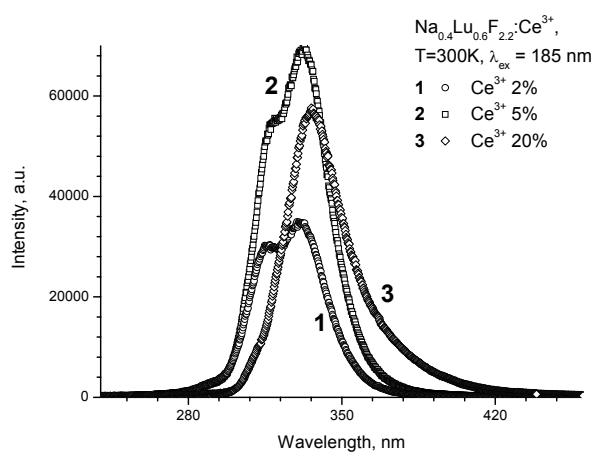
Шапочкин Г.М.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия*

Соединения  $\text{Na}_{0.4}\text{Lu}_{0.6}\text{F}_{2.2}$  активированные ионом  $\text{Ce}^{3+}$  представляют интерес в качестве перспективных люминесцентных материалов с точки зрения их возможного применения в качестве активных сред твердотельных лазеров. В связи с этим актуально

исследование широкозонных фотонных матриц, активированных ионами  $\text{Ce}^{3+}$ , обеспечивающих эффективную и быструю люминесценцию.

Эксперименты по измерению спектров отражения, возбуждения люминесценции, свечения и кинетики затухания свечения кристаллов  $\text{Na}_{0.4}\text{Lu}_{0.6}\text{F}_{2.2}$ ,  $\text{Na}_{0.4}\text{Lu}_{0.6}\text{F}_{2.2}:\text{Ce}(2\%, 5\%, 20\%)$  были проведены на установке SUPERLUMI (HASYLAB, Hamburg, Germany) под воздействием возбуждающих импульсов синхротронного излучения накопителя DORIS в ди-



пазоне 60-320 нм, при температурах 10К и 300К. Так же часть измерений по ВУФ спектроскопии данных материалов в диапазоне 155-320 нм была выполнена на установке кафедры оптики и спектроскопии физического факультета МГУ им. М.В.Ломоносова.

Люминесценция исследуемой серии  $\text{Na}_{0.4}\text{Lu}_{0.6}\text{F}_{2.2}:\text{Ce}(2\%, 5\%, 20\%)$  при  $T=300\text{K}$  представлена на рисунке. Из графиков видно, что спектры имеют две линии на 315нм и 330 нм, благодаря  $5d \rightarrow 4f$  переходам в ионах  $\text{Ce}^{3+}$ . С повышением концентрации  $\text{Ce}^{3+}$  от 2% до 5% происходит возрастание выхода люминесценции длинноволновой компоненты и перераспределение интенсивности между линиями дублета в пользу длинноволновой компоненты. При повышении концентрации  $\text{Ce}^{3+}$  от 5% до 20% происходит общий спад выхода люминесценции с доминированием длинноволновой компоненты. У  $\text{Na}_{0.4}\text{Lu}_{0.6}\text{F}_{2.2}:\text{Ce}^{3+}(20\%)$  наблюдается концентрационное тушение, с практически полным исчезновением коротковолновой компоненты дублета. При 10К  $\text{Na}_{0.4}\text{Lu}_{0.6}\text{F}_{2.2}:\text{Ce}^{3+}(20\%)$  светит более интенсивно. По результатам измерений спектров возбуждения люминесценции длинноволновой компоненты свечения и спектров отражения  $\text{Na}_{0.4}\text{Lu}_{0.6}\text{F}_{2.2}:\text{Ce}^{3+}(5\%)$ , удалось оценить ширину запрещенной зоны  $E_g$  соединения  $\text{Na}_{0.4}\text{Lu}_{0.6}\text{F}_{2.2}:\text{Ce}^{3+}$  в 10,5 eV. Поведение кинетик говорит о прямом возбуждении центров  $\text{Ce}^{3+}$  в области до 7 эВ. При более высоких энергиях как в области прозрачности, так и в области фундаментального поглощения передача энергии на центры  $\text{Ce}^{3+}$  происходит медленно. Передача энергии на  $\text{Ce}^{3+}$  через кристаллическую матрицу крайне неэффективна.

Тезисы доклады основаны на материалах исследований, проведенных в рамках Российско-Германского гранта (грант № 436 RUS 113/437).

Автор выражает признательность д.ф.-м.н., профессору, заведующему кафедрой оптики и спектроскопии физического факультета МГУ Михайлину В.В. за помощь в подготовке тезисов.

#### Литература

1. D.J. Ehrlich, P.F. Moulton, and R.M. Osgood Jr., Opt. Lett. 4, 184 (1979).
2. N.Yu. Kirikova et al., J. Luminescence 110, 135 (2004).

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ МОЛИБДАТОВ $\text{AGLA}_1\text{-xEU}_x(\text{MOO}_4)_2$ ( $X=0,1; 0,2; 0,4; 0,5; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9$ И 1)

Яковлев В.Г., Михайлин В.В., Романенко А.Ю.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия*

Двойные молибдаты, активированные ионами редкоземельных элементов, представляют большой интерес для научных исследований в связи с их дальнейшим применением в качестве высокоэффективных ярких люминофоров с высокой цветопередачей. Подобные кристаллические молибдатные люминофоры хорошо известны в качестве материалов для люминесцентных ламп, активных сред лазеров, люминесцентных экранов и др. [1]. Возможность варьирования катионного состава кристаллической решетки двойных молибдатов  $MR(\text{MO}_4)_2$  ( $M$  – одновалентный элемент,  $R$  - РЗЭ) позволяет получать люминофоры со свечением в широкой области длин волн. Кроме того, внедрение в кристаллическую решетку редкоземельных элементов также может быть использовано для исследования строения матрицы кристалла [2]. Представляет интерес исследовать в качестве матриц для легирования ионами редкоземельных элементов порошкообразные кристаллы различных составов [3] с целью получения нового класса люминофоров, отличающихся по своим свойствам от монокристальных и жидким люминофоров.

Нами были изучены спектры люминесценции твердых растворов двойных молибдатов  $\text{AgLa}_{1-x}\text{Eu}_x(\text{MoO}_4)_2$  ( $x=0,1; 0,2; 0,4; 0,5; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9$  и  $1$ ) при лазерном возбуждении ( $\lambda_{\text{возб.}} = 337,1$  нм). Центрами свечения во всех соединениях служили ионы  $\text{Eu}^{3+}$ , обладающие интенсивной красной люминесценцией. Во всех спектрах явно выделяются три полосы, характерных для переходов в  $4f$ -конфигурации иона  $\text{Eu}^{3+}$  с возбужденного метастабильного состояния  $^5D_0$  на компоненты мультиплетов  $^7F_J$  ( $J = 0, 1, 2, 3, 4$ ):  $588 - 600$  нм ( $^5D_0 \rightarrow ^7F_1$ ),  $610 - 630$  нм ( $^5D_0 \rightarrow ^7F_2$ ),  $681 - 710$  нм ( $^5D_0 \rightarrow ^7F_4$ ). Еще 2 полосы проявляются слабо:  $579 - 581$  нм ( $^5D_0 \rightarrow ^7F_0$ ) и  $640 - 662$  нм ( $^5D_0 \rightarrow ^7F_3$ ). В полосах свечения  $\text{Eu}^{3+}$  тонкая структура слабо проявляется. Наибольшей интенсивностью сопровождается электродипольный переход  $^5D_0 \rightarrow ^7F_2$  с максимумом при  $\sim 616$  нм. Свечение, связанное с сильно запрещённым правилами отбора переходом  $^5D_0 \rightarrow ^7F_0$ , имеет низкую интенсивность, что указывает на высокую симметрию окружения ионов европия  $\text{Eu}^{3+}$  в данных образцах.

Также в ходе работы были получены спектры возбуждения данных образцов. Исследована зависимость их люминесцентных характеристик от концентрации  $\text{Eu}^{3+}$ .

Проведенное исследование показало, что при замещении  $\text{La}^{3+}$  на  $\text{Eu}^{3+}$  в молибдатах симметрия центров свечения остается неизменной. Изучено влияние концентрации активатора ( $\text{Eu}^{3+}$ ) на яркость люминесценции твердых растворов  $\text{AgLa}_{1-x}\text{Eu}_x(\text{MoO}_4)_2$ . Максимальная интегральная интенсивность свечения обнаружена у состава  $\text{AgLa}_{1-x}\text{Eu}_x(\text{MoO}_4)_2$ :  $x=0,9$ . Определена область энергии возбуждения  $2,2 - 3,5$  эв, в пределах которой спектры возбуждения имеют сходный вид. Линии этого спектра связаны с f-f переходами в ионе  $\text{Eu}^{3+}$ . Получена зависимость времени затухания от концентрации твердого раствора  $\text{AgLa}_{1-x}\text{Eu}_x(\text{MoO}_4)_2$ . Времена жизни лежат в области от 180 мкс до 380 мкс. По мере увеличения концентрации  $\text{Eu}$  (до  $x=0,9$ ) наблюдается уменьшение времени жизни.

Полученные результаты свидетельствуют о перспективности исследованных кристаллов для практического применения.

E-mail: vadim1437@mail.ru

#### Литература

1. Каминский А.А. Лазерные кристаллы. М.: Наука, 1975. 256 с.
2. Гайдук М.И., Золин В.Ф., Гайгерова Л.С. Спектры люминесценции европия. М.: Наука, 1974. 195 с.
3. Заушицын А.В., Михайлин В.В., Романенко А.Ю. и др. Неорганические материалы, 2005, том 41, №7, с. 871- 875

## РАДИОФИЗИКА

**Председатель подсекции  
проф. Логгинов Александр Сергеевич**

### АНОМАЛЬНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ВОЛНОВОДА С НАГРУЗКОЙ ИЗ МЕТАМАТЕРИАЛА С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ ПРЕЛОМЛЕНИЕМ

\*Башарин А.А.

*Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, Москва, Россия*

С открытия «левых сред» (метаматериалов) В.Г. Веселаго в 1967 году [1] начался новый виток в развитии электродинамики сплошных сред. В последнее время появилось большое число работ [2-3], связанных с искусственными магнитодиэлектрическими средами, обладающими аномальными электромагнитными свойствами. Опубликованы работы, связанные с 2-Д и 3-Д средами, обладающими отрицательными значениями диэлектрической и магнитной проницаемости [2-3] и как, следствие, отрицательным показателем преломления. Но практически в литературе не отражается вопрос, посвященный излучению структур содержащих метаматериалы с отрицательным преломлением. Изучение данного вопроса автор находит интересным и открывающим не известные свойства таких структур.

На примере прямоугольного волновода с нагрузкой в виде прямоугольной трубы, выполненной из метаматериала с отрицательным показателем преломления, продемонстрированы аномальные свойства диаграммы направленности волноводной структуры. Геометрия волновода с нагрузкой из метаматериала в форме прямоугольной трубы представлена на рис.1-2. В экспериментах использовался стандартный коаксиально-волноводный переход 10 см диапазона длин волн (открытый конец волновода).

