

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ САМАРСКОЙ ОБЛАСТИ
САМАРСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК
РОССИЙСКИЙ ФОНД ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
САМАРСКИЙ ФИЛИАЛ УЧРЕЖДЕНИЯ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК
ФИЗИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА ИМ. П.Н. ЛЕБЕДЕВА РАН
УЧЕБНО-НАУЧНЫЙ КОМПЛЕКС УЧРЕЖДЕНИЯ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК
ФИЗИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА ИМ. П.Н. ЛЕБЕДЕВА РАН
ГОУ ВПО «САМАРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»
САМАРСКИЙ НАУЧНО-ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫЙ ЦЕНТР
ПО ОПТИКЕ И ЛАЗЕРНОЙ ФИЗИКЕ

**VIII ВСЕРОССИЙСКИЙ МОЛОДЕЖНЫЙ
САМАРСКИЙ КОНКУРС-КОНФЕРЕНЦИЯ
НАУЧНЫХ РАБОТ ПО ОПТИКЕ
И ЛАЗЕРНОЙ ФИЗИКЕ**

(Самара, 17–20 ноября 2010 года)

Сборник конкурсных докладов

Самара
Издательство «Самарский университет»
2010

УДК 535+543.42

ББК 22.34

В85

В85 VIII Всероссийский молодежный Самарский конкурс-конференция научных работ по оптике и лазерной физике :
сборник конкурсных докладов (Самара, 17–20 ноября 2010 г.). –
Самара : Изд-во «Самарский университет», 2010. – 322 с.
ISBN 978-5-86465-484-2

В сборнике представлены работы участников **VIII Всероссийского молодежного Самарского конкурса-конференции научных работ по оптике и лазерной физике**. Теоретические и экспериментальные исследования участников конкурса охватывают широкий круг проблем современной оптики и лазерной физики: исследование фотонных кристаллов, оптическое манипулирование, компьютерная оптика, волоконная оптика, адаптивная оптика, квантовая электродинамика и теория связанных состояний, оптические методы диагностики, биофотоника и другие.

Для студентов и аспирантов, специализирующихся в области оптики, спектроскопии, лазерной физики, научных работников и преподавателей.

УДК 535+543.42

ББК 22.34

ISBN 978-5-86465-484-2

© Авторы, 2010
© Самарский государственный университет, 2010
© Оформление. Издательство «Самарский университет», 2010

ОРГАНИЗАТОРЫ КОНКУРСА-КОНФЕРЕНЦИИ:

Самарский филиал Учреждения Российской академии наук Физического института им. П.Н. Лебедева РАН (СФ ФИАН)

ГОУ ВПО «Самарский государственный университет» (СамГУ)

Организационный комитет:

А.Л. Петров (председатель)	<i>руководитель СФ ФИАН;</i>
Г.П. Яровой (председатель)	<i>президент СамГУ;</i>
С.П. Котова (зам. председателя)	<i>СФ ФИАН;</i>
Н.Д. Быстров	<i>СГАУ;</i>
В.В. Ивахник	<i>СамГУ;</i>
В.С. Казакевич	<i>СФ ФИАН;</i>
А.М. Майорова	<i>СФ ФИАН;</i>
В.И. Никонов	<i>СамГУ;</i>
Т.В. Жорина	<i>СФ ФИАН;</i>
М.В. Лудина	<i>СамГУ;</i>
Т.Н. Сапцина	<i>СФ ФИАН;</i>
К.Н. Афанасьев	<i>СФ ФИАН, Самарское студенческое отделение SPIE;</i>
Е.Н. Воронцов	<i>СФ ФИАН, Самарское студенческое отделение SPIE;</i>
Е.В. Тимченко	<i>СФ ФИАН, СГАУ</i>

Программный комитет и Экспертный совет:

А.З. Грасюк (председатель)	<i>ФИАН, г. Москва;</i>
В.С. Казакевич (зам. председателя)	<i>СФ ФИАН, г. Самара;</i>
В.Г. Волостников	<i>СФ ФИАН, г. Самара</i>
А.В. Горохов	<i>СамГУ, г. Самара;</i>
В.А. Жукова	<i>СамГУ, г. Самара;</i>
И.Н. Завестовская	<i>ФИАН, г. Москва;</i>
М.В. Загидуллин	<i>СФ ФИАН, г. Самара;</i>
В.П. Захаров	<i>СГАУ, г. Самара</i>
В.В. Ивахник	<i>СамГУ, г. Самара;</i>
С.В. Каюков	<i>СФ ФИАН, г. Самара;</i>
Н.П. Козлов	<i>СамГУ, г. Самара;</i>
В.В. Котляр	<i>СГАУ, ИСОИ РАН, г. Самара;</i>
Н.Д. Кундикова	<i>ИЭФ УрО РАН, г. Челябинск</i>
А.Ф. Крутов	<i>СамГУ, г. Самара;</i>
А.Н. Малов	<i>ИВВАИУ, г. Иркутск</i>
П.А. Михеев	<i>СФ ФИАН, г. Самара;</i>
Н.Е. Молевич	<i>СФ ФИАН, СГАУ, г. Самара;</i>
В.В. Патлань	<i>Тольяттинский гос. университет, г. Тольятти</i>
С.А. Самагин	<i>СФ ФИАН, г. Самара</i>
А.П. Сухоруков	<i>МГУ, г. Москва</i>
А.К. Чернышов	<i>СФ ФИАН, г. Самара.</i>

VII ВСЕРОССИЙСКИЙ МОЛОДЕЖНЫЙ САМАРСКИЙ КОНКУРС-КОНФЕРЕНЦИЯ НАУЧНЫХ РАБОТ ПО ОПТИКЕ И ЛАЗЕРНОЙ ФИЗИКЕ

А.М. Майорова

*Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН,
orgcom@laser-optics.ru*

17-20 ноября 2010 года в Самарском филиале Учреждения Российской Академии Наук Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН (СФ ФИАН) состоялась конференция участников VIII Всероссийского молодежного Самарского конкурса-конференции научных работ по оптике и лазерной физике. Конкурс-конференция организован СФ ФИАН совместно с ГОУ ВПО «Самарский государственный университет» при финансовой поддержке Администрации Самарской области, Российского фонда фундаментальных исследований, Учебно-научного комплекса Учреждения Российской Академии Наук Физического института им. П.Н. Лебедева РАН и Президиума РАН (Целевая программа поддержки молодых).

В конференции приняли участие более 75 молодых исследователей из различных городов России: Самары, Москвы, Тольятти, Волгограда, Воронежа, Томска, Саратова, Читы. Было сделано 56 устных и 3 стендовых доклада. Традиционно конференция проходит в формате школы по оптике и лазерной физике. Лекции о современных проблемах оптики, лазерной физики прочитали д.ф.-м.н. **В.Н. Аязов** (СФ ФИАН) – *«Возбужденные частицы в физике, химии, биологии»*, д.ф.-м.н. **Е.П. Пожидаев** (ФИАН, Москва) – *«Электрооптические проявления нано- и микроструктур в смектических жидких кристаллах»*, д.ф.-м.н. **Н.Д. Кундикова** (ИЭФ УрО РАН и ЮУрГУ, г. Челябинск) *«Поляризованный свет в природе и науке»*. Традиционно большой интерес участников и гостей конференции вызвала лекция по истории развития оптики и лазерной физике зам. директора по науке СФ ФИАН **В.С. Казакевича**. В этом году его лекция была посвящена 50-летию с момента изобретения лазеров. Также участники и гости VIII Всероссийского молодежного Самарского конкурса-конференции научных работ по оптике и лазерной физике имели возможность познакомиться с научными достижениями сотрудников Самарского филиала в ходе экскурсии по лабораториям СФ ФИАН.

Конкурс-конференция проводился по трем номинациям: лучшая работа среди аспирантов и молодых специалистов, лучшая студенческая работа и лучший доклад школьников старших классов. Победителей в каждой секции определяла Экспертная комиссия. При сравнительной оценке конкурсных работ учитывались научная новизна и актуальность, оригинальность, прикладная ценность работы, личный вклад автора, стиль изложения и представление работы на конференции. Глубокое знание материала продемонстрировала победитель конкурса **Э.Р. Кашапова** (НИ ТГУ г. Томск). Ее работа *«Фотофизические процессы в бис-цианинах»* посвящена исследованию мономера индокарбоцианина и его бис-производных. Актуальность исследования обусловлена широким применением цианиновых красителей в различных областях, связанных с преобразованием световой энергии. Второе место разделили аспирант Самарского государственного университета имени С.П. Королева инженер СФ ФИАН **А.А. Кренц**, представивший работу *«Моделирование динамики лазера с отстройкой частоты»* и аспирант **М.Л. Чернодуб** (ФИАН, Москва) – работа *«Диагностика лазерной плазмы в спектральном диапазоне 180–200 Å с высоким пространственным разрешением»* Три участника получили дипломы за третье место. Это инженер СФ ФИАН, аспирант СамГУ **Е.Н. Воронцов** (*«Формирование световых полей со сложной поляризационной структурой с помощью астигматической дифракционной линзы»*), аспирант ФИАН (Москва) **В.Е. Молькин** (*«Фазовые переходы в электрическом поле в жидкокристаллических смектических наноструктурах: электрооптические проявления»*) и аспирант **П.Н. Дьяченко** (СГАУ, ИСОИ РАН, Самара; *«Влияние белого шума на вероятность возбуждения перепутанных состояний в системе двух взаимодействующих атомов»*).

В студенческой секции победителем стал студент Тольяттинского государственного университета **Е.Н. Попов** (*«Столкновительное фотонное эхо в магнитном поле»*). Второе место присуждено **С.Д. Махлышевой** (МИФИ, ФИАН, Москва) за работу *«Моделирование процессов фрагментации металлических наночастиц в воде под действием фемтосекундных лазерных импульсов»* и **Е.С. Егорову** (МФТИ, Москва) за работу *«Моделирование и исследование сверхскоростных метеоритных ударов»*. Третье место разделили студентка СамГУ **О.Ф. Кузнецова** (*«Электропроводность квантовой нити в методе ассоциативных алгебр»*), студентка СамГУ **Д.О. Захарова** (*«Лазерный синтез керамополимерных материалов на*

основе модифицированного поливинилиденфторида») и студент СГАУ **А.С. Инсапов** («Бесконтактное измерение концентрации синглетного кислорода по анализу спектров излучения»). Все отмеченные докладчики награждены призами и дипломами.

Дипломы за интересный доклад получили **Д.А. Владимиров** (СГАУ, Самара), **А.Н. Ембулаев** (СамГУ, Самара), **Е.А. Зубкина**, (Саратовский государственный университет им.Н.Г. Чернышевского, Саратов), **М.С. Малышев** (СГАУ, Самара), **Я.В. Тараканчикова** (Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, Саратов), **А.В. Карпишков** (СамГУ, Самара), **А.С. Акрестина** (Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск), **П.В. Павлов** (Военный авиационный инженерный университет, Воронеж), **С.С. Стафеев** (СГАУ, ИСОИ РАН, Самара), **Т.С. Чебакова** (Волгоградский Государственный Университет, Волгоград), **Д.Г. Качалов** (СГАУ, ИСОИ РАН, Самара), **Н.В. Солосов** (Волгоградский государственный университет, Волгоград), **Л.С. Шаблий** (СГАУ, Самара), **Р.Н. Сергеев** (ФГУП ГНП РКЦ «ЦСКБ-ПРОГРЕСС», Самара), **П.С. Ярьсько** (СамГУ, СФ ФИАН, Самара).