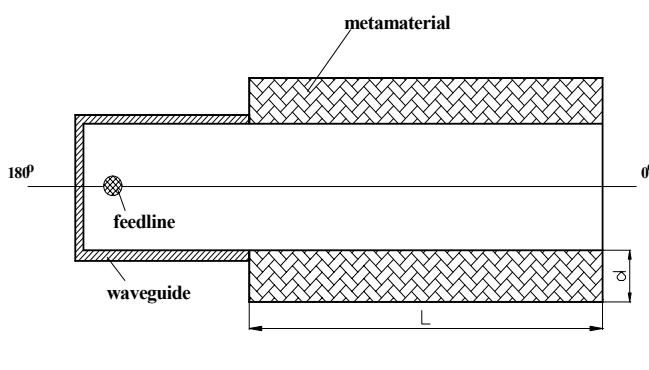


Рис.1. Схема волноводной излучающей структуры



Рис. 2. Фото волноводного излучателя

Метаматериал представлял собой изотропную двумерную решетку проволочных никромовых лево- и правозакрученных спиралей, расположенных на тонкой полиуретановой подложке (изотропный образец LR-5I толщиной 5.2 мм). По 1/3 проволочных спиралей образца расположены вдоль осей  $x$ ,  $y$  и  $z$  соответственно. Отличительным

\* Доклад отмечен жюри как лучший на подсекции.

свойством метаматериала являлись его изотропные в пространстве резонансные электрические и магнитные свойства в одном и том же частотном диапазоне [2]. Область частот вблизи резонансной частоты 3 ГГц соответствует отрицательному значению коэффициента преломления метаматериала. Значения эффективных материальных параметров образца метаматериала, пересчитанные по формулам Френеля из значений S-параметров (коэффициента отражения и прохождения) представлены на рис. 3.

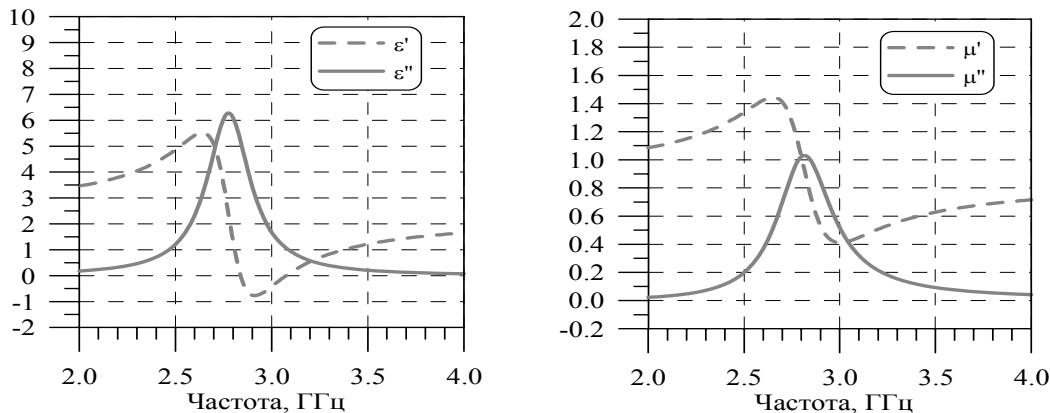


Рис. 3. Частотная зависимость эффективных значений проницаемости метаматериала LR-5I

На основе численных расчетов методом моментов (тонкие линии) и измерений диаграмм направленности волноводной структуры в безэховой камере (толстые линии), на частотах близких к резонансной частоте метаматериала 3 ГГц, показана возможность излучения такой структуры в заднем направлении (на рис. 4-6 представлены нормированные диаграммы направленности (ДН)).

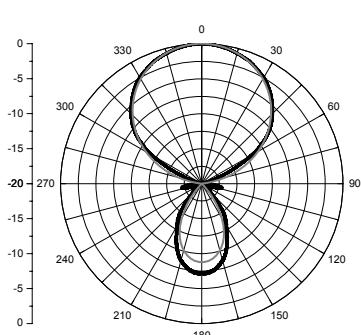


Рис. 4. ДН волновода без нагрузки, частота 3.1 ГГц

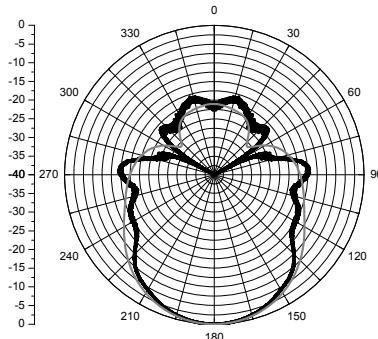


Рис. 5. ДН волновода с нагрузкой толщиной  $d=30$  мм, частота 3.1 ГГц

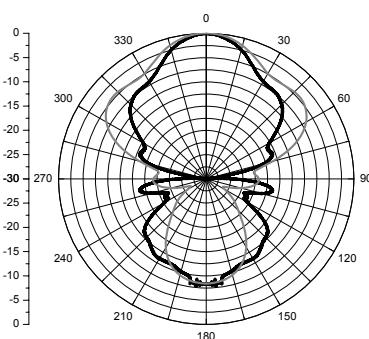


Рис. 6. ДН волновода с нагрузкой толщиной  $d=20$  мм, частота 4 ГГц

На рис. 4 представлены ДН волновода без нагрузки, которые имеют традиционный вид. В этом случае главный лепесток превышает задний по уровню на 7 дБ. При использовании нагрузки из метаматериала толщиной  $d>5$  мм, наблюдается превышение заднего лепестка ДН, по сравнению с главным более чем на 15 дБ. В этом случае волноводная структура излучает в основном в заднем направлении «180» (рис. 5).

Данный эффект наблюдается только при отрицательном значении показателя преломления метаматериала  $n = \sqrt{(\epsilon' + i\epsilon'')(\mu' + i\mu'')}$  и связан с возникновением поверхностных волн на границе воздух - метаматериал. В случае  $n>0$  эти волны бегут вдоль границы воздух - метаматериал, в направлении «0». А в случае  $n<0$  в направлении «180». При  $d>5$  mm,  $n<0$  амплитуда поверхностной волны может превысить амплитуду волны распространяющейся в волноводе. Для демонстрации этого факта, на рис. 6 приведена

ДН волновода с нагрузкой на частоте 4 ГГц, для которой  $n>0$ . В этом случае ДН имеет обычный вид, при котором главный лепесток превышает задний, т.е. такая структура излучает в основном в прямом направлении «0».

[basharin@list.ru](mailto:basharin@list.ru)

1. Veselago V. G., *Sov. Phys. Usp.*, Vol. 10, 509, 1968
2. Lagarkov A. N., V. N. Semenenko, V. N. Kisel and V. A. Chistyakov, “Development and Simulation of Microwave Artificial Magnetic Composites Utilizing Nonmagnetic Inclusions,” *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol.258-259, 161-166, 2003.
3. Caloz, C. and T. Itoh, *Electromagnetic metamaterials: transmission line theory and microwave applications*, A John Wiley & Sons, Inc, 2006.

## ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В ADVANCED LIGO ДЛЯ ПУЧКОВ РАЗЛИЧНОЙ ФОРМЫ

Гурковский А.Г.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

### Введение

Наземные интерферометрические гравитационно-волновые антенны LIGO сейчас функционируют и имеют чувствительность всего в 2-3 раза меньшую запланированной величины  $10^{-21}$  м. В антенне Advanced LIGO, которую планируется запустить ориентировочно к 2012 году, чувствительность, как ожидается, возрастет до  $10^{-22}$  м.

В данной работе представлен анализ паразитного эффекта параметрической неустойчивости в схеме интерферометра Advanced LIGO для световых пучков различной формы. Данный эффект проявляется, когда оптическая мощность  $W_0$ , запасенная в основной моде с частотой  $\omega^0$ , превышает определенный порог  $W_c$ . При этом происходит рост амплитуд механических колебаний зеркал, составляющих схему интерферометра, с частотой  $\omega^m$  и оптической мощности добавочной стоксовой оптической моды с частотой  $\omega^1 < \omega^0$ . При этом частота механической моды должна быть примерно равна разности частот основной и стоксовой оптических мод или, другими словами, расстройка  $\Delta = \omega^0 - \omega^1 - \omega^m$  должна быть мала.

В последнее время появился ряд предложений об использовании вместо обычных гауссовых пучков пучков более сложного профиля, среди которых можно выделить Меса-пучки (Mesa-beam) и конические пучки. В данной работе рассматривается вероятность возникновения параметрической неустойчивости в схеме интерферометра Advanced LIGO с рециркуляцией мощности и сигнала для пучков различной формы. Сравнение производится в терминах так называемого «параметрического выигрыша» (parametric gain).

### Результаты

Численный анализ показал, что вероятность наблюдения параметрической неустойчивости для параметров Advanced LIGO при нулевой расстройке  $\Delta=0$  и единичном факторе перекрытия (характеризует степень соответствия форм основной, стоксовой и механической мод друг другу)  $\Lambda=1$  крайне высока для пучков любой формы. То есть параметрический выигрыш  $R \gg 1$ , в то время как условие возникновения параметрической неустойчивости  $R > 1$ . Однако для конического пучка число стоксовых мод и ве-

личина параметрического выигрыша для каждой из них получается заметно ниже, чем для гауссова и Меса пучков. Так число мод с  $R > 100$  для гауссовых, Меса и конических пучков равны соответственно 10, 10 и 8 соответственно, а с  $R > 10000 - 5, 6$  и 2 соответственно (общее число мод равно 11 для каждого типа мод). Здесь учитывались все стоксовы моды в пределах одного спектрального расстояния с дифракционными потерями не более 98%. Полученные результаты являются приближенными, но мы надеемся уточнить их.

*E-mail: AG\_SpellBinder@mail.ru*

#### Литература

- [1] V.B. Braginsky, S.E. Strigin and S.P. Vyatchanin, //Physics Letters A287, 331 (2001)
- [2] V.B. Braginsky, S.E. Strigin and S.P. Vyatchanin, //Physics Letters A305, 111 (2002)
- [3] A.G. Gurkovsky, S.E. Strigin and S.P. Vyatchanin, //Physics Letters A362, 91 (2007)

## ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ ТЕОРИИ РАССЕЯНИЯ ВОЛН ДЛЯ АКУСТИЧЕСКИХ СРЕД С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ ПОКАЗАТЕЛЕМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

\*\* Дмитриев К.В.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия*

В последнее время возрос интерес к средам с отрицательным показателем преломления - "левым" средам, что связано с появлением сообщений об их создании. Впервые электромагнитные левые среды были рассмотрены в [1]; там же были отмечены основные "необычные" физические эффекты, делающие левые среды, в случае их осуществления, крайне перспективными для различных применений.

В работе рассматривается рассеяние волн на акустических средах с отрицательным показателем преломления. Прямой аналог с электромагнитными волнами оказывается невозможным ввиду различной поляризации: поперечная для электромагнитных волн и продольная в рассматриваемых задачах. По этой причине понятие акустической левой среды вводится по аналогии с эффектами распространения волны в электродинамических левых средах: разнонаправленность фазовой и групповой скоростей. Показано, что для осуществления такой среды в акустике необходимо наличие внутренних резонаторов в среде.