В школьной секции первое место было присуждено **Шестопалову Максиму** (СамЛИТ, 10 класс, руководитель – к.т.н. **Латухина Н.В.**, СамГУ) за работу «*Наноккомпозит – пористый кремний+жидкий кристалл*». Второе место разделили три участника: **Тупиков Артем** (СамЛИТ, 11 класс, руководитель к.ф.-м.н. **Сивакова К.П.**, СамГУ) с работой «*Получение углеродного нановолокна*»; **Чебурканов Всеволод** (МОУ Самарский медико-технический лицей, 10 класс, руководитель д.т.н. профессор **Быстров Н.Д.**, СГАУ) с докладом «*Дифракция света и ее применение для технических измерений*» и **Девяткин Дмитрий** (МОУ СОШ №29, 9 класс, руководитель **Медведева Э.Я.**, ЦВР «Поиск» НОУ «Алькор») с работой «*Наблюдение солнцестояния на территории Самарской области с помощью самодельного гелиографа*». Третье место сумели завоевать ученики 9 классов **Комаров Илья** (СамЛИТ, руководитель к.ф.-м.н. **Козлов Н.П.**, СамГУ) с работой «*Эффект Тальбота*» и **Клок Андрей** (СОФМШ, руководитель к.ф.-м.н. **Сивакова К.П.**, СамГУ) с работой «*Получение и перспективы применения макропористого кремния*». Дипломами за интересный доклад были награждены **Артамонов Николай** (СОФМШ, 9 класс) и **Борисов Дмитрий** (СамЛИТ, 10 класс). Специальный диплом за самое яр-

кое выступление на конференции получил **Чебурканов Д.**, а **Д. Девяткин** был награжден специальным дипломом за упорство в достижении научного результата.

Этот сборник познакомит Вас с работами участников студенческой секции и секции аспирантов и молодых специалистов VIII Всероссийского молодежного Самарского конкурса-конференции научных работ по оптике и лазерной физике. Проведение следующего Конкурса-конференции планируется в ноябре 2011 года.

СТУДЕНЧЕСКАЯ СЕКЦИЯ

ВЛИЯНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОДОВ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕЗАВЕРШЁННОГО ПОВЕРХНОСТНОГО РАЗРЯДА В ВОЗДУХЕ НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА ЭМИССИОННЫХ СПЕКТРОВ

Д.Д. Богданов, Н.А. Рычков, П.Е. Тимченко

*ГОУ ВПО «Самарский государственный аэрокосмический университет
имени академика С.П. Королёва (национальный исследовательский
университет)» г. Самара, Московское шоссе, д. 34, e-mail:
darthgrave@mail.ru, n.rychkov@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

Экспериментально исследована кинетика плазмы незавершенного поверхностного разряда в воздухе атмосферного давления при частоте возбуждения 8 кГц: идентифицированы полосы молекулы азота, а также переходы ионов азота, аргона, атомов кислорода и азота. Методом эмиссионной спектроскопии исследованы неравновесность уровней азота, а также влияние сближения электродов на характеристики плазмы.

1. ВВЕДЕНИЕ

Успешные эксперименты по снижению аэродинамического трения в присутствии плазмы [1, 2] стимулировали интерес к контролю ее характеристик в приповерхностном газовом потоке. Уменьшение аэродинамического трения связано со снижением вязкости потока, которое может быть вызвано термодинамически неравновесными процессами в плазме или может быть связано с колебательной и вращательной неравновесностью. Для определения колебательных температур возбужденного газа в неравновесной плазме наиболее приемлемым методом является эмиссионная спектроскопия, обеспечивающая дистанционный контроль при отсутствии возмущений как непосредственно состояния плазмы, так и приповерхностного слоя газа.

Эксперименты проводились с целью исследования влияния плазменных разрядов друг на друга, их поведения на различном расстоянии и при сближении. Для этого в качестве объекта исследования была выбрана низ-

коэнергетическая плазма в воздухе атмосферного давления, возбуждаемая на краях металлических электродов высокочастотным током. Исследовались характеристики разряда в двух областях: области на внешней кромки электрода, где нет возмущений, и области между электродами, где происходит взаимодействие полей.

2. СХЕМА И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для решения поставленной задачи был создан экспериментальный стенд, включающий систему возбуждения поверхностного незавершённого разряда в воздухе атмосферного давления и систему регистрации эмиссионных спектров на основе спектрографа Shamrock sr-303i с интегрированной камерой DV-420A.

Схема установки [3, 4] приведена на рисунке 1. Между пластинами электродов 1 и заземляемым экраном 3 располагается диэлектрик 2. На пластины подаётся высокочастотное напряжение с амплитудой 2-6 кВ и частотой 8,3 кГц. В областях 4 загорается разряд. Малоапертурное волокно 5 (апертурный угол $\sim 20^\circ$ - 22°) располагалось перпендикулярно горизонтальной поверхности электродной системы на расстоянии 15-17 мм и собирало эмиссионное излучение от него. При данной высоте идет диафрагмирование излучения торцом принимающего волновода, что, учитывая изотропный характер эмиссионного излучения, снимает ограничения на точность выставки волокна по углу. Площадь исследуемого пятна $\sim 0,2 \text{ см}^2$. Регистрация эмиссионного излучения плазмы проводилась цифровой камерой (разрешение 1024×256 точек размерами 26 мкм^2 , захолаживание матрицы до -60°C), входящей в состав спектрографа (разрешение от

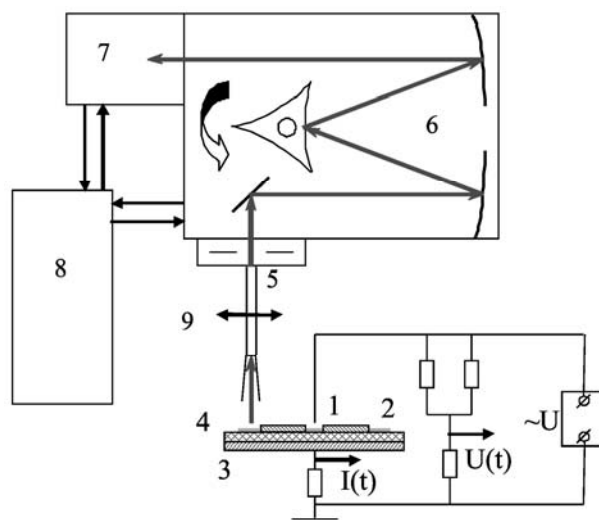


Рис. 1 – Схема установки: 1 – электроды, 2 – пластина из диэлектрика, 3 – заземлённый экран, 4 – плазма незавершённого высокочастотного разряда, 5 – приёмное волокно, 6 – спектрограф Shamrock sr-303i, 7 – цифровая камера ANDOR DV-420A-OE, 8 – компьютер, 9 – транспортёр с шаговым двигателем, перемещающий приёмное волокно

0,2 нм, сканируемый диапазон – 200-1200 нм).

Сканирование производилось поперёк электродов. Для рассмотрения брались области свободного горения разряда. Исследовались пластины с различным расстоянием между электродами: 1, 2, 4, 8, 20 мм. При сканировании поперёк электродов волокно вместе с держателем перемещалось с помощью транспортёра, приводимого в движении шаговым двигателем. Шаг задавался 0,1; 0,5 или 2 мм. При этом в каждой точке спектр снимался троекратно с последующим усреднением. Рассматривались две области: область горения плазмы на внешней кромке электрода (свободное невозмущённое горение) и между электродами (происходит взаимодействие полей одноимённо заряженных зарядов).

3. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

На рисунке 2а представлен характерный спектр для максимума интенсивности эмиссионного излучения на внешней кромке электрода, данный спектр сохраняется при всех рассмотренных межэлектродных расстояниях. Спектр для максимума интенсивности в межэлектродном промежутке идентичен по форме, но при значениях меньше 1-2 мм в нём появляются изменения, которые хорошо видны на рисунке 2б.

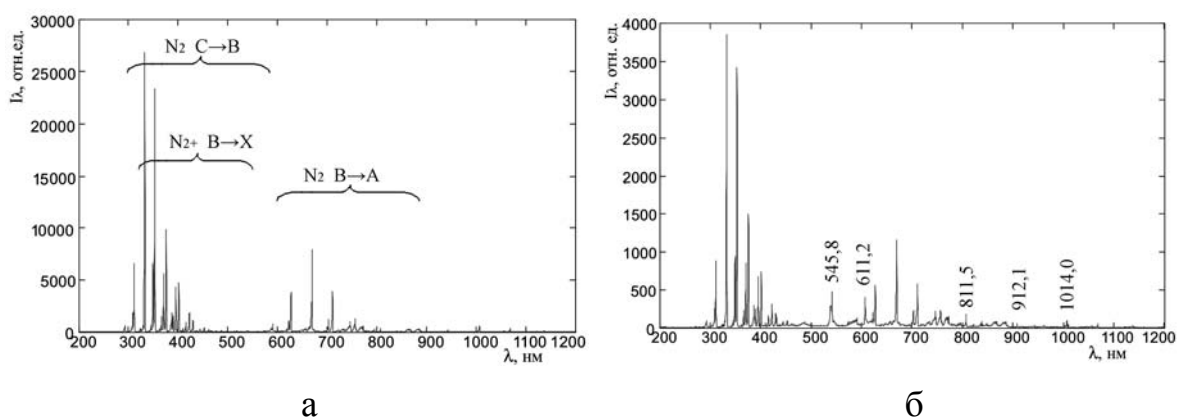


Рис. 2 – эмиссионный спектр излучения разряда с внешней кромки электрода (а) и внутри межэлектродного промежутка (б) при $L=1$ мм

В спектре преобладают линии переходов молекулы и иона азота. Наиболее интенсивные линии соответствуют переходам 0-0 (337,1 нм) и 0-1 (357,55 нм) 2^+ -полосы азота ($N_2(C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g)$). Также достаточно сильны линии 0-2(380,39 нм), 1-2(353,62 нм), 1-3(375,51 нм), 0-3(405,84 нм), 1-0(315,84 нм), 1-4(399,84 нм), 1-5(427,02 нм). Часть линий перекрывается из-за вращательного расщепления. Видно, что в процессе разряда в

основном возбуждаются первые два колебательных уровня ($\nu = 0; -1$) электронного состояния $S^3\Pi_u$.

Достаточно сильно в спектре представлены линии аргона, доля которого в воздухе порядка 1%. Наиболее сильные зарегистрированные линии аргона, не испытывающие перекрытий с другими переходами: 811,5; 810,3; 801,5; 912,3; 842,4; 794,8; 826,4; 922,4. Также идентифицированы линии атомарного азота N (939,28; 938,68), атомарного кислорода O (844,62; 844,64; 844,68; 725,415; 725,445; 725,453; 700,223), ионов кислорода O^+ (926,28; 926,6; 777,19; 777,42; 777,54; 615,82) и азота N^+ (868,04; 868,34; 821,63, интенсивность которых существенно меньше ввиду низкой плотности электронов, характерной для незавершенного скользящего разряда. Следует отметить, что линии 1^- системы смешивается с линиями 2^+ системы и за счет существенно меньшей их интенсивности большинство из них теряются на фоне молекулярных линий азота, за исключением переходов: 0-0 (391,14 нм), 0-2(470,62 нм), 0-3(522,51 нм), в отличии, например, от работы [5]. Последнее объясняется достаточно низкой температурой газа и концентрацией электронов в разряде, а, значит, и существенно меньшей концентрацией ионов N_2^+ . Так, для равновесной плазмы в воздухе атмосферного давления согласно [6] характерная концентрация ионов N_2^+ составляет величину порядка $\sim 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ при концентрации электронов $\sim 5 \cdot 10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и температуре газа 700-900К, в то время как для незавершенного поверхностного разряда концентрация электронов составляет $\sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$, температуре газа $\sim 325\text{К}$ и концентрация ионов N_2^+ ниже, чем в работе [5] более чем на 3 порядка.

На рисунке 3 представлены зависимости интенсивности на длинах волн 337 и 674 нм для пластин с расстоянием 20 и 4 мм между электродами. Наиболее интересные области разряда на внешних кромках электродов (рисунок 1) и межэлектродный промежуток. На рисунке 3а видно, что в межэлектродном промежутке существуют 2 области разряда, расположенных на некотором промежутке друг от друга, т.к. по интенсивности они практически не отличаются от областей на внешних кромках, можно говорить об отсутствии взаимодействия между ними. При сближении электродов уменьшение максимумов межэлектродной области начинается с 5-7 мм и 4 мм они уже сливаются, а при расстоянии 0,5 мм максимум в централь-

ной зоне при заданном уровне напряжения исчезает вовсе. Характер зависимости для других длин волн переходов молекулы азота аналогичен.

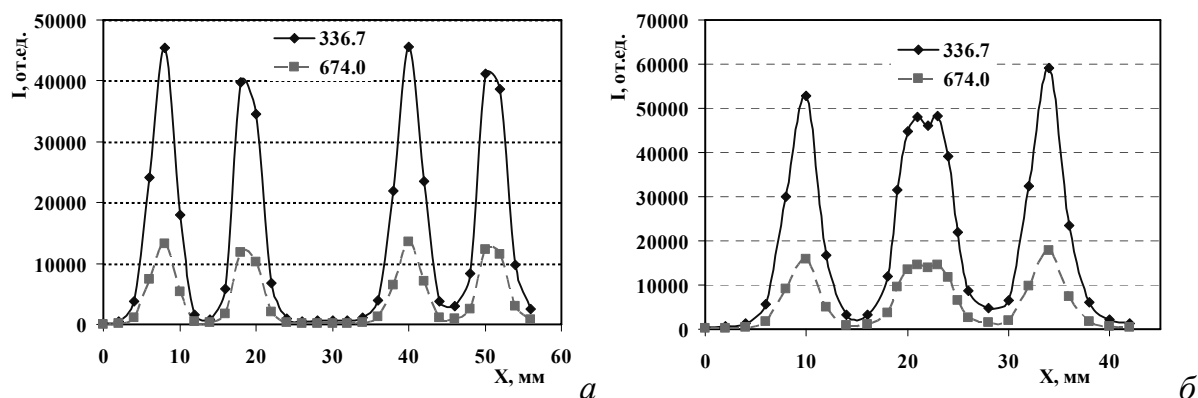


Рис. 3. Зависимость $I(x)$ на длине волны 337 и 674 нм для пластин с расстоянием 20 (а) и 4 мм (б) между электродами

Расчёт колебательной температуры [7, 8, 9] уровня С азота (таблица 1) и В производился для 5 разных межэлектродных расстояниях и в 2х точках: на внешней кромке и в центре. Погрешность 75 К.

Таблица 1

Колебательная температура уровня С азота.

L, мм	T, К	
	На внешней кромке	В центральном максимуме
20	2265	2256
8	2268	2281
4	2270	2265
2	2268	2236
1	2278	3364

Как видно колебательная температура на внешней кромке не меняется и находится в пределах погрешности, уровень С является равновесным, в центре же при расстоянии 1 мм наблюдается увеличение температуры.

Спектр определяется распределением электронов по скоростям, а оно обусловлено напряжённостью электрического поля, которое искажается при сближении одноимённо заряженных электродов. Так в спектре на рисунке 2б меняется относительная интенсивность линий, в частности происходит усиление полос в областях 545.8, 611.2, 811.5, 912.1, 1014 нм, что, по-видимому, связано с ослаблением возбуждения молекулярного азота

при усилении возбуждения аргона, пространственное распределение интенсивности этих линий дано на рисунке 4.

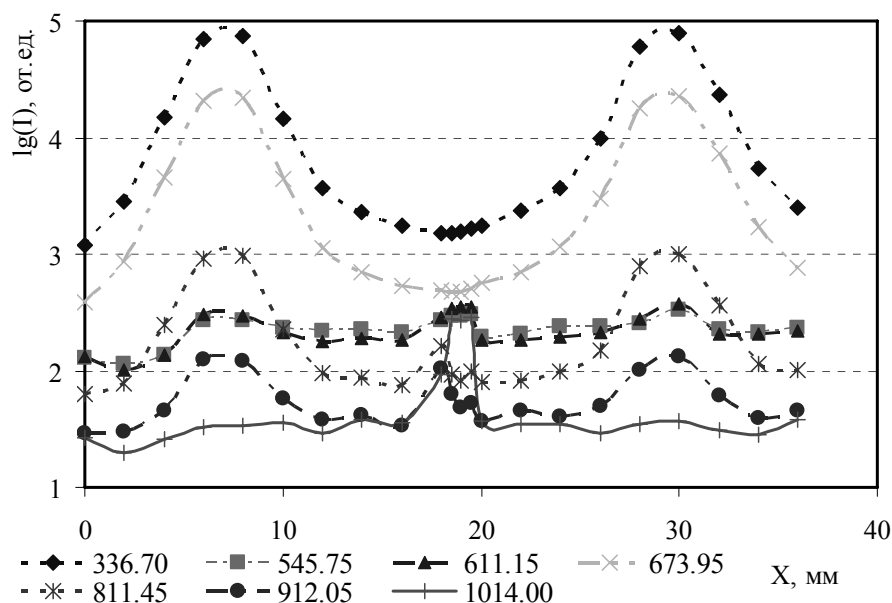


Рис. 4. График зависимости $I(x)$ на длинах волн 337, 674, 545.8, 611.2, 811.5, 912.1, 1014 нм для пластины с расстоянием 1 мм между электродами

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследована кинетика плазмы незавершенного поверхностного разряда в воздухе атмосферного давления при частоте возбуждения 8 кГц: идентифицированы полосы 2^+ , 1^+ и 1^- систем азота для первых 9 колебательных состояний, а также переходы ионов азота, аргона, атомов кислорода и азота. Система полос 1^- значительно слабее переходов молекулы азота в виду достаточно низкой концентрации электронов и температуры газа, а значит и концентрации ионов азота N_2^+ .

Установлено, что при частоте следования импульсов 8 кГц плазма разряда характеризуется локальным равновесием колебательных состояний уровня $C^3\Pi_u$ с температурой $T_{vc} = 2250_{-75}^{+45} K$, а состояния, соответствующие 1^+ и 1^- полосам азота, являются термодинамически неравновесными.

При сближении электродов уменьшение максимумов интенсивности линий переходов молекулы азота в межэлектродной области начинается с 5-7 мм и 4 мм они сливаются, а при расстоянии 0,5 мм максимум в центральной зоне при заданном уровне напряжения уменьшается, а затем исчезает вовсе. Колебательная температура на внешней кромке не меняется и

находится в пределах погрешности, уровень С является равновесным, в центре же при расстоянии 1 мм наблюдается увеличение температуры.

В спектре центральной межэлектродной зоны при малых расстояниях (~1мм) меняется относительная интенсивность линий, в частности происходит усиление полос в областях 545.8, 611.2, 811.5, 912.1, 1014 нм, что, по-видимому, связано с ослаблением возбуждения молекулярного азота при усилении возбуждения аргона.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Duck F.A. Physical Properties of Tissue: a Comprehensive Reference Book - London: Academic, 1990. 346 p.
2. Medical Optical Tomography: Functional Imaging and Monitoring: ISII Ed. by G. Mueller, B. Chance, R. Alfano et al. Bellingham: SPIE Press, 1993.
3. Бычков В.Л., Васильев М.Н., Зуев А.П. Экспериментально-теоретическое исследование свойств приповерхностных электронно-пучковой плазмы азота // Теплофизика высоких температур. 1994, Т.32. №3. С. 323-333.
4. Очкин В.Н. Спектроскопия низкотемпературной плазмы. М.: Физматлит, 2006. 472 с.
5. Хьюберг Г., Герцберг Г. Константы двухатомных молекул. Ч. 2. М.: Мир, 1984. 368 с.
6. Кузьменко Н.Е., Кузнецова Л.А., Кузяков Ю.Я. Факторы Франка-Кондона двухатомных молекул. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1984. 344 с.
7. Zare R.N., Larson E.O., Berg R.A. Franc-Condon factors for electric band system of molecular nitrogen // Molec. Spectr. 1965. V.15. P.117-139.
8. Ивченко В.А., Захаров В.П., Тимченко П.Е. Исследование пространственных характеристик незавершённого поверхностного разряда в воздухе атмосферного давления // Успехи физики. 2009. Т.11. С.18-24.
9. Ивченко В.А., Захаров В.П., Тимченко П.Е. Определение характеристик незавершённого поверхностного разряда в воздухе на основе анализа эмиссионных спектров // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2009. №4. С.101-108.

ВИЗУАЛИЗАТОР ФАЗЫ НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТА ТАЛЬБОТА

Н.Н. Булавин

*Россия 443011 Самара, ак. Павлова 1
Kollapse90@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

В работе рассмотрен компенсационный датчик волнового фронта на основе эффекта Тальбота. Проведено численное моделирование его работы. Показано, что таким образом можно увеличить чувствительность измерений по сравнению с обычным датчиком Тальбота. Показано, что низкочастотный период образующейся на выходе датчика картины распределения интенсивности связан с кривизной волнового фронта.

1. ВВЕДЕНИЕ

Измерение фазы световой волны необходимо во многих исследовательских и прикладных задачах, таких как оптическая метрология, адаптивная оптика и т.д. Все методы фазовых измерений в оптике основаны на таком преобразовании исходного светового поля, в результате которого появляется зависимость интенсивности света на фотоприемнике от искомой фазовой функции.

Существует несколько видов датчиков волнового фронта (ДВФ): геометрические, интерференционного типа, дифракционные

Геометрические датчики работают в широком диапазоне изменения кривизны, просты в построении. Но эти датчики обладают низкой чувствительностью. Датчики интерференционного типа обладают высокой точностью измерения, но чувствительны к внешним факторам, также у них сложная конструкция. Дифракционные датчики обладают качествами как геометрических, так и интерференционных датчиков. Среди них существуют датчики, основанные на эффекте Тальбота.

2. ЭФФЕКТ ТАЛЬБОТА

Эффект Тальбота есть частный случай общего свойства периодических полей. А именно: если отношение расстояния между дифракционной структурой и плоскостью наблюдения к расстоянию Тальбота равно рациональному числу то распределение поля в плоскости наблюдения пред-

ставляется в виде суперпозиции конечного набора полей, каждое из которых с точностью до коэффициента совпадает с начальным полем, смещенным относительно начала координат.

Частичное самовоспроизведение на основе эффекта Тальбота применяется в спектроскопии и интерферометрии для создания датчиков волновых фронтов, для повышения степени когерентности излучения волноводных лазеров.

На основе эффекта Тальбота построен интерферометр Тальбота[1]. Его можно использовать как интерферометр сдвига для визуализации фазовых объектов, измерения показателей преломления и их градиентов. В этом приборе под освещением параллельного лазерного света объект измерения помещался между двух пластинок. По искажениям формируемой картины интенсивности можно судить об оптическом качестве среды.

Так же на основе эффекта Тальбота был построен еще один вариант датчиков[2]. Эти датчики используют две дифракционные решетки смещенных относительно друг друга. За решетками устанавливаются микроскопические сенсоры, улавливающие свет под разными углами. На основе показаний этих сенсоров определяется положение точечного источника относительно датчика.

3. КОМПЕНСАЦИОННЫЙ МЕТОД ПОСТРОЕНИЯ ДАТЧИКОВ ВОЛНОВОГО ФРОНТА

Необходимо было создать такой датчик, который мог бы работать в любых условиях с минимумом погрешностей. В нашем случае используется датчик компенсационного типа.