Делается попытка применить методы теории рассеяния на такие среды. С этой целью рассматривается уравнение Липпмана-Швингера для систем, содержащих включения из левых и правых сред. Для этого оно выводится для системы исходных уравнений гидродинамики, а не для уравнения Гельмгольца, как это обычно делается. Получены аналитические результаты для рассеянного поля в общем виде. Осуществлено численное моделирование волнового рассеяния на телах простой формы: плоскопараллельной пластинке, цилиндре, изготовленных из сред с отрицательным показателем преломления. Особое внимание уделено рассмотрению частного случая рассеяния на включениях из так называемых "идеальных" левых сред, рассмотрение электромагнитного аналога которых в литературе проведено наиболее полно, что позволяет использовать известные результаты для сравнения с полученными результатами. Так, в случае падения волны на плоскопараллельную пластинку из акустической левой среды наблюдалась фокусировка прошедшей волны.

---

\* Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

Основными результатами проделанной работы можно считать построение аппарата для расчёта рассеянного поля на включениях из сред с произвольным по величине и знаку показателем преломления и результаты численного моделирования такого рассеяния.

*kdmmitrie@aesc.msu.ru*

### **Литература**

1. Веселаго В.Г. "Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями  $\epsilon$  и  $\mu$ " // УФН, том 92, вып.3, июль 1967
2. Агранович В.М., Гартштейн Ю.Н. "Пространственная дисперсия и отрицательное преломление света" // УФН, том 176, №10, октябрь 2006
3. Блиох К.Ю., Блиох Ю.П. "Что такое левые среды и чем они интересны?" // УФН, том 174, №4, апрель 2004

## **ИССЛЕДОВАНИЕ НЕВЗАЙМНОГО ЭФФЕКТА ПРИ КОЛЛИНЕАРНОМ АКУСТООПТИЧЕСКОМ ВЗАЙМОДЕЙСТВИИ**

Дьяконов Е.А.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия*

### **Введение**

В последнее время всё большее значение для науки и техники стали приобретать акустооптические приборы и устройства. Принцип их действия заключается во взаимодействии светового луча с пространственными неоднородностями показателя преломления вещества, вызванными распространением в нём ультразвуковой волны. Одним из видов акустооптических приборов являются так называемые акустооптические фильтры. Они обладают свойством избирательности по длине волны света или по частоте ультразвука. Наибольшая избирательность может быть достигнута при реализации коллинеарного акустооптического взаимодействия, когда волны света и ультразвука распространяются в веществе вдоль одной прямой. Это объясняется тем, что при таком режиме взаимодействия луч света пересекает наибольшее число периодов ультразвукового столба.

### **Невзаимный эффект в акустооптике**

Интенсивное развитие техники позволило в последнее время создать акустооптические фильтры с исключительно высокой избирательностью, поэтому возникла необходимость учитывать при их разработке такие малые по величине эффекты, которыми раньше можно было пренебречь. Одним из ярких примеров малых эффектов является "невзаимный" эффект. Он заключается в следующем. При акустооптическом взаимодействии длина волны света на выходе из устройства отличается от длины волны света при входе в устройство. Это различие обусловлено эффектом Доплера. Изменение частоты электромагнитных колебаний световой волны численно равно частоте ультразвука, взятой с положительным или отрицательным знаком в зависимости от того, распространяется свет навстречу ультразвуку или вслед ему. Очевидно, что при достаточно большой избирательности акустооптического фильтра он может зафиксировать подобное изменение частоты. Это объясняется тем, что условие, при котором наблюдается акустооптическое взаимодействие, жёстко связывает длину волны света с той частотой ультразвука, который может взаимодействовать со световой волной. Следовательно, при изменении взаимного направления распространения света и ультразвука акустооптическое взаимодействие будет наблюдаться при различных частотах ультразвука. Именно в этом и заключается невзаимность акустооптического взаимодействия.

### Численные оценки невзаимного эффекта

Для анализа невзаимного эффекта была проведена численная оценка параметров акустооптического фильтра, в котором может наблюдаться этот эффект. Частота электромагнитных колебаний красного света (длина волны 632,8 нм) равна 500 ТГц, а частота ультразвука оказывается равной приблизительно 900 МГц. Следовательно, относительная величина эффекта имеет порядок 1:100 000. Таким образом, избирательность прибора должна иметь близкую к этому значению величину, для того чтобы был заметен невзаимный эффект.

### Экспериментальное исследование эффекта

В эксперименте использовался прибор с шириной полосы пропускания по частоте ультразвука 150 кГц, соответствующей ширине спектрального интервала фильтра 0,1 нм при красном свете. Тем самым, избирательность подобного прибора имеет порядок 1:10 000, что доказывает возможность наблюдения невзаимного эффекта. В докладе представлены материалы о проведённом эксперименте по обнаружению невзаимного эффекта с указанием значений всех измеренных величин, а также сделано сравнение данных эксперимента с теорией. В докладе приводится расчёт характеристик коллинеарного акустооптического фильтра на основе кристалла ниобата лития. Проведено сравнение параметров фильтрации на длинах волн света 632,8 нм и 532 нм. Показано, что переход на более короткую длину волны сопровождается усилением невзаимного эффекта в 1,3 раза. Как показал эксперимент, частота ультразвука, необходимая для реализации коллинеарного взаимодействия в кристалле ниобата лития, при этом увеличивается с 900 МГц до 1100 МГц.

E-mail: volosh@phys.msu.ru

### Литература

1. В.И.Балакший, В.Н.Парыгин, Л.Е.Чирков, Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985.
2. Е.Р.Мустель и В.Н.Парыгин, Методы модуляции и сканирования света. М.: Наука, 1970.

## ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЫХОДНОЙ СИСТЕМЫ МНОГОЛУЧЕВОГО КЛИСТРОННОГО УСИЛИТЕЛЯ

Зайцев К.А.

Центр Информационных Средств и Технологий,  
МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Создание широкополосных многолучевых клистронных усилителей (МЛК) [1] представляет собой сложную научно-техническую задачу. Предложен метод расчета параметров выходной системы МЛК: резонансной частоты, добротностей, волновых сопротивлений и коэффициентов взаимодействия. Исследования проводились с помощью программного комплекса CST Microwave Studio [2]. Цель работы - создание «виртуального прибора», воспроизводящего все те же характеристики, которые наблюдает экспериментатор на реальном измерительном оборудовании.

На рис. 1 представлена схема исследуемого выходного двухзазорного резонатора многолучевого клистрона. Он состоит из резонатора, согласующей диафрагмы, системы согласования и выходного волновода.

При решении краевых задач электродинамики отдельно изучалась закрытая система, состоящая из уединенного резонатора, и открытая система с волноводом. Опре-

делены резонансные частоты и объяснено наличие резонансных пиков для открытой системы. Для открытой выходной структуры многолучевого клистрона получены амплитудно-частотные и фазово-частотные характеристики методом матриц рассеяния [3]. При построении АЧХ исследовалось изменение амплитуд электрических полей в каждом зазоре выходного резонатора в зависимости от частоты волны  $H_{01}$  выходного волновода, падающей на порт.

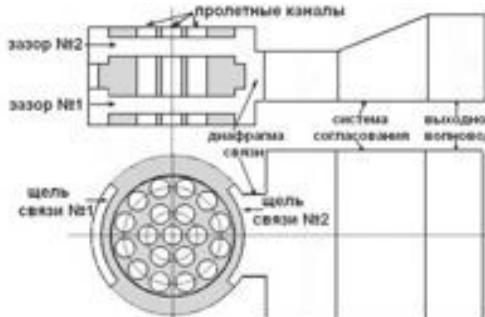


Рис. 1. Схема выходной системы МЛК

таблица 1. Частоты и добротности исследуемых мод

мода	$f$ , МГц откр.	$f$ , МГц закр.	$Q_0$	$Q_{\text{ext}}$	$Q_L$
$\pi$	5120	5091	2500	16000	2160
$2\pi$	5700	5491	3600	107-150	104-144
$E_{110} \pi$	6950	7033	2500	1700	1010
щелевая	8340	8664	2800	450	390
$E_{110} 2\pi$	9276	10047	4100	1250	960

При проведении исследований были получены значения резонансных частот открытой и закрытой систем, собственные, внешние добротности (табл. 1), а также коэффициенты взаимодействия и волновые сопротивления, влияющие на самовозбуждение паразитных колебаний. Оценено влияние размера диафрагмы связи на полосу усиления многолучевого клистронного усилителя.

Автор выражает благодарность д.ф.м.н. Сандалову А.Н. за помощь в подготовке тезисов.

E-mail: zaitsevka@list.ru

### Литература

1. Shen, B., Ding, Y.G., Sandalov, A.N., Rodjakin, V.E., Chashurina, A.N. Theoretical investigations of the super broadband multiple beam klystron amplifier. 2006 Journal of Electronics and Information Technology 28 (1), pp. 180.
2. Becker U. Recent Developments in 3D Electromagnetic and Charged Particle Simulation, IVEC 2007
3. Никольский В.В. «Электродинамика и распространение радиоволн», М.

## ВЛИЯНИЕ ИОНОСФЕРЫ НА РАЗРЕШАЮЩУЮ СПОСОБНОСТЬ РСА ПО ДАЛЬНОСТИ

Захаров В.Д., Яковлев А.М.

Московский Физико-технический Институт(университет),  
факультет аэрокосмических исследований

Использование радиолокаторов синтезированной апертуры (РСА) получило широкое распространение в мире (высокая разрешающая способность, всепогодность). Функция отклика РСА на точечную цель по наклонной дальности может быть представлена в виде.

$$I_{0,D}(r) = \left| \sin\left(\frac{\mu\tau_u r}{c}\right) / \left(\frac{\mu\tau_u r}{c}\right) \right|,$$

где  $\mu = 2\pi\Delta f/\tau_u$  – индекс частотной модуляции,  $\Delta f$  – полоса частот зондирующего сигнала,  $\tau_u$  – длительность несжатого импульса,  $r$  – наклонная дальность.

Учитывая, что  $\sin(x)/x = 0,707$  (минус 3 дБ по мощности) при  $x \approx 1,39$ , для зондирующего сигнала с ЛЧМ модуляцией) из выражения можем записать:

$$\delta r \approx 2,78 \frac{c}{\mu\tau_u} = 0,89 \frac{c}{2\Delta f} = \frac{132}{\Delta f_{Mf_u}} ,$$

где  $c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$  - скорость света,  $\Delta f_{Mf_u}$  – ширина спектра зондирующего сигнала в мегагерцах.

Одним из факторов, влияющих на разрешающую способность РСА, являются изменение диэлектрической проницаемости и дисперсионные явления в ионосфере. Эти явления влияют на определение максимальной ширины спектра зондирующего сигнала.

$$\Delta f_{max} = \sqrt{\frac{\nu c H f_0^3}{161,6 R_H N_0}} ,$$

где  $R_H$  - наклонная дальность,  $H$  - высота КА над земной поверхностью,  $N_0$  - интегральная концентрация электронов в вертикальном столбе ионосферы высотой  $H$ ,  $f_0$  – несущая частота.

Тогда разрешающая способность по дальности будет определяться выражением

$$\delta y = \frac{\delta r}{\cos \gamma} = \frac{\delta r}{\left(1 + \frac{H}{R_s}\right) \sin \beta} = \frac{150}{\left(1 + \frac{H}{R_s}\right) \sin \beta \sqrt{\frac{\nu c H f_0^3}{161,6 R_H N_0}}}$$

где  $\gamma = \arccos \left[ \left(1 + \frac{H}{R_s}\right) \sin \beta \right]$  - угол падения,  $\beta$  - угол обзора.

Используя международную модель ионосферы IRI2001, получены оценки разрешающей способности РСА в различных диапазонах зондирующего сигнала (P, L, S, C, X). Из полученных данных следует, что ионосфера существенно влияет на разрешающую способность спутниковых РСА (особенно в диапазонах выше P и L). Следует учитывать влияние ионосферы при разработке и использовании РСА.