В данной работе рассматривается численное моделирование работы ДВФ на основе эффекта Тальбота с использованием компенсационного метода. Этот метод состоит в том, что распределение интенсивности образующейся в результате дифракции плоского волнового фронта на решетке компенсируется дополнительной решеткой.

Работа датчика была проверена путем математического моделирования. Это позволило ускорить процесс анализа работы датчика при варьировании его параметров в широких пределах, что не всегда возможно реализовать в условиях реального эксперимента. Моделируемая схема представлена на рис.1.

Пучок света от источника, проходя сквозь коллиматор, попадает на решетки, после чего картина распределения интенсивности регистрируется приемником. Положение приемника можно считать фиксированным. Решетки сдвинуты между собой на половину периода.

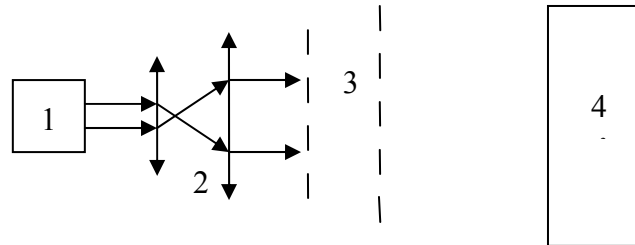


Рис. 1. 1 – источник света (лазер); 2 – коллиматор; 3 – решетки; 4 – приемник

Пропускание каждой из двух идентичных решеток можно задать в виде ряда Фурье. Для определенности будем считать, что пропускания задается функции меандра

$$t(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m e^{i2\pi mfx} . \quad (1)$$

Пусть на решетку падает сферическая волна с комплексной амплитудой

$$U(x) = U_0 e^{\frac{i\pi x}{\lambda R}} . \quad (2)$$

После прохождения первой решетки комплексная амплитуда распространяющейся волны принимает вид произведения функции пропускания данной решетки на первоначальную комплексную амплитуду световой волны $U(x)$.

Если поперечные размеры решеток достаточно велики для того, чтобы можно было пренебречь краевыми эффектами, то комплексную амплитуду поля в плоскости наблюдения, отстоящей от решетки на расстояние z_0 , можно описать с помощью дифракционного интеграла Френеля:

$$U(x_0) = \frac{e^{\frac{2i\pi z_0}{\lambda}}}{\sqrt{i\lambda z_0}} \int_{-\infty}^{\infty} U(x) \cdot t(x) \cdot \exp\left[\frac{i\pi}{\lambda z_0}(x - x_0)^2\right] dx , \quad (3)$$

где k – модуль волнового вектора, равный $k = \frac{2\pi}{\lambda}$.

Зная распределение поля в области экрана, можно найти регистрируемую интенсивность света, она представляет собой квадрат модуля комплексной амплитуды:

$$I(x_0) = |U(x_0)|^2. \quad (4)$$

Подставляя в интеграл $U(x_0)$ формулы (1) и (2) и последовательно интегрируя, получим необходимое нам распределение поля в области экрана:

$$U(x_0) = e^{\frac{i2\pi z}{\lambda}} \frac{R}{z+R} e^{\frac{i\pi}{\lambda z} \left(1 - \frac{R}{4(z+R)}\right)^2 x_0^2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m e^{\frac{-i\pi E}{z+R}(mx_0)} e^{\frac{-2i\pi z \lambda R f^2}{z+R} m^2} \quad (5)$$

В случае плоского волнового фронта ($R \rightarrow \infty$) получаем следующее распределение:

$$U(x_0) = e^{\frac{i2\pi z}{\lambda}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m e^{i2\pi f(mx_0)} e^{-i\pi f^2 \lambda z m^2}. \quad (6)$$

Полученное выражение описывает распределение поля на экране при прохождении плоской волны через прямоугольную решётку. Из (2) и (6) видно, что при условии

$$e^{-i\pi f^2 \lambda z_0 m^2} = 1 \quad \text{или} \quad z_0 = \frac{2}{\lambda f^2} \quad (7)$$

результатирующее поле будет идентично полю непосредственно за первой решеткой, т.е. на расстоянии кратном z_0 будет наблюдаться саморепродукция решетки. Для анализа полученного выражения удобно перейти к безразмерным параметрам. Для этого нормируем продольную координату на z_0 и введем понятие нормированной кривизны поля H

$$Z = \frac{z}{z_0}, \quad H = \frac{z_0}{R}. \quad (8)$$

Тогда, пренебрегая не влияющими на интенсивность фазовыми множителями, получим:

$$U(x_0) = \frac{U_0}{(1+HZ)} \cdot \left[\sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m e^{\frac{2i\pi m^2 Z}{(1+HZ)}} e^{\frac{2i\pi m x_0 f}{(1+HZ)}} \right]. \quad (9)$$

В данной функции при $H=0$ мы получаем решетку идентичную первой, но если H будет отлична от нуля, то дифракционная картина начнет меняться: будет меняться масштаб изображения.

Разница между приведенными на рис.2 картинками слабо различима, но если эти решетки наложить друг на друга, то разница будет хорошо различима.

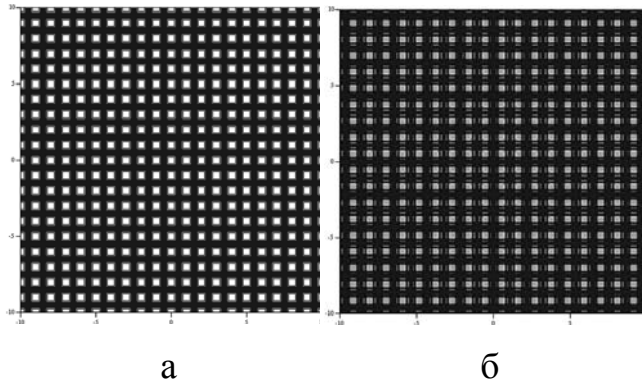


Рис.2. Распределение интенсивности в плоскости z_0 (а – $H=0$, б – $H=0.05$)

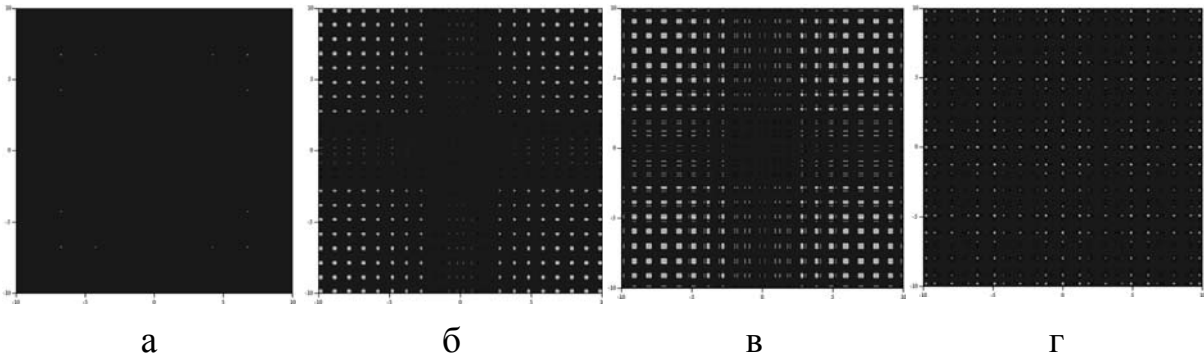


Рис. 3. Картина после второй (дополнительной) решетки (а – $H=0$, б – $H=0.02$, в – $H=0.05$, г – $H=0.15$)

В работе было проведено численное моделирование для диапазона изменения величины H от 0 до 0.2. Видно, что появляется некая огибающая. Для определения периода этой огибающей необходимо взять преобразование Фурье.

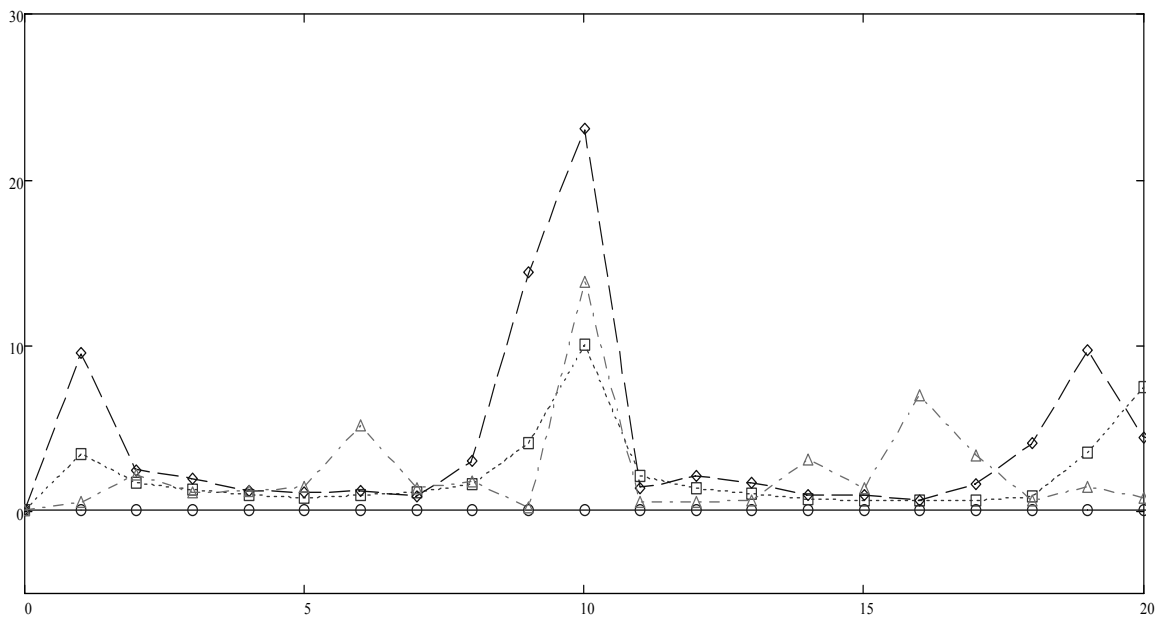


Рис. 4. Спектр распределения интенсивности вдоль оси x_0
 (\circ – $H=0$, \square – $H=0.02$, Δ – $H=0.05$, \diamond – $H=0.15$)

Наблюдается определенная зависимость интенсивности низкочастотного состава спектра от H , что соответствует увеличению частоты полос Муара при увеличении кривизны волнового фронта.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Предлагается новая схема датчика волнового фронта на основе эффекта Тальбота. Принцип работы заключается в компенсации интенсивности для плоского волнового фронта с помощью дополнительной решетки.

2. Проведено численное моделирование работы компенсационного датчика на основе эффекта Тальбота.

3. Показано, что таким образом можно увеличить чувствительность измерений по сравнению с обычным датчиком Тальбота.

4. Период образующейся картины Муара связан с радиусом кривизны волнового фронта.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пальчикова И.Г., Попова С.С., Смирнов С.В. Сравнительное изучение самоизображения прозрачных решеток // Автометрия, 2001.

2. Wang A., Gill P., Molnar A. Light field image sensors based on the Talbot effect // Applied Optics. Vol. 48. №. 31. 2009 P. 5897–5905.

ОПТОВОЛОКОННЫЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ МОДУЛЯ ЮНГА

Д.А. Владимиров

*ГОУ ВПО «Самарский государственный аэрокосмический университет
имени академика С.П. Королёва Национальный исследовательский
университет» (443086 г. Самара, Московское шоссе, 34)
Dinamit-3827@rambler.ru*

АННОТАЦИЯ

На базе оптоволоконного измерителя малых (< 1 мм) перемещений создан прибор для бесконтактного определения модуля Юнга в тонких (1...10 мм) пластинах или стержнях. Прибором непосредственно измеряется резонансная частота собственных колебаний пластины или стержня, по которой и рассчитывается модуль Юнга. Проведены эксперименты на стальной пластине, подтверждающие справедливость выбранного подхода.

ВВЕДЕНИЕ

Модуль Юнга является одним из основных параметров конструкционных материалов и участвует во всех расчетах конструкции на прочность. Модуль Юнга определяет способность вещества сопротивляться упругим растяжениям или сжатиям. Работа конструкционных материалов в упругой области обеспечивает безотказное функционирование машин, механизмов и сооружений. Поэтому актуальность разработок новых методов контроля значений модуля Юнга и совершенствования традиционных не вызывает сомнений.

Оптоволоконные датчики перемещений, сочетающие в себе высокую чувствительность, бесконтактность и помехоустойчивость представляются перспективными в системах входного, выходного и эксплуатационного контроля модуля Юнга по следующим причинам:

- высокая чувствительность обеспечивает измерение малых деформаций, т.е. нахождение материала в упругой области;
- бесконтактность позволяет избежать влияния элементов прибора на результаты измерений, что увеличивает точность;
- помехоустойчивость, достигаемая благодаря использованию электронных методов фильтрации сигнала, дает возможность убрать помехи и очистить выходной сигнал зондирующей установки от разнообразных на-

водок, вызванных колебаниями опорной конструкции, здания, акустическими сигналами.

Данные преимущества выгодно отличают разработанную методику измерения от стандартной [1], которая предполагает контактное продольное возбуждение колебаний пьезокристаллами, внося тем самым неустраняемые помехи в результаты измерений.

1. СПОСОБ ИЗМЕРЕНИЙ

Методика определения модуля Юнга заключается в том, чтобы определить резонансную частоту пластины или стержня, жестко заземленного с одной стороны и свободного с другой. При однократном возбуждении такой пластины и отсутствии ограничивающей среды, пластина начнет колебаться на резонансной частоте, которую можно определить по следующей формуле [2]:

$$\omega = \frac{3,25}{l^2} \sqrt{\frac{E \cdot I_y}{\rho \cdot S}}, \quad (1)$$

где ω – круговая частота колебаний, l – длина пластины или стержня, E – модуль Юнга, I_y – момент инерции площади поперечного сечения, ρ – плотность вещества, S – площадь поперечного сечения. I_y зависит от формы поперечного сечения пластины. В случае прямоугольного профиля $I_y = ab^3/12$, где a – ширина пластины, b – её толщина. Для круглого стержня I_y равна $\pi R^4/12$, где R – радиус стержня. Из данных формул видно, что при известных геометрических размерах стержня и плотности, для определения модуля Юнга необходимо найти только частоту поперечных колебаний на заземленной с одного конца пластине.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Частота определяется с помощью созданной оптоволоконной системы по измерению малых перемещений. Описание данной установки и математическая модель были представлены на прошлых конференциях [3, 4].

Структурная схема данной установки представлена на рисунке 1.

Данная схема работает следующим образом. Оптоволоконный чувствительный элемент 10 свободными торцами оптоволокон устанавливается против пластины на некотором расстоянии от неё, а противоположными торцами через оптические разъемы подсоединяется к излучающему опто-

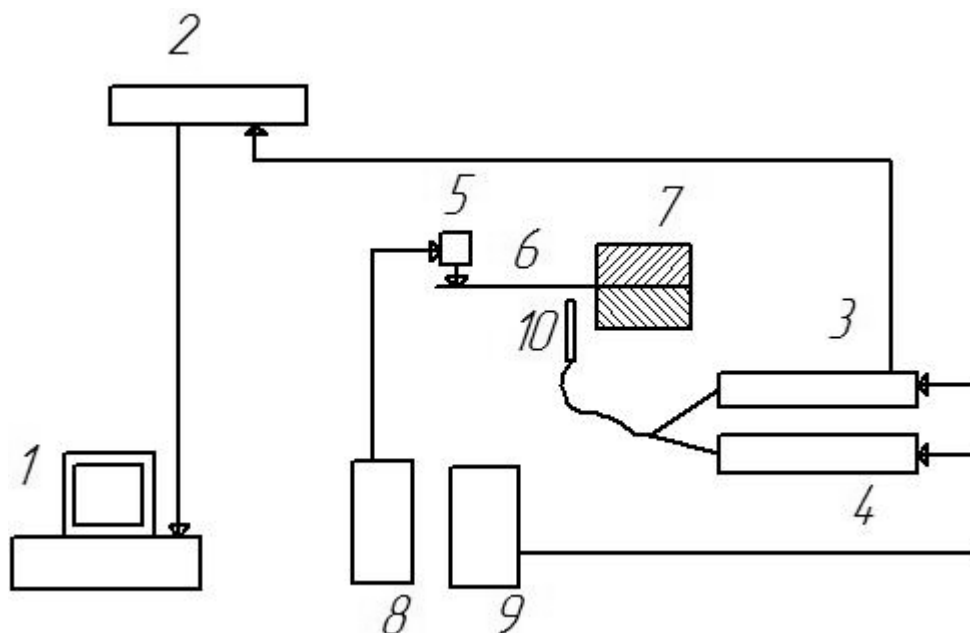


Рис. 1. Структурная схема установки: 1 – ПЭВМ; 2 – прибор АСК-4106; 3 – фотоприёмный модуль; 4 – излучающий модуль; 5 – модуль возбуждения колебаний; 6 – возбуждаемая пластина с определяемым модулем Юнга; 7 – зажим; 8, 9 – источники питания; 10 – оптоволоконный чувствительный элемент;

волоконному модулю 3 ИЛПН-331 и фотоприемному модулю 4 ФПМ-1А. С помощью модуля 5 однократным импульсом возбуждаются колебания. Данные колебания визуализируются на экране компьютера с помощью цифрового осциллографа АСК-4106. Результаты экспериментов можно видеть на рисунках 2, 3 и 4. Чувствительный элемент расположен ближе к заземлению по причине того, что в данной зоне амплитуда колебаний пластины много меньше, чем на свободном конце, а следовательно меньше вероятность повредить торцы оптоволокон.

На рисунке 2 отчетливо проявляются собственные колебания пластины после ударного возбуждения. Явно прослеживается основная частота колебаний.

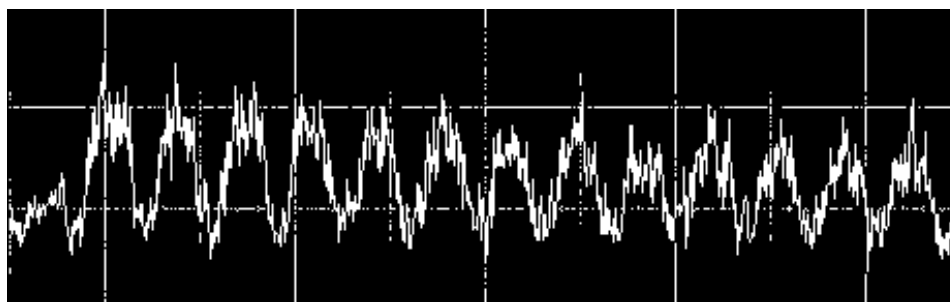


Рисунок 2. Осциллограмма сигнала оптоволоконного датчика перемещений колеблющейся пластины. Размер одной клетки по горизонтали – 20 мс.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Для того, чтобы получить из осциллограммы колебательного движения модуль Юнга, необходимо произвести следующие действия:

1 – перевести с помощью встроенного в программный пакет осциллографа конвертера данные осциллограммы в табличный вид. Получается файл формата txt, который содержит данные об относительном времени измерения и уровне сигнала в этот момент времени. Такая структура файла чрезвычайно удобна, поскольку позволяет прочесть его программами Excel и Mathcad (после удаления информационной шапки, содержащей комментариев к эксперименту)

2 – полученный файл открыть программой Mathcad и загрузить из таблицы 2^n отсчетов (рисунок 3). Это условие необходимо для выполнения быстрого Фурье–преобразования. Расстояния по оси У относительные, потому, что для перевода в абсолютные расстояния необходимо данные значения умножить на соответствующие коэффициенты, согласно тарифовочному графику [3-4]. Очевидно, что форма сигнала совпадает с формой исходной осциллограммы.

3 – с помощью разработанного алгоритма расчетов выполнить быстрое Фурье–преобразование. Данная операция позволяет выполнить сразу две задачи. Во-первых, явно видна основная частота колебаний, во-вторых, отсеивается фоновый шум, вызванный сторонними колебаниями.

Особенности выполнения расчетов:

1 – следует учитывать то, что шаг по частоте Фурье–преобразования должен быть достаточно малым для выделения максимума. Для уменьшения шага необходимо увеличить время наблюдения либо увеличить число измерений.

2 – тарифовочный график данной установки [4] на расстоянии от зонда больше, чем 2 мм является близким к гиперболическому. Отсюда следует удвоение вычисляемой частоты в данном режиме работы.

Были проведены эксперименты. В качестве образца был взят кусок полотна от ножовки по металлу. Длина 55 мм, толщина 3 мм, модуль Юнга и плотность по справочнику соответственно равны 7839 кг/м^3 и 209 ГПа. Разница между экспериментальным и справочным значениями модуля

Юнга составила 18%. Это связано с неточностью определения геометрических размеров и несовершенством конструкции. В данный момент ведутся работы по устранению данных недостатков.

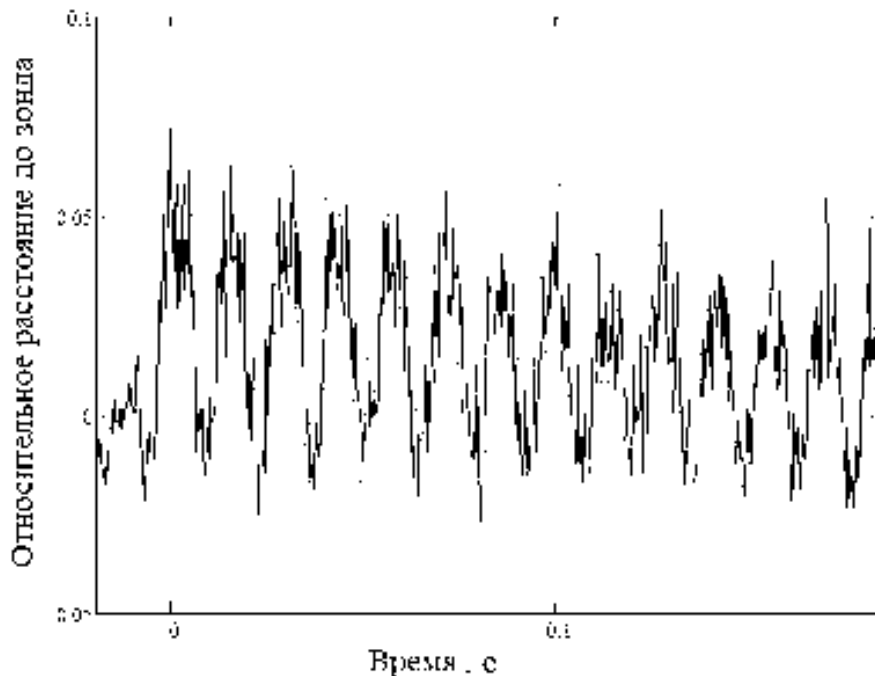


Рис. 3. Результаты обработки экспериментальных файлов программой Mathcad.