[zaharovv@gmail.com](mailto:zaharovv@gmail.com)

### Литература

- Неронский Л.Б., Михайлов В.Ф., Брагин И.В. “Микроволновая аппаратура дистанционного зондирования поверхности Земли и атмосферы”, 1999г.
- Сенин А.И., Косолапов А.С., “Исследование согласованного фильтра”, издательство МГТУ, 1993
- Dieter Bilitza, “International Reference Ionosphere”, 2001.  
<http://modelweb.gsfc.nasa.gov/ionos/iri.html>

## РЕГИСТРАЦИЯ СДВИГОВЫХ ВОЛН МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ ДОПЛЕРОВСКОЙ ВИБРОМЕТРИИ

Изосимова М.Ю., Прохорова Е.В.

*МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия*

Известно, что при поражении биологическая ткань меняет свои физические свойства, в том числе и упругие. Упругость пораженных мягких биологических тканей значительно отличается от упругости здоровой ткани. Особенно сильно возрастает (в несколько раз) величина сдвигового модуля [1]. Поэтому разработка экспериментальных методов, для определения модуля сдвига в биологических тканях является актуальной задачей медицинской диагностики.

В работе предложена методика определения модуля сдвига на основе регистрации сдвиговых колебаниях образца методами доплеровской виброметрии. В качестве образцов использовались так называемые фантомы биологических тканей, изготовленные из резиноподобного полимерного материала, обладающего свойствами мягких тканей.

Для экспериментального исследования сдвиговых колебаний фантома нами использовалась автоматизированная экспериментальная установка (рис. 1), основным измерительным прибором которой служит сканирующий лазерный доплеровский виброметр фирмы Polytec PSV-300. Виброметр позволяет регистрировать только нормальную компоненту колебательной скорости поверхности, поэтому его использование для прямой регистрации распространяющейся сдвиговой волны невозможно [2].

Для возбуждения сдвиговых волн использовались два линейных источника колебаний, расположенных параллельно друг другу. Выбор подобной формы источника обусловлен диаграммой направленности (рис. 2) в дальнем поле линейного источника конечной толщины, колебания которого происходят по направлению нормали к поверхности среды.

Источники возбуждались с одинаковыми фазой и амплитудой (Рис.1) с помощью вибростола, сигнал на который подавался через усилитель мощности с функционального генератора. Линейные источники колебаний располагались на расстоянии 4,7 см друг от друга. Максимумы диаграммы направленности источников для сдвиговой волны перекрывались на противоположной стороне образца. В результате сложения векторов поляризации сдвиговых волн в образце возникали нормальные смещения, которые могут регистрироваться виброметром (Рис.3). Образец имел форму прямоугольного параллелепипеда с размерами  $(2,8 \times 4,5 \times 6,3) \text{ см}^3$  и размещался на источниках возбуждения.

Для определения модуля сдвига данного материала были проведены следующие эксперименты. На вибростол от генератора подавался один период частоты 300 Гц (что соответствует 3.3 мс) с частотой следования 1 Гц (рис. 4а). Измерение скорости поверхности проводилось в узлах прямоугольной сетки размером  $21 \times 29$ , вертикальный и горизонтальный шаги были одинаковы и составляли  $d_x = d_y = 3.7 \text{ мм}$  (рис. 4б). Временное окно для измерения 160 мс, число точек записи 4096, т.е. шаг дискретизации составлял 39.06 мкс.

Рассмотрим распространение волнового фронта от источника до поверхности образца. Первый минимум это сигнал на вибраторе. Первые минимумы штрихпунктир-

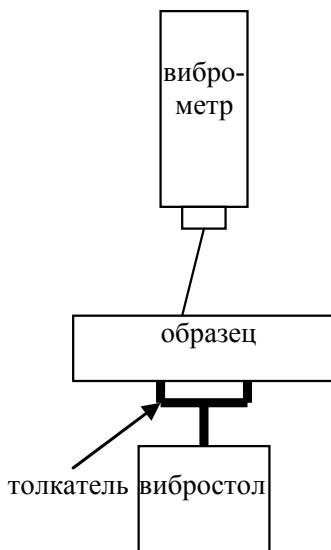


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

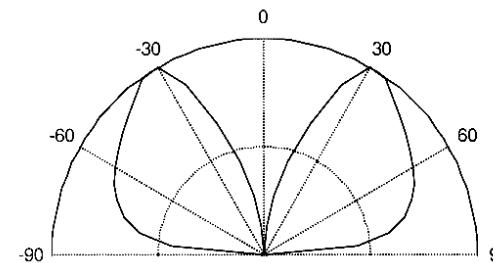


Рис. 1. Диаграмма направленности линейного источника конечной толщины

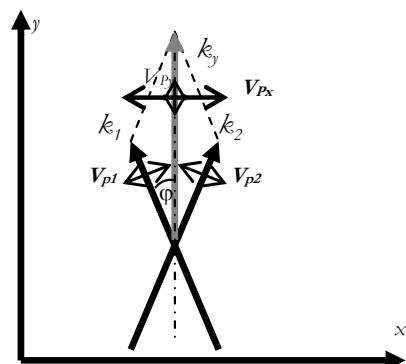


Рис. 3. Схема взаимодействия двух сдвиговых волн

ной и сплошной кривых относятся к волнам, возбуждаемым ножками толкателя. Глубокий минимум на точечной кривой соответствует времени выхода сдвиговой волны, являющейся результатом взаимодействия двух сдвиговых волн от источников возбуждения в области перекрытия двух лепестков диаграмм направленности. Для боковых точек, которые расположены напротив толкающих пластин, задержка порядка  $\tau_1 \approx 6 \text{ мс}$ , а для центральной точки  $\tau_2 \approx 8 \text{ мс}$ . Зная толщину образца ( $h=25 \text{ мм}$ ), можно оценить с какой скоростью распространялся фронт волны.

$$c = h_1 / \tau = 4,2 \text{ м/с} \quad (1)$$

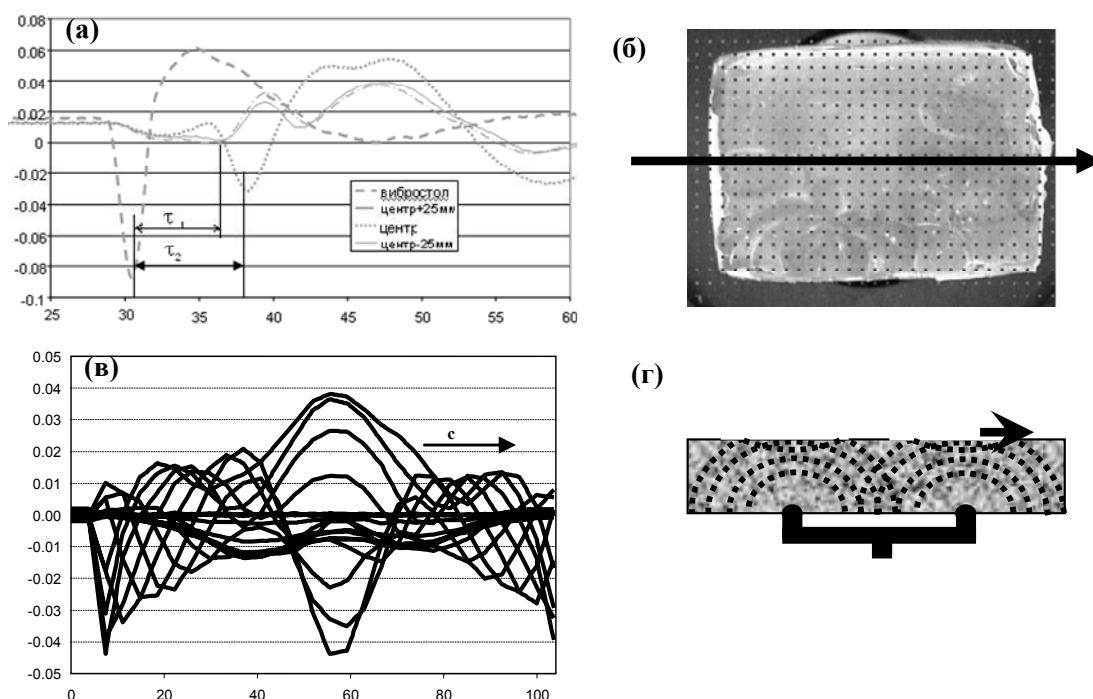


Рис. 2 (а) Скорость колебаний поверхности (м/с) от времени (мс); (б) Область сканирования поверхности образца; (в) Распределение скорости поверхности вдоль центральной линии; (г) Распространение следа волны по поверхности образца

Эту скорость можно также оценить по времени распространения следа волны по поверхности образца. Для этого было рассмотрено распределение скорости поверхности (м/с) вдоль центральной линии  $O_y$  (мм) в различные моменты времени  $t$  (мс) (рис. 4в-г). Импульсный режим позволяет измерить скорость сдвиговых волн по времени прихода фронта сигнала. Скорость следа волны около края образца = 4 м/с. Точность измерения сдвиговой волны не превышала 5%. Поэтому величины скорости этих волн, измеренная с использованием различных методик в пределах ошибки измерений совпадают.

*maria.izossimova@mail.ru*

### Литература

1. K.J. Parker, S.P. Huang, R.A. Musulin, R.M. Lerner (1990)// Ultrasound in Med. and Biol. V. 16. № 3. PP.241.
2. Коробов А.И., Изосимова М.Ю., Прохорова Е.В.(2006) Исследование колебаний биологических тканей и их фантомов с модельными дефектами// Известия РАН. Серия физическая. Т. 70. № 12. С. 1830-1832.

## ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РАЗРЯДА НАД ПОВЕРХНОСТЬЮ ВОДЫ<sup>1</sup>.

Ильченко Д.С.

*МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия.*

В работе приводятся некоторые результаты экспериментальных исследований импульсного разряда над поверхностью воды. Эксперименты проводились по следующей схеме. Техническая вода наливалась в кювету, над которой располагался высоковольтный отрицательный электрод (катод) в виде заостренного стержня. Плоский заземленный электрод (анод) размещался непосредственно в жидкости у противоположной стенки кюветы. Для создания разряда использовался высоковольтный импульсный источник питания. Последовательно с разрядом включались балластные сопротивления. В экспериментах варьировалось расстояние между электродами по горизонтали ( $L = 15\text{--}50\text{ mm}$ ), высота катода над жидкостью ( $H = 3\text{--}9\text{ mm}$ ), начальное напряжение источника ( $U_0 = 7\text{--}25\text{ kV}$ ), балластное сопротивление ( $R = 1\text{--}8\text{ k}\Omega$ ) и длительность импульса разряда ( $\tau = 50\text{--}800\text{ }\mu\text{s}$ ). На рис.1 представлены типичные осциллограммы тока и напряжения разряда (а) и его фотография (б), полученная с открытым затвором.