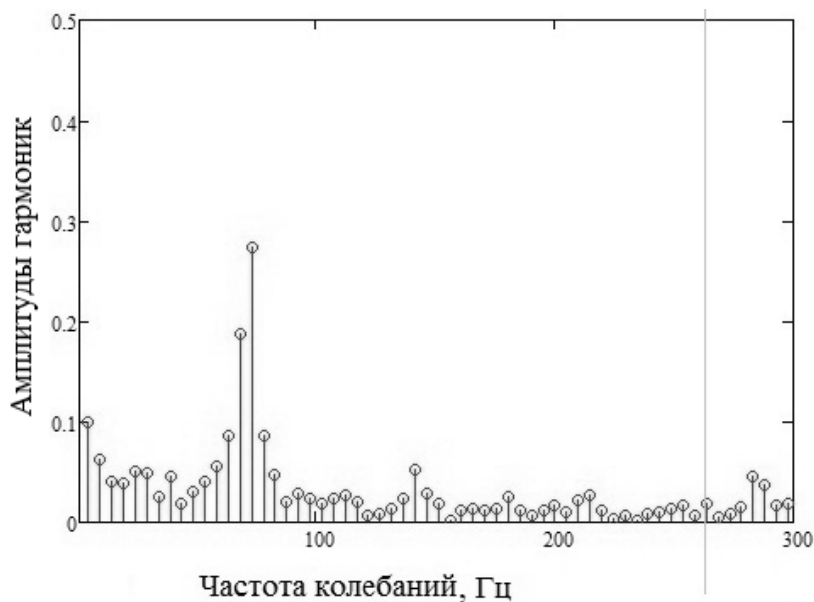


Рис. 4. Спектр частот

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Была разработана и реализована установка для определения модуля Юнга в тонких пластинах по резонансной частоте их свободных колебаний с использованием оптоволоконного датчика перемещений. Эксперименты подтвердили её работоспособность. Измерение резонансной частоты свободных поперечных колебаний оптоволоконным датчиком имеет явные преимущества по сравнению со стандартной методикой, а именно, бесконтактность измерений и расширенный диапазон исследуемых материалов.

ЛИТЕРАТУРА

1. ГОСТ 25095-82 Сплавы твердые спеченные. Метод определения модуля упругости (модуля Юнга)
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая механика Т. 7. Теория упругости. М.: Наука 1987. 246 с.
3. Селиверстов М.А., Дермугин А.В., Байков А.С. Оптоволоконный измеритель перемещений. Сборник конкурсных докладов 5-го Самарского конкурса-конференции научных работ студентов и молодых исследователей по оптике и лазерной физике. (Самара, 21-24 ноября 2007 г.). – Самара: «Универс групп», 2007. – 196 с.
4. Дермугин А.В., Владимиров Д.А., В.Н. Гришанов В.Н. Оптоволоконный измеритель перемещений. Сборник конкурсных докладов 6-го Самарского конкурса-конференции научных работ студентов и молодых исследователей по оптике и лазерной физике. (Самара, 17-20 ноября 2008 г.). – Самара: «Универс групп», 2007. – 184 с.

ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ШЕРОХОВАТОСТИ ПОВЕРХНОСТИ И КОМПЛЕКСНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ГРАДИЕНТНОГО ВОЛНОВОДА

С.С. Даниленко

*Российский университет дружбы народов,
Россия, 117198, Москва, ул. Миклухо-Маклая, 6
danstaser@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

В приближении малых потерь решена задача о распространении лазерного излучения в градиентной волноводной структуре с шероховатой границей при наличии поглощения. Получены выражения для коэффициентов затухания за счёт рассеяния и поглощения для волн, распространяющихся в данной структуре. Предложен новый метод определения среднеквадратичного отклонения шероховатости поверхности и мнимой части диэлектрической проницаемости приповерхностной области материала. Измерены значения этих величин для образцов волноводов, изготовленных методом ионного обмена в стекле.

1. ВВЕДЕНИЕ

Современное развитие лазерной техники, оптоэлектроники, высокоскоростных оптических линий связи и требует всё более полной и точной информации о свойствах используемых поверхностей. В первую очередь это относится к шероховатости поверхности и свойствам приповерхностной области материала. Для измерения параметров шероховатости поверхности перспективными являются оптические методы интегрального и дифференциального рассеяния [1]. Однако их реализация для гладких поверхностей затруднена из-за малой величины мощности, рассеянной при однократном отражении.

В последнее время получили развитие методы измерения шероховатости поверхности, основанные на распространении света в волноводных структурах интегральной оптики [2-3]. В этих структурах за счёт многократного рассеяния на шероховатой поверхности волновода удаётся на 3 - 4 порядка увеличить рассеянную мощность по сравнению с однократным рассеянием на открытой поверхности. Это, в свою очередь, позволяет дос-

тичь рекордной для оптических методов чувствительности измерения параметров шероховатости поверхности диэлектриков. Однако, лежащая в основе этих методов теория волноводного рассеяния, не учитывает другие факторы, приводящие к затуханию волноводных мод. В частности поглощение, которое может быть значительным, в волноводах, полученных методом ионного обмена Ag^+ в стекла [4]. Следовательно, для разработки новых методов определения характеристик шероховатости поверхности подобных градиентных волноводов необходимо решить задачу о распространении лазерного излучения в градиентной волноводной структуре при наличии, как рассеяния, так и поглощения.

Эта прямая задача может быть сформулирована следующим образом. Рассматривается плоский градиентный волновод с параметрами указанными на рис.1. В приповерхностной области подложки создана область с повышенной диэлектрической проницаемостью $\hat{\epsilon}(y) = \epsilon'(y) - i\epsilon''(y)$. Граница воздух – градиентный слой является шероховатой со среднеквадратичным отклонением от плоскости σ . Мода заданного типа с длиной волны λ , распространяясь по подобному волноводу, затухает с коэффициентом α_m (m-номер моды). Требуется установить связь между коэффициентом затухания α_m , параметрами волновода и σ .

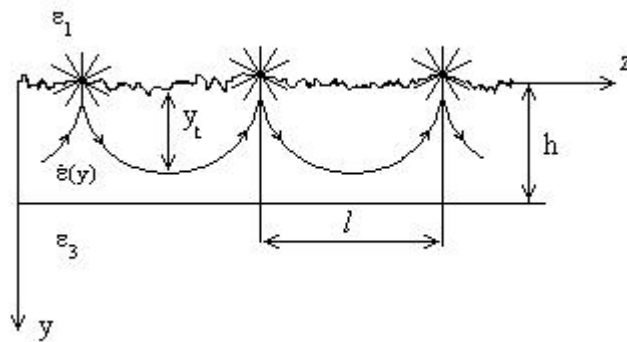


Рис.1. Схема распространения волны в плоском градиентном волноводe

Поставленная задача решается в приближении малых потерь, когда коэффициент затухания, вызванный рассеянием $\alpha_{рас}$ и коэффициент поглощения $\alpha_{пог}$, являются независимыми друг от друга величинами и $\alpha_m = \alpha_{рас} + \alpha_{пог}$.

2. РЕШЕНИЕ ПОСТАВЛЕННОЙ ЗАДАЧИ

Первая часть задачи – нахождение $\alpha_{\text{рас}}$ решается с помощью оптико-геометрического подхода [5] при условии $\varepsilon''(0) = 0$, т. е. поглощение в приповерхностной области подложки отсутствует. При этом используется соотношение Релея [6], описывающее однократное рассеяние света на шероховатой границе двух сред. В результате решения первой части задачи находится зависимость коэффициента $\alpha_{\text{рас}}$ от параметров волновода и шероховатости поверхности. Выражение для $\alpha_{\text{рас}}$ в случае ТЕ-волн будет выглядеть следующим образом:

$$\alpha_{\text{рас}} = \frac{\varepsilon'(0)}{l} \left(\frac{4\pi\sigma}{\lambda} \right)^2 \frac{\varepsilon'(0) - \gamma^2}{\gamma^2}, \quad (1)$$

где l – расстоянием между двумя соседними отражениями от шероховатой поверхности, γ – коэффициент фазового замедления рассматриваемой волны, значение которого находится из дисперсионного уравнения для данной моды, $\varepsilon'(0)$ – значение действительной части $\varepsilon(\mathbf{y})$ на границе $y=0$.

Выражение для l можно найти из соответствующего дисперсионного уравнения для градиентного волновода, проинтегрировав его по $k_0\gamma$:

$$l = \int_0^{y_t} \frac{2\gamma}{\sqrt{\varepsilon'(y) - \gamma^2}} dy + \frac{2\gamma}{k_0 \sqrt{\varepsilon'(0) - \gamma^2} \sqrt{\gamma^2 - \varepsilon_1}}, \quad (2)$$

где y_t – координата точки поворота волны, в которой выполняется равенство $\sqrt{\varepsilon'(y_t)} = \gamma$, k_0 – постоянная распространения волны в вакууме.

Вторая часть задачи – нахождение выражения для коэффициента поглощения $\alpha_{\text{пог}}$ решается методом возмущений [5] при условии $\sigma = 0$. Предполагается, что мнимая часть диэлектрической проницаемости $\varepsilon''(\mathbf{y})$, изменяется по тому же закону, что и действительная $\varepsilon'(\mathbf{y})$, поскольку обе части пропорциональны концентрации имплантированных атомов [6], при этом $\varepsilon'(\mathbf{y}) \gg \varepsilon''(\mathbf{y})$. Проекцию на ось z постоянной распространения волны k_z в этом случае необходимо рассматривать как комплексную величину $k_z = k_0(\gamma' + i\gamma'')$. Здесь $\gamma' \gg \gamma''$, а $k_0\gamma'' = \alpha_{\text{пог}}$ – коэффициент поглощения.

Подставив в дисперсионное уравнение для ТЕ-волн идеального градиентного волновода соотношение для $\varepsilon(\mathbf{y})$ и k_z и приравняв к нулю его мнимую часть, получим выражения для $\alpha_{\text{пог}}$:

$$\alpha_{\text{пог}} = \frac{1}{i} \left(k_0 \int_0^{y_t} \frac{\varepsilon''(y)}{\varepsilon'(y) - \gamma'^2} dy + \frac{\varepsilon''(0)}{\varepsilon'(0) - \varepsilon_1} \sqrt{\frac{\gamma'^2 - \varepsilon_1}{\varepsilon'(0) - \gamma'^2}} \right). \quad (3)$$

Таким образом, обе части поставленной задачи решены, и при известных параметрах градиентного волновода и σ , можно найти $\alpha_{\text{рас}}$ и $\alpha_{\text{пог}}$, а также суммарный коэффициент затухания α_m для любой моды.

3. ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА

Практический интерес представляет так же и обратная задача, т.е. определение $\epsilon''(0)$ и σ по известным величинам α_m и γ_m . Напомним, что общий коэффициент затухания определяется суммой коэффициентов рассеяния и поглощения. Первый из них (при заданных параметрах волновода, длине волны и номере моды) зависит только от σ , второй только от $\epsilon''(0)$. Поэтому α для моды с номером m можно представить в виде $\alpha_m = A_m \sigma^2 + B_m \epsilon''(0)$, где A_m и B_m постоянные коэффициенты, определяемые параметрами волновода, длиной волны и номером моды. Аналогично, выражение для α моды с номером $m+1$ примет вид $\alpha_{m+1} = A_{m+1} \sigma^2 + B_{m+1} \epsilon''(0)$. На практике значения коэффициентов A и B можно определить с высокой степенью точности по измеренным значениям γ_m . Следовательно, если измерить коэффициент затухания двух мод, то при известных значениях коэффициентов A и B , решая систему уравнений для α_m и α_{m+1} можно определить одновременно σ и $\epsilon''(0)$.

Предлагаемый метод одновременного определения среднеквадратичного отклонения шероховатости и комплексной диэлектрической проницаемости приповерхностной области имеет ряд существенных достоинств по сравнению с другими оптическими методами.

1. Высокая чувствительность измерения. Как показывают расчеты минимальное значение σ , которое может быть измерено данным методом составляет сотни пикометров.

2. Простота измерений. Для двух (или более) волноводных мод измеряются две величины: коэффициент фазового замедления и коэффициент затухания.

3. Возможность измерения не только σ , но мнимой части $\epsilon(\gamma)$ в приповерхностной области диэлектрика.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Для проведения экспериментальных исследований были выбраны градиентные волноводы, полученные методом ионного обмена (Ag^+) в

стекле от голографических пластин, так как в данном типе волноводов присутствует поглощение. Исследуемый волновод изготавливался по известной методике [6] при температуре 225⁰ С. В волноводе могли распространяться 4 моды ТЕ поляризации. На первом этапе, методом призмного вывода были измерены значения фазового замедления всех четырех мод, что позволило определить с высокой точностью профиль данного волновода $\epsilon'(y) = \epsilon'(0) - (\epsilon'(0) - \epsilon_3)\left(\frac{y}{h}\right)^2$ и его параметры: $\epsilon'(0) = 2.519$ и толщину волноводного слоя $h = 3.68$ мкм.

Далее, методом двух призм измерялись суммарные коэффициенты затухания α_m для каждой из четырех мод. Из решений систем двух уравнений для коэффициентов затухания различных пар мод, находились σ и $\epsilon''(0)$. Полученные значения этих величин и их средние значения представлены в таблице 1.

Таблица 1

Номера мод	σ [нм]	$\epsilon''(0) \cdot 10^{-5}$
1 - 2	7.51	4.10
1 - 3	7.22	4.15
1 - 4	6.88	4.21
2 - 3	6.98	4.43
2 - 4	6.71	4.59
3 - 4	6.49	5.03
Среднее значение	6.96 ± 0.55	4.42 ± 0.59

Видно, что для различных комбинаций номеров мод разброс найденных значений σ и $\epsilon''(0)$ порядка десяти процентов.

Для дополнительной проверки развитой теории и методики измерений был проведён отжиг исследуемого волновода (прогрев без источника Ag) при температуре $T = 225^0$ С и продолжительности 40 минут. Из физики процесса отжига следует, что шероховатость поверхности должна сохраниться. В то время как $\epsilon''(0)$ в процессе отжига должно уменьшаться, из-за уменьшения концентрации ионов серебра. После отжига был выполнен комплекс измерений и расчетов, аналогичных описанному выше. Новые значения σ и $\epsilon''(0)$ представлены в таблице 2.

Таблица 2

Номера мод	σ [нм]	$\epsilon''(0) \cdot 10^{-5}$
1 - 2	7.02	2.94
1 - 3	6.87	2.96
1 - 4	6.91	2.95
2 - 3	6.77	3.07
2 - 4	6.88	3.01
3 - 4	6.95	2.87
Среднее значение	6.90 ± 0.13	2.97 ± 0.10

Сформулированные выше предположения блестяще подтвердились, т.е. значение σ практически не изменилось, а $\epsilon''(0)$ уменьшилось. Следует обратить внимание, что после отжига точность определения σ и $\epsilon''(0)$ улучшилась в несколько раз: относительная ошибка порядка 2% и 3% соответственно, что свидетельствует о правильности принятых приближений.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложен и исследован довольно простой и обладающий высокой чувствительностью метод определения среднеквадратичного отклонения шероховатости поверхности и мнимой части диэлектрической проницаемости градиентных волноводов. Следует подчеркнуть, что при его реализации измеряется шероховатость не исходной поверхности, а поверхности, подвергнутой определенной обработке (диффузия, ионный обмен). В этом случае открывается возможность исследования влияния указанных технологий на свойства поверхности и приповерхностных слоёв.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Азарова В.В., Дмитриев В.Г., Лохов Ю.Н., Малицкий К.Н. Теория дифференциального и интегрального рассеяния лазерного излучения на поверхности диэлектрика с учётом наличия дефектного слоя // Квантовая электроника. 2001. Т.31. №8. С. 740-744.
2. Осовицкий А.Н., Тупанов Л.В. Характеристики волноводного метода измерения параметров шероховатости гладких поверхностей диэлектриков // Радиотехника и электроника. 2008. Т.53. №6. С. 706-714.

3. Osovitskiy A.N., Tchelyev A.P., Tcheremiskin I.V. Light scattering in a thin-film waveguide and surface roughness statistical characteristic determination // Proc. SPIE. 1993. V. 1932. P. 312-349.
4. Viljanen, Leppihalme, First European Conference on Integrated Optics, London 1981 (IEE Conf. Publ. No. 201) P.18-21.
5. Сычугов В.А., Чтыроки И. Распространение и преобразование световых волн в градиентных волноводах // Квантовая электроника. 1982. Т.9. №3. С.634-637.
6. Кучин А.А., Обрадович К.А. Оптические приборы для измерения шероховатости поверхности. Л.: Машиностроение, 1981. 197 с.
7. Унгер Х.-Г. Планарные и волоконные оптические волноводы. Под редакцией В.В. Шевченко. М.: Мир, 1980. 656 с.
8. Аникин В.И., Горобец А.П., Половинкин А.Н. Исследование распределения показателя преломления в плоских оптических волноводах, изготовленных с помощью твердотельной диффузии и ионного обмена // ЖТФ. 1978. Т.48. №4. С. 797-802.

МОДЕЛИРОВАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХСКОРОСТНЫХ МЕТЕОРИТНЫХ УДАРОВ

Е.С. Егоров

*Московский физико-технический институт
г. Долгопрудный, Институтский переулок 9
geniaegorov@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

Работа посвящена исследованию химической модификации вещества в сверхскоростном метеоритном ударе. Описывается лабораторная установка для моделирования плазменного факела близкого по характеристикам к тем, что возникают в естественных процессах сверхскоростного метеоритного удара. Приводятся результаты исследования изменения валентного состояния железа, при воздействии на вкрапления оливина $(\text{Mg,Fe})_2[\text{SiO}_4]$ наносекундным лазерным импульсом.

1. ВВЕДЕНИЕ

Объекты солнечной системы постоянно подвергаются воздействию ударных процессов со стороны метеоритов различной скорости и массы, что постоянно меняет облик поверхности планеты и ее геологию. Особый интерес вызывают сверхскоростные метеоритные удары, которые приводят к интенсивному нагреву вещества в зоне раздела и образованию высокотемпературной плазменной среды. Температура плазмы в этой области может достигать 10^5 - 10^6 К при давлении в 10^6 атмосфер [1]. При этом взрывоподобный разлет образованной среды образует плазменный факел.

Интерес к исследованию ударных явлений, следы которых в настоящее время сохранились в земной коре, во многом обусловлен тем, что они могут служить природной моделью тех процессов, которые происходили на ранних этапах формирования Земли, когда интенсивная метеоритная бомбардировка являлась одним из важных факторов формирования планеты.

Данная работа посвящена экспериментальному воспроизведению в лабораторных условиях продуктов импактных процессов и их изучению. В частности, исследованию изменения валентного состояния железа, при воздействии на вкрапления оливина $(\text{Mg,Fe})_2[\text{SiO}_4]$ наносекундным лазерным импульсом. Интерес в исследовании именно железа обусловлен тем,

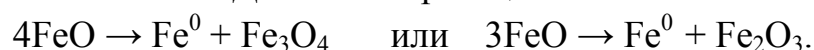
что железо – один из самых распространённых элементов в Солнечной системе, особенно на планетах земной группы, в частности, на Земле. Важнейшая геохимическая особенность железа – наличие у него нескольких степеней окисления. По кристаллохимическим свойствам ион Fe^{2+} близок к ионам Mg^{2+} и Ca^{2+} – другим главным элементам, составляющим значительную часть всех земных пород. В силу кристаллохимического сходства железо замещает магний и, частично, кальций во многих силикатах. При этом содержание железа в минералах переменного состава обычно увеличивается с уменьшением температуры.

Таким образом, встаёт вопрос о механизмах и процессах, при которых происходит образование металлического железа Fe^0 .

Время и условия образования металлической фазы в связи с проблемами образования ядер планет и окисленного состояния железа в мантии являются актуальными вопросами современной космохимии и планетологии.

2. ОБЗОР РАБОТ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ ИЗМЕНЕНИЯ ВАЛЕНТНОГО СОСТАВА ЖЕЛЕЗА

В последнее время в качестве одного из механизмов образования металлического железа всё большее внимание исследователей привлекает реакция диспропорционирования вюстита. В реакции диспропорционирования одновременно образуются соединения, в которых элемент находится в более окисленном и более восстановленном состоянии по сравнению с первоначальным состоянием. Для железа реакцию можно записать как:



В результате реакции образуется металлическая форма железа Fe^0 и окисленная форма Fe^{3+} в соотношении $\text{Fe}^{3+}/\text{Fe}^0=2$. Следует заметить, что образование металлического железа не сопровождается выделением свободного кислорода, а полностью связывается трёхвалентным железом.

Реакция диспропорционирования экспериментально изучена в области высоких статических давлений, то есть в условиях характерных для мантии, где она, предположительно, играет заметную роль в геохимии Земли. В 80-е годы в работах А.Е. Рингвуда, О.Л. Кускова и Н.И. Хитарова [2,3] указывалось, что реакция диспропорционирования может иметь место при высоких давлениях, если разложение вюстита приводит к образованию плотных фаз $\epsilon\text{-Fe}^0$ и магнетита. Несколькими годами ранее протекание этой реакции было описано в экспериментах Х. Мао и П. Белла при давле-

ниях, превышающих 100 кбар [4]. Интерпретация последствий разложения вюстита в условиях мантии привела ряд авторов к представлениям о переносе при конвективном движении в мантии образующегося Fe^0 в ядро, что увеличивало его массу, а образующееся Fe^{3+} , со связанным с ним кислородом, вносилось в верхнюю мантию, что повышало фугитивность кислорода верхних геосфер Земли [5].

Первые эксперименты, по исследованию возможности изменения валентного состава железа при импактных процессах были выполнены сотрудниками ИГЕМ РАН в 2007 году [6]. Эта работа была выполнена на лазере, с длиной импульса 10^{-3} сек. Характерная температура на образце равнялась 3000-4000 К.

В данной работе был произведён эксперимент, показывающий возможность протекания реакции диспропорционирования в иных, так сказать, «немантийных» условиях, а именно, в условиях ударного процесса.

2.1. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Для моделирования сверхскоростного метеоритного удара был использован метод лазерного моделирования, так как только он позволяет достичь необходимой плотности мощности. В условиях лаборатории близкий к природному плазменный факел можно получить при использовании лазера работающего в режиме импульсной добротности при плотности мощности в пределах от 10^9 до 10^{12} Вт/см². Для создания достаточной мощности лазерный пучок фокусировался на поверхность исследуемого образца. При ударе лазерного пучка по поверхности образца происходило образование плазменного факела. Выброс вещества конденсировался на никелевой фольге, закреплённой под небольшим углом перед образцом. Исходные образцы представляли собой спилы силикатных пород, в состав которых входили андезит, оливин и плагиоклаз. Эксперимент проводился на лазерной установке «Сатурн» (рис. 1) на фосфатном стекле. Установка представляет собой многокаскадную систему усиления импульса от задающего генератора. Задающим генератором является оптический резонатор с активной модуляцией добротности и селекцией продольных мод. Он генерирует импульсы длительностью $\tau = 30$ нс и длиной волны $\lambda = 1054$ нм.

Канал усиления наносекундного импульса состоит из пяти последовательно установленных усилителей. Активной средой в них является фосфатное стекло, насыщенное ионами неодима. Каждый усилитель состоит

из стержня активной среды, отражателей и ламп накачки, помещенных вместе в металлическом корпусе, и системы охлаждения.