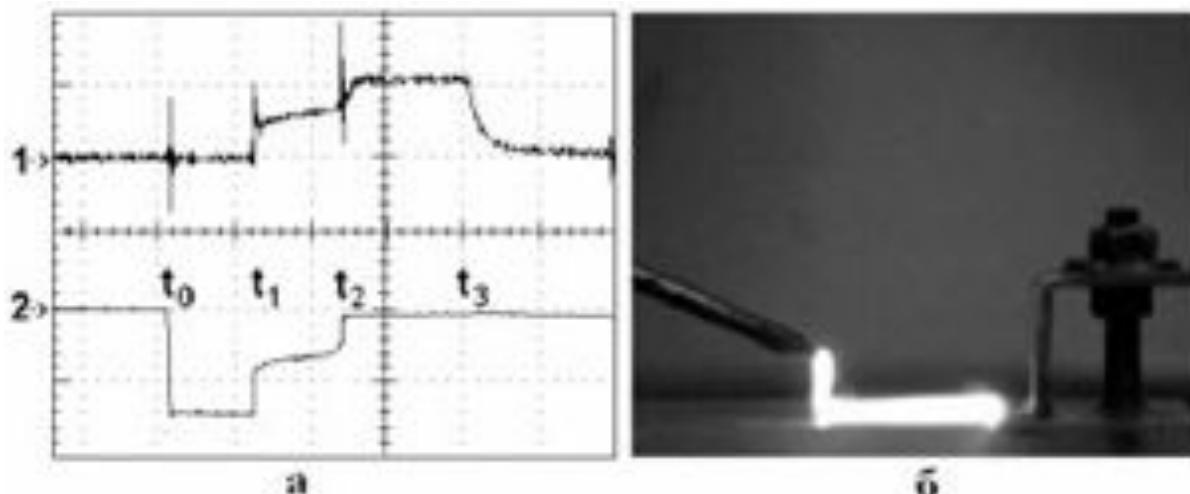


Рис.1. а — осциллограммы тока (1) и напряжения (2) разряда над поверхностью воды  
б — фотография разряда  $L = 34\text{ mm}$ ,  $H = 5.5\text{ mm}$ ,  $U_0 = 15\text{ kV}$ ,  $\tau = 100\text{ }\mu\text{s}$ ,  $R = 3\text{ k}\Omega$

Анализ осциллограмм и фотографий показал, что исследуемый разряд имеет три характерные стадии развития. После подачи напряжения на электроды ( $t_0$ ) в течение интервала времени  $t_1 - t_0$  (типичного времени запаздывания разряда) разрядный ток отсутствует. В момент  $t_1$  происходит пробой воздуха между верхним электродом и поверхностью воды, возникает разрядный ток, сопровождающийся падением напряжения на электродах. Как известно, после обычного (между металлическими остройями) искрового пробоя величина разрядного тока и напряжение на межэлектродном промежутке остаются постоянными независимо от длительности импульса. В случае же пробоя на поверхность воды, в интервале времени  $t_2 - t_1$  происходит слабое нарастание разрядного тока, сопровождающееся слабым же уменьшением напряжения на электродах разряда. При этом разрядный канал вытягивается вдоль поверхности воды в сторону металлического анода, что демонстрируют фотографии разряда, полученные последовательным увеличением длительности импульса. Плазменный канал развивается вдоль поверхности воды до тех пор, пока не достигнет металлического анода. Этот момент ( $t_2$ ) соответствует резким скачкам тока и падения напряжения на разряде. После этого величина разрядного тока определяется балластным сопротивлением внешней

цепи, а напряжение на разряде малым сопротивлением разрядного канала, которые и остаются постоянными до конца импульса независимо от его длительности ( $\tau = t_3 - t_0$ ).

Таким образом, во временном интервале  $T = t_2 - t_1$  реализуется переходная стадия разряда, в течение которой плазменный канал в виде волны ионизации распространяется над поверхностью воды. Обработка осциллограмм показала, что во время этой стадии мощность, выделяемая в разряде, остается практически постоянной, но ее величина зависит от напряжения источника питания. Постоянство мощности во время переходной фазы разряда свидетельствует о том, что в течение этой стадии напряжение изменяется обратно пропорционально разрядному току. На рис. 2 приведены зависимости этой мощности от начального напряжения (а) и от высоты расположения катода над поверхностью воды (б).

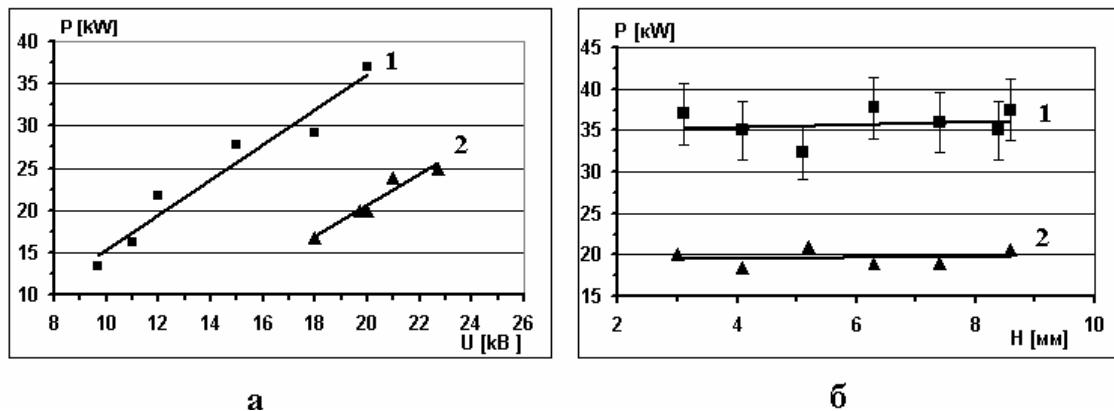


Рис. 2.  
 $R = 3 \text{ кОм}$ , а)  $H = 3,1 \text{ мм}$ , 1-  $L = 34 \text{ мм}$ , 2-  $L = 50 \text{ мм}$ , б)  $U_0 = 20 \text{kV}$ , 1-  $L = 34 \text{ мм}$ , 2-  $L = 50 \text{ мм}$ .

Как следует из приведенных графиков мощность, выделяемая в разряде в течение стадии распространения волны ионизации, растет с увеличением напряжения источника питания и остается практически постоянной при изменении расстояния между катодом и поверхностью воды.

Время переходной стадии разряда зависит от скорости волны ионизации, распространяющейся над поверхностью воды, и от расстояния между электродами, поэтому, определяя из осциллограмм это время, можно для данного расстояния между электродами найти среднюю скорость волны ионизации и найти ее зависимость от начальных параметров разряда. Кроме того, измеряя падение напряжения на разряде в начале переходной стадии, можно рассчитать среднюю напряженность электрического поля для этого момента, как отношение величины напряжения к длине разрядного промежутка. В результате обработки осциллограмм, соответствующих различным  $U_0$ ,  $L$ ,  $H$  и  $R$  показано, что основным фактором, определяющим временную длительность переходной стадии и, следовательно, среднюю скорость распространения волны ионизации, является средняя величина напряженности электрического поля в пространстве между электродами. При этом в зависимости от величины этого поля, значения средней скорости движения волны ионизации могут изменяться в довольно широком диапазоне: от 100 м/с до 10 км/с.

Работа выполнена при финансовой поддержке комплексной программы научных исследований Президиума РАН «Исследование вещества в экстремальных условиях» Подпрограмма 2 «Фундаментальные аспекты магнитоплазменной аэродинамики».

E-mail: danila\_il@inbox.ru

## ИЗУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ АНАЛИЗАТОРА С КВАДРУПОЛЬНО-ЦИЛИНДРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

Камбарова Ж.Т., Кутум Баян

*Карагандинский гос. универ. им. Е.А. Букетова, Караганда, Казахстан*

Одна из возможностей повышения экспрессности энергоанализа в электронной спектроскопии состоит в использовании спектрографов, работающих в режиме одновременной фокусировки в широком интервале энергий. Хорошо известный электростатический цилиндрический анализатор, обеспечивающий пространственную фокусировку и высокую светосилу, работает только в спектроскопическом режиме. В цилиндрическом зеркальном анализаторе фокальная поверхность коническая, образующаяся вращением линии фокусов вокруг оси симметрии. Сама линия фокусов имеет сложную форму, причем условие угловой фокусировки второго порядка выполняется только в одной ее точке. Ваннберг предпринял попытку спрямить линию фокусов, модифицируя отклоняющее поле изменением формы внешнего электрода цилиндрического зеркала, рассмотрен случай угловой фокусировки пучков различной энергии вблизи поверхности внутреннего цилиндрического электрода. В цилиндрическом зеркале электроны с энергией, большей основной, должны прийти к фокусу несколько раньше, а электроны с меньшей энергией несколько позже, это значит, что необходимо увеличить силу поля с удалением от источника. Потенциальная функция, удовлетворяющая этому условию относится к простейшему квадрупольно-цилиндрическому полю, имеющему небольшое отклонение от цилиндрического поля

$$U(r, z) = \frac{U_0}{\ln(r_1/r_o)} (1 - AZ/r_o) \ln(r/r_o), \quad (1)$$

где  $A$  – малый безразмерный параметр. Поле формируется в пространстве между двумя осесимметричными коаксиальными электродами, внутренний из которых имеет цилиндрическую форму (радиуса  $r_o$ ) и находится под потенциалом Земли, на внешний электрод, имеющий криволинейный профиль, подается отклоняющий потенциал  $U_0$ .

В данной работе проведен поиск условий перевода анализатора с квадрупольно-цилиндрическим полем в режим спектрографа. Был проведен расчет и анализ характеристик поля, выполненный на основе приближенно-аналитического метода расчета траекторий.

Из расчетов следует, что спрямление линии фокусов в электростатическом зеркале с квадрупольно-цилиндрическим полем, возможно, только в электронно-оптических схемах с мнимым кольцевым источником. Это значит, что в реальном квадрупольно-цилиндрическом зеркале не реализуется условие спрямления линии фокусов и перевод его в режим спектрографа невозможен. Но с другой стороны этот зеркальный анализатор остается лучшим по сравнению с обычным цилиндрическим зеркалом, так как имеет выигрыш в разрешении и светосиле в спектроскопическом режиме работы.

*e-mail: kambarova@bk.ru*

### Литература

1. Зашквара В.В., Редькин В.С. К вопросу о фокусировке пучка заряженных частиц электростатическим зеркалом в цилиндрическом поле // Жур.тех.физики. – 1969.- Т. 39, № 8. – С. 1452-1456.
2. Benka O. Cylindrical mirror photoelectron spectrometers with position – sensitive detector used for X-ray analysis // Nuclear Instruments and Methods B. – 1982. - №203. – P. 547- 550.

Wannberg B. An electrostatic mirror spectrometer with coaxial electrodes for multidetector operation //Nuclear Instr. & Meth. – 1973. –V.107. –P. 549-5

## ТРЕХМЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ МНОГОЛУЧЕВОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ПУШКИ.

Козлов С.В.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия*

Разработан программный комплекс MBEG-MSU 3D, позволяющий проводить численный анализ многолучевых электронных пушек мощных многолучевых кистронных усилителей [1]. Проведены результаты исследования электронной пушки 18-лучевого широкополосного кистронного усилителя и реверсной магнитной системы [2]

Показано, что в области между фокусирующим электродом и анодом структура линий уровня электрического поля не аксиально-симметричная. Обнаружен «эффект ограничения тока эмиссии с внешнего ряда эмиттеров», приводящий к разнице токов электронных пучков с внешнего и внутреннего рядов. Выравнивание значений токов достигнуто увеличением радиуса отверстия в фокусирующем электроде для внешнего ряда пролетных каналов. При учете пространственного заряда рассчитаны траектории движения электронов, микропервеанс пушки, ток и радиусы электронных пучков. Обнаружена нелинейная самофокусировка электронных пучков.

Исследована реверсная магнитная система МЛК. Показано, что в двумерном приближении амплитуда поперечной компоненты магнитного поля на внутреннем ряду пролетных каналов достигает значения в 3 раза больше продольной компоненты, а на внешнем ряду – почти в 6 раз больше. В трехмерном приближении распределения радиальной и азимутальной компонент магнитного поля по пролетным каналам являются неоднородным. Максимальные амплитуды поперечной компоненты достигают 60% от продольной. Область реверса магнитного поля включает в себя толщину магнитопровода и область около его краев до расстояния примерно в два радиуса от краев магнитопровода.

В аксиально-симметричном магнитном поле без учета поперечной компоненты магнитного поля токопрохождение электронного потока составляет 100%. При учете неоднородной поперечной компоненты токопрохождение составляет 32% для электронных потоков с внутреннего ряда и 23% для внешнего. Увеличение радиуса апертуры магнитопровода уменьшает максимальные амплитуды радиальной и азимутальной компонент магнитного поля. Увеличение радиуса внутреннего магнитопровода на 50 мм уменьшает максимальную амплитуду поперечной компоненты магнитного поля в апертуре магнитопровода в два раза. Токопрохождение в данной системе составляет 58% для электронных потоков с внутреннего ряда и 43% для внешнего.

Автор выражает благодарность д.ф.м.н. Сандалову А.Н. за помощь в подготовке тезисов.

E-mail: kozlov@phys.msu.ru

### Литература

1. Shen, B., Ding, Y.G., Sandalov, A.N., Rodjakin, V.E., Chashurina, A.N. Theoretical investigations of the super broadband multiple beam klystron amplifier. 2006 Journal of Electronics and Information Technology 28 (1), pp. 180.
2. Козлов С.В., Пикунов В.М., Сандалов А.Н. Численное моделирование многолучевой электронной пушки (Кинематический режим). "Журнал Радиоэлектроники РАН" № 3, 2007, <http://jre.cplire.ru/jre/mar07/5/text.html>

**ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК  
ТУННЕЛЬНОГО ТОКА В ПРИСУТСТВИИ ПРИМЕСНЫХ АТОМОВ  
НА ПОВЕРХНОСТИ МОНОКРИСТАЛЛА INAS (110) МЕТОДОМ  
СКАНИРУЮЩЕЙ ТУННЕЛЬНОЙ МИКРОСКОПИИ.**

**Манцевич В.Н.\*, Маслова Н.С.\*, Орешкин А.И.\*, Орешкин С.И.<sup>+</sup>,  
Музыченко Д.А.\*, Савинов С.В.\*, Панов В.И.\***

**\* МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия  
+ Гос. астрономический институт имени Штернберга, Москва, Россия**

Работа посвящена изучению низкочастотной составляющей спектральной плотности туннельного тока вида  $1/f$  на чистой поверхности легированных полупроводников типа  $A_3B_5$  и над изолированными примесными атомами на сколотой поверхности кристалла в условиях сверхвысокого вакуума методом сканирующей туннельной микроскопии. Для объяснения экспериментальных результатов предложена теоретическая модель, учитывающая многочастичное взаимодействие электронов проводимости с внезапно включающимися потенциалами Кулона на примесном атоме и на зондирующем острие СТМ.

В работе получены следующие результаты:

Разработано и создано устройство для скальвания монокристаллов полупроводников *in situ* в условиях сверхвысокого вакуума. Методом сканирующей туннельной микроскопии/спектроскопии показано что: для монокристалла InAs, легированного серой (**n**-тип), показатель степени составляющей спектра туннельного тока вида  $1/f^\alpha$ , измеренный над примесным атомом, превосходит его значение, измеренное над чистой поверхностью. Для монокристалла InAs, легированного марганцем (**p**-тип), показатель степени составляющей спектра туннельного тока вида  $1/f^\alpha$ , измеренный над примесным атомом, меньше его значения, измеренного над чистой поверхностью. Предложенная теоретическая модель, учитывающая многочастичное взаимодействие электронов проводимости с внезапно включающимися потенциалами Кулона на примесном атоме и на зондирующем острие СТМ позволяет объяснить сингулярное поведение низкочастотной составляющей спектра туннельного тока вида  $1/f^\alpha$ .

spm@spmlab.phys.msu.ru

**Литература**

1. A.I. Oreshkin, V.N. Mantsevich, N.S. Maslova, D.A. Muzychenko, S.I. Oreshkin, V.I. Panov, S.V. Savinov, P.I. Arseev, JETP Letters. V.85(1), p 46-51 2007.
2. Манцевич В.Н., Музыченко Д.А., Орешкин А.И., Орешкин С.И., Панов В.И., Радченко И.В., Instruments and experimental technique. №6, p. 1-4, 2006.
3. A.I. Oreshkin, D.A. Muzychenko, I.V. Radchenko, V.N. Mantsevich, V.I. Panov and S.I. Oreshkin, Review of scientific instruments. V.77, issue 11, p. 116116, 2006.

**КОЛЛИНЕАРНАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ РАСХОДЯЩИХСЯ СВЕТОВЫХ  
ПУЧКОВ**

Манцевич С.Н., Балакший В.И.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия*

Работа посвящена теоретическому изучению особенностей коллинеарного акустооптического взаимодействия, возникающих, когда расходящийся световой пучок

рассеивается на фазовой дифракционной решетке в оптически анизотропной среде. Дифракционная решетка образуется в кристаллической среде при возбуждении в ней ультразвуковой волны, изменяющей показатель преломления среды [1]. Предметом анализа являются характеристики коллинеарных акустооптических фильтров, изготовленных на основе двух одноосных кристаллов, широко используемых в акустооптике: кристаллов молибдата кальция ( $\text{CaMoO}_4$ ) и парателлурита ( $\text{TeO}_2$ ). Такие фильтры демонстрируют кардинально разные дифракционные характеристики, что обусловлено индивидуальными особенностями оптической и акустооптической анизотропии кристаллов.

В работе рассчитаны передаточные функции акустооптического взаимодействия для различных направлений распространения взаимодействующих акустических и световых волн относительно кристаллографических осей. Рассмотрено два варианта коллинеарного взаимодействия, возможных в анизотропной среде: низкочастотная дифракция, когда свет рассеивается в направлении распространения падающего пучка, и высокочастотная дифракция с рассеянием света навстречу падающему пучку [2]. Проанализирована зависимость формы двумерной передаточной функции от геометрии взаимодействия, длины волны света, акустической мощности и частоты ультразвука. Решена задача коллинеарной акустооптической дифракции расходящегося светового пучка. Исследована зависимость интегральной эффективности дифракции и полосы пропускания коллинеарного акустооптического фильтра от угла расходимости оптического пучка. Показано, что с увеличением расходимости света полоса пропускания фильтра увеличивается, а интегральная эффективность дифракции падает, но при этом произведение относительной полосы пропускания и эффективности дифракции остается постоянным и независимым от оптической длины волны и длины акустооптического взаимодействия.

Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (РФФИ), грант 06-07-89309.

*E-mail:* manboxx@mail.ru

#### Литература

1. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. (1985) Физические основы акустооптики. / М.: Радио и связь.
2. Балакший В.И., Манцевич С.Н. (2007) Влияние расходимости светового пучка на характеристики коллинеарной дифракции. // Оптика и спектроскопия, т.103, №5, с.831-837.

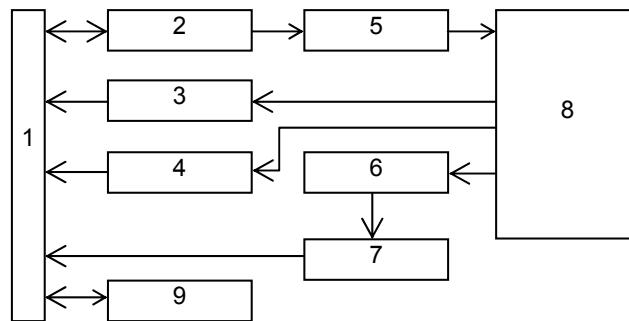
## АВТОМАТИЗИРОВАННЫЙ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС НЕСТАЦИОНАРНОЙ ЕМКОСТНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Николаев А.В.

Ульяновский государственный технический университет, Ульяновск, Россия

Современная микро-, опто- и наноэлектроника в значительной степени базируется на использовании границ раздела разнородных сред. От качества их изготовления в конечном итоге зависит способность изделия выполнять заданные при разработке функции. Среди известных методов контроля электрофизических свойств границ раздела нашел широкое применение емкостной метод. Основой метода является измерение в реальном масштабе времени изменения емкости структуры под воздействием внешних факторов (напряжения, температуры, излучения т.д.).

В настоящей работе предлагается частотный метод измерения приращения емкости структуры под воздействием тех или иных внешних жестко контролируемых воздействий. Блок-схема измерительного комплекса показана на рисунке.



где обозначено: 1 - интерфейсная шина; 2 - блок задания температуры; 3 - термометр; 4 - программируемый источник напряжения; 5 - источник нагрева; 6 - измеритель емкости; 7 - частотомер; 8 - термостат; 9 - ЭВМ.

Для вычисления приращения емкости используется соотношение:

$$\frac{\Delta C}{C} = \frac{F_0^2 \cdot (F_1^2 - F_2^2)}{F_2^2 \cdot (F_0^2 - F_1^2)},$$

где  $F_0^2$  - собственная частота генератора измерителя емкости без исследуемого объекта;  $F_1^2$  - частота генератора при подключении структуры без внешнего воздействия;  $F_2^2$  - текущая частота генератора при изменении режима на структуре.

Процедура измерения приращения емкости исследуемой структуры состоит в следующем: структура помещается в термостат, задается необходимый режим по напряжению и температуре, измеряется начальная емкость с помощью измерителя емкости и частотомера, на RS выходе которого напряжение пропорционально частоте. При изменении либо температуры, либо напряжения изменяется емкость структуры и, как следствие, частота сигнала на выходе измерителя емкости, которая поступает на вход частотомера и через интерфейсную шину на вход ЭВМ, где осуществляется количественная оценка приращения емкости. Проведенные предварительные исследования чувствительности предлагаемого метода показали, что удается уверенно измерять изменения емкости не хуже  $10^{-3}$  от ее исходного значения.

E-mail: to0ok@mail.ru

## ШУМЫ В ПРИЕМНО-ПЕРЕДАЮЩИХ СИСТЕМАХ СВЯЗИ С КОСМИЧЕСКИМИ АППАРАТАМИ

Онищенко В.И.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия*

При обработке сигналов во время связи спутника и наземного пункта наблюдаются помехи. При прохождении через атмосферу радиоволны испытывают влияние среды, в результате чего происходят флуктуации амплитуды, рефракция, запаздывание, вариации частоты, фазы и изменение поляризации волн. Степень влияния среды определяется частотой волн, поэтому границы диапазона радиочастот, которые могут использоваться для связи со спутниками, определяются атмосферой и ионосферой Земли.

Ионосфера определяет верхнюю границу прозрачности атмосферы для радиоволн. В задачах космической радиосвязи поглощением можно пренебречь, однако при радиофизических исследованиях, осуществляемых в метровом диапазоне, влияние по-

глощения может быть заметным. На амплитуду радиоволны влияют также неоднородности электронной концентрации, увлекаемые ветрами. Их влияние выражается в появлении нерегулярных замираний, однако среднее значение потока энергии радиоволн при этом остается постоянным.

Важным явлением при прохождении радиоволн через атмосферу является рефракция.

Расстояние между космическим аппаратом и приемным пунктом  $L$  измеряют с помощью модулированных сигналов путем определения времени распространения радиоволн  $\Delta t$ . Атмосфера и ионосфера Земли вносит заметную погрешность при определении дальности. Из-за того, что лучевые линии искривлены истинное расстояние  $L_0$  между передающим и приемным пунктами будет меньше измеренного на величину  $\Delta L$ . Необходимость учета влияния атмосферы и ионосферы на расстояния возникает при высокочастотных определениях траектории спутника и при навигационных определениях координат наземных объектов по сигналам спутников.

При распространении радиоволн через атмосферу и ионосферу наблюдаются нерегулярные вариации фазы. Этот эффект влияет на работу больших антенн и интерферометров, он ухудшает фазовую стабильности в системах связи и вносит погрешности в определение координат спутников.

При движении спутника происходит изменение частоты, обусловленное эффектом Доплера. Влияние атмосферы на частоту приводит к появлению дополнительной составляющей  $\Delta F$ , так что общее изменение частоты  $\Delta f$  определяется суммарным эффектом  $\Delta f = \Delta f_0 + \Delta F$ .

Флуктуации радиоволн используются для изучения неоднородностей ионосферной плазмы. Спутниковая радиотомография ионосферы позволяет получать двумерные сечения концентрации плазмы, а также определять потоки плазмы, рассматривая последовательные во времени сечения.

Более двадцати лет тому назад по спутниковым данным был обнаружен эффект резкого возрастания интенсивности низкочастотных электромагнитных излучений в верхней ионосфере при пролете спутника над зоной готовящегося или происходящего землетрясения с амплитудой 5 баллов и выше.

*E-mail: varvara8@mail.ru.*

#### Литература

1. В. Е. Куницын, Е. Д. Терещенко, Е. С. Андреева. Радиотомография ионосферы.– М.:ФИЗМАТЛИТ, 2007.
2. Основы радиофизики: \_ М.: УРСС, 1996. Белокопытов Г.В., Ржевкин К.С., Белов А.А., Логгинов А.С., Кузнецов Ю.И., Иванов И.В. Под редакцией профессора А.С. Логина.
3. Яковлев О.И. Космическая радиофизика. \_ М.: «Научная книга». 1998.

## ПРИМЕНЕНИЕ КЛИНОВИДНЫХ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ДЛЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКА В АКУСТООПТИЧЕСКИХ ЯЧЕЙКАХ

Ревенко А.В., Балакший В.И.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Работа посвящена теоретическому исследованию особенностей возбуждения ультразвуковых волн пьезоэлектрическими пластинками, толщина которых меняется по линейному закону. Известны работы [1,2], в которых преобразователи такой клино-

видной формы исследовались в контексте решения проблемы расширения полосы рабочих частот преобразователя или создания акустического пучка со сканирующей диаграммой направленности. Однако применение таких преобразователей в акустооптике имеет ряд особенностей [3]. Здесь знание интегральных характеристик преобразователя, таких как полоса частот и коэффициент преобразования электрической мощности в акустическую, недостаточно для оценки качества и пригодности преобразователя для решения акустооптических задач. Важно также знать структуру акустического поля в акустооптической ячейке и ее изменение с частотой ультразвука. В этой связи задача решалась в два этапа: сначала были рассчитаны акустические характеристики пьезо-преобразователя, а затем рассчитывались характеристики акустооптической дифракции.

Показано, что клиновидные преобразователи позволяют существенно расширить полосу возбуждаемых акустических частот без заметного ухудшения эффективности преобразования электрической мощности в акустическую. Возбуждаемый акустический пучок имеет сложную структуру, характеризуемую как амплитудной, так и фазовой неоднородностью. Важно, что эта структура меняется при изменении частоты ультразвука. Поэтому характеристики акустооптического взаимодействия заметно отличаются от характеристик акустооптических ячеек с однородными по толщине преобразователями.

Исследована проблема возбуждения ультразвука на гармониках пьезоэлектрической пластинки. Установлено, что благодаря клиновидной форме преобразователя полоса частот в области третьей гармоники оказывается существенно шире, чем в области основной частоты, а форма частотной характеристики приближается к П-образной. Подключение к преобразователю катушки индуктивности определенной величины позволяет получить значения коэффициента преобразования, близкие к 100%.

Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант 06-07-89309.

1. M.A. Breazeale, G. Du, and D. Joharapurkar, Analysis of the ultrasonic beam produced by a wedge transducer, *J. Acoust. Soc. Amer.*, **88**, p. S167, 1990.
2. L. German and J.D.N. Cheeke, Electronic scanning in ultrasonic imaging using a wedge transducer, *IEEE Trans., UFFC-40*, pp.140-148, 1993.
3. В.И.Балакший, В.Н.Парыгин, Л.Е.Чирков, Физические основы акустооптики, М., Радио и связь, 1985.

## ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ В НЕИНЕРЦИАЛЬНЫХ СИСТЕМАХ ОТСЧЕТА

\*\*Тарабрин С.П.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет Москва, Россия*

### Введение

В настоящее время в литературе обсуждается возможность создания лазерных интерферометрических гравитационно-волновых детекторов, полностью или частично свободных от шумов, связанных с флуктуационными смещениями пробных масс (зеркал, лазеров и детекторов). Одной из наиболее важных особенностей таких детекторов является возможность преодоления так называемого стандартного квантового предела чувст-

---

\* Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

вительности без применения сложных оптических схем квантово-неразрушающих измерений, чрезвычайно чувствительных к уровню потерь. Кроме того, “бесшумные” гравитационно-волновые детекторы имеют гораздо более широкий рабочий частотный диапазон, не ограниченный снизу так называемой “сейсмической стеной”.

Поскольку экспериментально наблюдаемая величина (фототок) генерируется одной из пробных масс – детектором, – то анализ взаимодействия интерферометра с гравитационными волнами, строго говоря, необходимо производить в системе отсчета, связанной с детектором. Последний подвержен действию случайных внешних сил, и поэтому его система отсчета в общем случае является неинерциальный.

### Методы и результаты

Известно, что неинерциальная система отсчета эквивалентна некоторому гравитационному полю, которое в рамках общей теории относительности задается метрикой пространства-времени. В работах [1, 2] был вычислен метрический тензор пространства-времени в окрестности ускоренно-движущегося наблюдателя, падающего (несвободно) в гравитационном поле. Было показано, что в первом порядке теории возмущений эффекты гравитационного поля и инерциальные эффекты, связанные с ускорением системы отсчета, можно учитывать независимо. Так как взаимодействие интерферометров со слабыми гравитационными волнами в системе отсчета свободно падающего детектора было рассмотрено ранее в работе [3], то в данном исследовании мы ограничились расчетом отклика простейшего оптического измерителя смещений на флуктуационное движение единственной пробной массы (зеркала) в системе отсчета неинерциального детектора в отсутствии гравитационной волны. В первом приближении теории возмущений нами были получены и решены уравнение геодезических и волновое уравнение электромагнитного поля в пространстве-времени ускоренного наблюдателя, а также поставлена и решена граничная задача, описывающая отражение световой волны от подвижного зеркала. Полученные результаты были проинтерпретированы с точки зрения наблюдателя в лабораторной (инерциальной) системе отсчета.

Разработанный нами метод позволяет строго учитывать флуктуационные движения всех пробных масс, включая лазеры и детекторы, при анализе гравитационно-волновых антенн, что является критичным при рассмотрении “бесшумных” детекторов.

*E-mail:* tarabrin@phys.msu.ru

### Литература

1. W.-T. Ni and M. Zimmermann, Phys. Rev. D **17**, 1473 (1978).
2. K.-P. Marzlin, Phys. Rev. D **50**, 888 (1994).
3. S.P. Tarabrin, Phys. Rev. D **75**, 102002 (2007).

## АКУСТИЧЕСКОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ АМПЛИТУДНО-МОДУЛИРОВАННОГО СИГНАЛА В АЛЮМИНИЕВОМ ДИСКЕ С ДЕФЕКТАМИ

Тощов С.А., Изосимова М.Ю.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

За последние 50 лет, в рамках сложившегося направления – нелинейной акустики, большой интерес вызывают исследования упругих нелинейных свойств и нелинейных волн в твердых телах с дефектами. Дефекты являются источниками нелинейности, которая может значительно превышать решеточную нелинейность [1]. Упругие нелинейные свойства твердых тел позволяют реализовать акустическим путем ряд извест-

ных в радиотехнике нелинейных преобразований сигналов, одним из которых является детектирование амплитудно-модулированного (АМ) сигнала. Использование образцов с высокой акустической добротностью делает этот метод весьма чувствительным и позволяет наблюдать нелинейное взаимодействие при интенсивностях ультразвука, которые раньше считались областью линейной акустики [2]. Целью данной работы является исследования возможности использования детектирование АМ-сигнала в тонком диске из сплава алюминия Д16 для диагностики дефектов в нем.

Для осуществления демодуляции колебаний в радиотехнике разработаны различные методы. Одним из самых простейших и наглядных является демодуляция (детектирование) с помощью кристаллического детектора.

Поступающий на детектор АМ-сигнал можно представить в следующем виде:

$$A = \frac{A_0}{2} (1 + m \cos(\Omega t)) \cos(\omega t) = \frac{A_0}{2} \sin(\omega t) + \frac{1}{4} mA_0 \cos((\omega - \Omega)t) - \frac{1}{4} mA_0 \cos((\omega + \Omega)t) \quad (1)$$

Из уравнения следует, что модулированное по амплитуде колебания высокой частоты  $\omega$  гармоническим сигналом частоты  $\Omega$  представляет собой сумму 3-х колебаний: на несущей частоте  $\omega$ , и на боковых частотах  $\omega \pm \Omega$  ( $\omega \gg \Omega$ ).

При прохождении такого сигнала через диод, сигнал на выходе содержит помимо основной и боковых частот колебания на частоте модуляции  $\Omega$ . Для выделения сигнала частоты  $\Omega$  на выходе детектора используется фильтр низких частот, который в простейшем случае состоит из сопротивления и конденсатора.

В качестве образца использовался тонкий диск из алюминиевого сплава Д16. Поликристаллическая структура диска предполагает наличие межзеренных границ, которые являются источниками структурной нелинейности [1]. В отличие от физической нелинейности, обусловленной ангармонизмом кристаллической решетки, структурная (или неклассическая) нелинейность имеет локальный характер, что при наличии источника такой нелинейности позволяет определить его координаты.

Для проведения экспериментов использовалась установка (рис. 1), основным измерительным прибором которой является сканирующий лазерный виброметр (1) PSV-300 (Polytec) [3]. Диск (2) жестко закреплялся по центру на вибраторе (3), на который подавались усиленные колебания с внутреннего генератора виброметра.

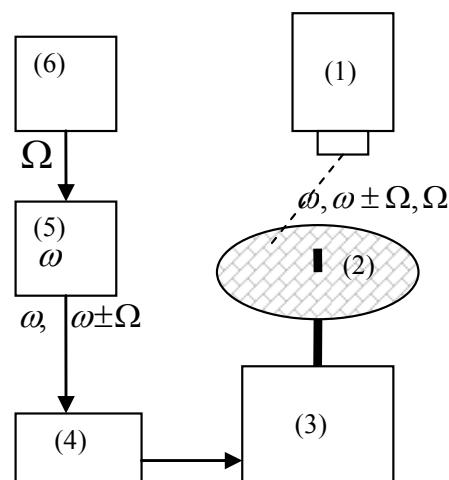


Рис. 1. Блок-схема установки

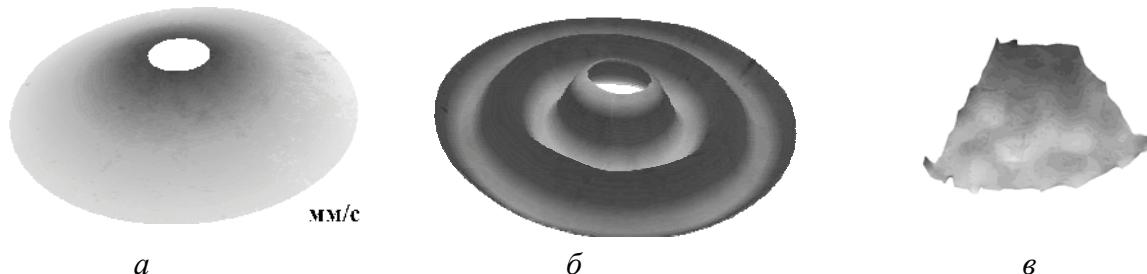


Рис. 2. Колебания диска на собственных частотах: (а)-42,5 Гц, (б) – 6,05 кГц. Колебания диска (фрагмент) на частоте модуляции (в).

В первой части эксперимента исследовались собственные колебания диска, в диапазоне частот 10 Гц до 20 кГц. Для эксперимента были выбраны моды с частотой 42,5 Гц (низшая мода) и 6,05 кГц (рис.2).

Затем на вибратор подавался АМ-сигнал, несущая частота которого  $\omega=6,05$  кГц и частота модуляции  $\Omega=42,5$  Гц совпадали с собственными (резонансными) частотами диска. Виброметр позволял визуализировать колебания диска на всех частотах, вызванных АМ-сигналом: наблюдались колебания на несущей и ее боковых частотах, а также вследствие упругой нелинейности на гармониках этих частот и на частоте модуляции  $\Omega$ . Амплитуда колебаний диска в каждой точке его поверхности зависит от амплитуды несущей частоты  $\omega$ , глубины модуляции  $m$  (в нашем случае  $m=0,75$ ) и величины нелинейности в исследуемой точке диска. Это позволяет по распределению амплитуды колебаний по поверхности диска на частоте  $\Omega$ , возникших в результате нелинейного взаимодействия спектральных компонент АМ-сигнала, получить пространственное распределение нелинейности в образце и, как следствие, распределение дефектов в нем. На рис 2(в) представлен сегмент диска, колебания которого на частоте  $\Omega$  вызваны нелинейным взаимодействием компонент АМ-сигнала, которое происходило за счет акустической нелинейности диска. Из рис 2 видно, что распределение амплитуды колебаний по диску на частоте  $\Omega$  вызванное колебаниями вибратора (рис 2а), значительно отличается от распределения амплитуд колебаний диска, вызванное нелинейным взаимодействием спектральных компонент АМ-сигнала (рис 2в). В последнем случае амплитуда колебаний по диску распределена неравномерно: имеются относительные максимумы амплитуды колебаний. Это по нашему мнению связано с особенностями распределения структурной нелинейности, вызванное остаточными напряжениями и дефектами в исследуемом образце.

Проведенные эксперименты показали принципиальную возможность определения распределения остаточных напряжений в образце с использованием детектирования АМ-сигнала на акустической нелинейности.

#### Литература

1. Руденко О.В. (2006) Гигантские нелинейности структурно-неоднородных сред и основы методов нелинейной акустической диагностики// Успехи физических наук. Т.176, № 1. С. 77-95.
2. Зарембо Л.К., Красильников В.А., Случ В.Н., Сухаревская О.Ю. (1966) О некоторых явлениях при вынужденных нелинейных колебаниях акустических резонаторов// Акустический журнал. Выпуск 4, С. 486-487.
3. Коробов А.И., Изосимова М.Ю. (2006) Нелинейные волны Лэмба в металлической пластине с дефектами// Акустический журнал. Т. 52, №5. С.683-692.

## КОМПЛЕКСНЫЕ СПЕКТРЫ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН НЕОДНОРОДНОГО ПЛАЗМЕННОГО ВОЛНОВОДА.

Кузелев М.В., Хунджуа Н.Г.

*МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия.*

Для определения комплексных спектров  $\omega(k_z)$  поверхностных волн неоднородного плазменного волновода используется следующее уравнение

$$\frac{d}{dx} [\omega^2 - \omega_p^2(x)] \frac{d\tilde{\varphi}}{dx} - k_z^2 [\omega^2 - \omega_p^2(x)] \tilde{\varphi} = 0 \quad (1)$$

где плазменная частота является следующей линейно-постоянной функцией пространственной координаты  $x$ :

$$\omega_p^2(x) = \omega_{p0}^2 \begin{cases} 0, & x \leq 0 \\ x/\tilde{L}, & 0 < x < \tilde{L} \\ 1, & \tilde{L} \leq x \end{cases} \quad (2)$$

где  $\omega_{p0}$  и  $\tilde{L}$  - постоянные. Особенность уравнения (1) в том, что в точке плазменного резонанса  $\omega = \omega_p(x)$  обращается в ноль коэффициент при старшей производной.

При наличии у плазмы (2) границ в направлении неоднородности, свойства поверхности волн существенно изменяются, вплоть до полного исчезновения этих волн. Именно такому исследованию и посвящена данная работа, в которой рассмотрены волны в плазме с профилем плотности (2), находящейся в плоском волноводе, образованном проводящими плоскостями  $x = -L_0$  и  $x = \tilde{L} + L_0$ , где  $L_0 \geq 0$ . Кроме того, даны некоторые обобщения на случай плазмы с произвольной неоднородностью плотности.

Дисперсионное уравнение для определения спектров частот поверхностных ленгмюровских волн в волноводе с неоднородной плазмой (2):

$$\begin{aligned} & [I_0(\kappa \tilde{\omega}^2) + \operatorname{th}(\kappa \xi_0) I_1(\kappa \tilde{\omega}^2)] * \\ & * \left\{ \left[ \operatorname{th}(\kappa \xi_0) K_1[\kappa(1 - \tilde{\omega}^2)] - K_0[\kappa(1 - \tilde{\omega}^2)] \right] + i\pi \left[ \operatorname{th}(\kappa \xi_0) I_1[\kappa(1 - \tilde{\omega}^2)] + I_0[\kappa(1 - \tilde{\omega}^2)] \right] \right\} = \\ & = - \left[ K_0(\kappa \tilde{\omega}^2) - \operatorname{th}(\kappa \xi_0) K_1(\kappa \tilde{\omega}^2) \right] \left\{ I_0[\kappa(1 - \tilde{\omega}^2)] + \operatorname{th}(\kappa \xi_0) I_1[\kappa(1 - \tilde{\omega}^2)] \right\}. \end{aligned} \quad (3)$$

Каждому значению безразмерного волнового числа  $\kappa = kL$  соответствуют две безразмерные комплексные частоты  $\tilde{\omega}_{1,2}(\kappa)$ . Причем имеются две области значений  $\kappa$ , в пределах которых зависимости  $\tilde{\omega}_{1,2}(\kappa)$  качественно различные. Таким образом в неоднородной плазме с профилем (2) существуют четыре поверхностные волны. Бесстолкновительное затухание волн обусловлено резонансным возбуждением в точке плазменного резонанса локальной объемной плазменной волны. Это затухание аналогично известному затуханию Ландау, обусловленному тепловым движением.

E-mail: sinus\_85@mail.ru

### Литература

1. М.В. Кузелев, Р.В. Романов, А.А. Рухадзе. Физика плазмы, 2001, т. 27, № 3, с. 260.
2. М.В. Кузелев, Р.В. Романов, А.А. Рухадзе. Физика плазмы, 2005, т.31, №2, с.172.
3. М.В. Кузелев, Р.В. Романов, А.А. Рухадзе, Н.Г. Хунджуа. Физика плазмы, 2007, т. 33, №11, с.1.
4. А.В. Тимофеев. К теории альфвеновских колебаний неоднородной плазмы. В сб. Вопросы теории плазмы, 1979, вып. 9, с. 205.
5. А.Ф. Александров, Л.С. Богданович, А.А. Рухадзе. Основы электродинамики плазмы. М.: Высшая школа, 1988, 424 с.
6. А.В. Тимофеев. Резонансные явления в колебаниях плазмы. М.: Физматлит, 2000, 224 с.
7. Б.Б. Кадомцев. Коллективные явления в плазме. М.: Наука, 1976, 238 с.

## ДЖИТТЕР ИМПУЛЬСОВ ГЕНЕРАЦИИ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ ПРИ ПАССИВНОЙ МОДУЛЯЦИИ ДОБРОТНОСТИ РЕЗОНАТОРА

Шаталов А.Ф., Беловолов М.И.

*Научный центр волоконной оптики Российской академии наук, Москва, Россия*

В настоящее время ведутся интенсивные исследования по созданию компактных неодимовых твердотельных лазеров (ТТЛ) с диодной накачкой. В качестве активных элементов в таких ТТЛ используются как хорошо известные кристаллы  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}:\text{Nd}^{3+}$  (YAG:Nd), так и относительно новые кристаллы гранатов, например  $\text{Ca}_3\text{Ga}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}:\text{Nd}^{3+}$  (CGGG:Nd).

При создании импульсного ТТЛ представляет интерес нестабильность частоты F (или периода  $T=1/F$ ) следования импульсов генерации лазера, под которой понимаются регулярные (детерминированные) и нерегулярные (случайные) изменения частоты F (или периода T). Величина нерегулярной составляющей нестабильности частоты F определяется величиной σ джиттера импульсов генерации лазера.

В настоящей работе исследован джиттер импульсов генерации ТТЛ на кристаллах YAG:Nd и CGGG:Nd с диодной накачкой при пассивной модуляции добротности резонатора.

Длина волны излучения лазеров равнялась 1,06 мкм, а накачка на длине волны 805 нм производилась вдоль оптической оси резонатора от лазерного диода с оптоволоконным выходом. Концентрации неодима в кристаллах YAG:Nd и CGGG:Nd составляли  $0,8 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  и  $2,0 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  соответственно. Входные диэлектрические зеркала на кристаллах и выходное сферическое зеркало ( $R = 5 \text{ см}$ ,  $T = 1\%$ ) образовывали резонатор лазера. Внутри резонатора в качестве модулятора использовался кристалл YAG:Cr<sup>4+</sup>.

Типичные значения длительности и энергии импульсов составляли 14,3 нс и 2,1 мкДж для YAG:Nd-лазера и 11,8 нс и 2,5 мкДж для CGGG:Nd-лазера, а частота F следования импульсов генерации изменялась, соответственно, в диапазонах (4÷35) кГц и (3÷13) кГц.

Обнаружено, что джиттер импульсов генерации YAG:Nd и CGGG:Nd лазеров зависит от частоты F следования импульсов как  $1/F^\gamma$ , где  $\gamma = 1,3 \div 1,4$ . Джиттер и, соответственно, нестабильность частоты F уменьшались с увеличением мощности генерации и частоты F до величины меньшей 10% на верхних частотах диапазона генерации импульсов YAG:Nd и CGGG:Nd лазерами.

*E-mail: shatalov@fo.gpi.ru*