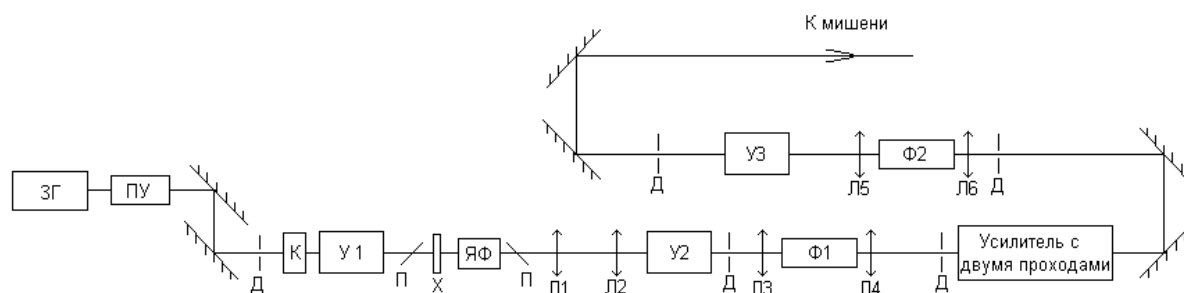


Рис. 1. Схема установки «Сатурн»: ЗГ – задающий генератор, ПУ – квантрон предусиления, К – фазовращающий кварц, У1, У2, У3 – усилители Ø 10мм, 20мм, 45мм ЯФ – ячейка Фарадея, Л1, Л2, Л3, Л4, Л5, Л6 – линзы пространственных фильтров, Ф1, Ф2 – пространственные фильтры, Д – диафрагмы, П – поляризаторы

Импульс от задающего генератора (ЗГ) проходит через предусилительный квантрон (ПУ) и попадает на первый усилитель (У1) с диаметром неодимового стержня 10 мм. Диафрагмы (Д) задают рабочую ось системы. Вышедшее из генератора излучение имеет поляризацию перпендикулярную плоскости рисунка. Кварцевая пластинка (К) поворачивает плоскость поляризации так, что излучение оказывается поляризованным в плоскости рисунка, после этого излучение проходит через ячейку Фарадея ЯФ и систему поляризаторов. Эти элементы не пускают отраженное излучение обратно в задающий генератор, так как это может его разрушить. Поляризаторы установлены так, что пропускают излучение с поляризацией в плоскости рисунка. Пластинка (Х) поворачивает плоскость поляризации на 45° . Ячейка Фарадея делает то же самое, но направление вращения зависит от направления распространения излучения. Таким образом, при прямом проходе на выходе из ячейки излучение имеет такую же поляризацию, какая была до первого поляризатора, а при обратном проходе излучение поляризовано перпендикулярно плоскости рисунка и выбрасывается первым поляризатором из системы.

Линзы Л1 и Л2 образуют телескоп, так что размер пучка перед усилителем У2, диаметр неодимового стержня которого 20 мм, ~ 15 мм. Линзы Л3 и Л4 образуют телескоп с двойным увеличением, и диаметр пучка на входе в двухпроходный усилитель ~ 30 мм. Между ними находится вакуумированный пространственный фильтр (Ф1), так как после У2 излучение уже достаточно мощное и в воздухе, в каустике фокусировки может

возникнуть пробой. Далее излучение попадает в усилитель с двумя проходами. Линзы Л5 и Л6, между которыми установлен фильтр Ф2, образуют еще один телескоп. После усилителя У3, диаметр неодимового стержня которого 45 мм, излучение двумя зеркалами отправляется к мишени.

Для того чтобы исключить окислительно-восстановительные процессы при испарении, образец помещается в вакуумную камеру, откачиваемую форвакуумным насосом. Откачка производится до 10^{-4} торр. Объем камеры 1250 дм³.

За одну серию эксперимента производились выстрелы по нескольким вкраплениям оливина. Для этого образец закреплялся на горизонтальной подвижке, со встроенным мотором и внешним пультом управления, что позволило увеличить количество выстрелов, тем самым увеличив плотность напыления на фольгу, размеры которой 4 на 2 см.

2.2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

В результате эксперимента получены образцы фольги с напылениями испарений с разных мишеней:

1. Выстрелы производились по двум зёрнам оливина, в каждое по 5 выстрелов. Средняя энергия импульса 5 Дж. Расстояние до фольги 4,5 см. Источником возбуждения фотоэлектронов служило монохроматическое излучение алюминия.

2. Выстрелы производились по вмещающей породе плагиокласса по 2 точкам по 6-7 выстрелов в каждую. Средняя энергия импульса была 4,8 Дж. Расстояние до фольги 4 см.

В результате анализа кратеров (рис. 2), полученных в 1 пункте, оценили среднюю температуру плазмы $T_0 \approx 4,5 \text{ эВ} \approx 50\,000 \text{ К}$.

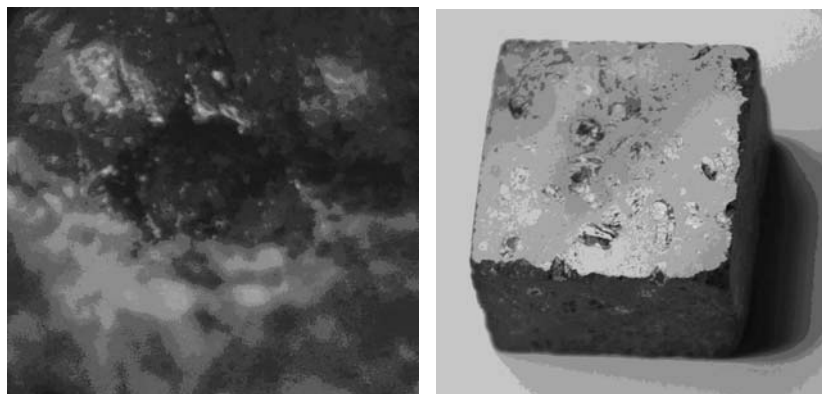


Рис. 2. Фотография образца и получившегося кратера при абляции вещества мишени

Конденсатная пленка, сформированная на фольге, исследовалась в геометрии отражения и просвечивания на электронном микроскопе Центра нанотехнологий МФТИ, а так же в ИГЕМ РАН была проведена рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия (на спектрометре ESCA-5950 Hewlett-Packard) кратеров в зернах оливина (глубина травления 0 и 50 ангстрем).

Полученные результаты рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии приведены в таблицах 1 и 2.

Таблица 1.

Глубина травления 0 ангстрем

Элемент, Линия	Энергия Связи, eV	Интенсивность Имп/сек	Концентрация Ат. %	Соединение
C ₁ 1s	284.46	1.6 10 ⁵	39.9	C ⁰
C ₂ 1s	286.44	5.1 10 ⁴	12.7	C ⁰
C ₃ 1s	288.59	1.6 10 ⁴	4.0	C ⁰
O 1s	531.53	2.8 10 ⁵	26.4	C ⁰
Mg 2p	50.62	1.2 10 ⁴	6.2	(Mg,Fe)SiO ₃
Si 2p	102.57	3.1 10 ⁴	7.2	(Mg,Fe)SiO ₃
Fe ₁ 2p ^{3/2}	707.06	4.5 10 ⁴	1.4	Fe ⁰
Fe ₂ 2p ^{3/2}	710.80	2.7 10 ⁴	0.9	(Mg,Fe)SiO ₃
Fe ₃ 2p ^{3/2}	712.37	4.4 10 ⁴	1.3	Fe ₂ O ₃

Таблица 2.

Глубина травления 50Å

Элемент, Линия	Энергия Связи, eV	Интенсивность Имп/сек	Концентрация Ат. %	Соединение
C 1s	284.52	3.6 10 ⁴	13.5	C ⁰
O 1s	531.49	2.8 10 ⁵	39.7	C ⁰
Mg 2s	89.13	2.5 10 ⁴	9.4	(Mg,Fe)SiO ₃
Si ₁ 2p	99.11	1.3 10 ⁴	4.5	Si ⁰
Si ₂ 2p	102.52	3.1 10 ⁴	12.1	(Mg,Fe)SiO ₃
Fe ₁ 2p ^{3/2}	706.92	2.2 10 ⁵	10.3	Fe ⁰
Fe ₂ 2p ^{3/2}	710.83	7.4 10 ⁴	3.5	(Mg,Fe)SiO ₃
Fe ₃ 2p ^{3/2}	712.44	1.5 10 ⁵	7.0	Fe ₂ O ₃

При травлении до 100Å регистрируется лишь сигнал Ni.

Как и ожидалось, получили металлическое железо Fe⁰, которого не было в исходном образце. Концентрация Fe⁰ увеличивается в направлении

вглубь травления. Это можно объяснить следующим образом: FeO разлагается по схеме $\text{FeO} \longrightarrow \text{Fe}^0 + \text{O}$ с выделением свободного кислорода в газовую фазу. В результате рекомбинационных процессов свободный кислород может взаимодействовать с FeO по схеме $2\text{FeO} + \text{O} \longrightarrow \text{Fe}_2\text{O}_3$. Такая упрощенная схема в итоге обеспечивает диспропорционирование FeO на нуль- и трехвалентное железо.

Таким образом, исходя из полученных результатов, в частности, из того, что при анализе обнаружено присутствие, как нуль-валентного железа, так и восстановленных форм Si^0 , можно сделать вывод, что реакция диспропорционирования в данном случае имела место.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате эксперимента подобраны параметры лазерного воздействия, позволяющие изменять физические характеристики плазменного факела, максимально приближая их к тем, что возникают в процессах сверхскоростного метеоритного удара.

Изучены продукты импактных процессов, в частности, исследована морфология плёнки полученной при абляции вещества мишени. Проведены анализы элементного состава как для оливина, так и для включающего его плагиоклаза. С помощью анализа методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии обнаружено присутствие, как нуль-валентного железа, так и восстановленных форм Si^0 , что подтверждает наличие реакции диспропорционирования при сверхскоростном метеоритном ударе.

Планируется продолжение данной серии экспериментов. Необходимо накопление большего количества экспериментальных данных по различным образцам с изменением мощности импульса, фокусировки, расстояния до фольги. При помощи рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии предполагается обнаружение трехвалентного железа, связанного с реакцией диспропорционирования. Также планируется исследования химического состава осажденного сконденсированного вещества с помощью метода нарушенного полного внутреннего отражения. Данные исследования помогут лучше понять процесс начального формирования космических тел: как их морфологию, так и элементный состав.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Манагадзе Г.Г. Плазма метеоритного удара и добиологическая эволюция. Москва: Физматлит, 2009. 350 с.
2. Рингвуд А.Е. Происхождение Земли и Луны. М.: Недра, 1982. 293 с.
3. Кусков О.Л., Хитаров Н.И. Термодинамика и геохимия ядра и мантии Земли. М.: Недра, 1982. 278 с.
4. Кадик А.А. Режим летучести кислорода в верхней мантии как отражение химической дифференциации планетарного вещества // Геохимия. 2006. № 1. С. 63-79.
5. Frost D.J., Liebske C., Langenhorst F. et al. Experimental evidence for the existence of iron-rich metal in the Earth's lower mantle // Nature. 2004. V. 428. № 6981. P. 409-412.
6. Яковлев О.И., Диков Ю.П., Герасимов М.В. Эффект реакции диспропорционирования двухвалентного железа при ударно-испарительных процессах // Геохимия № 2, Февраль 2009, С. 141-149.

ФОТОХРОМНЫЕ СВОЙСТВА ПЕРИНАФТТИОИНДИГО

А.Н. Ембулаев, А.Е. Бужан, С.Р. Ахметзянова

*Самарский государственный университет
443011, г. Самара, ул. Ак. Павлова, д.1)
Leshka_9008@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

В работе изучено влияние условий освещения, вязкости среды, времени воздействия излучения на кинетические и спектральные характеристики перинафттиоиндиго.

Среди разнообразных явлений, происходящих в веществе под действием света, фотохромизм представляет особый интерес.

Фотохромный эффект десятков сотен веществ неорганического и биологического происхождения характеризуется возможностью появления или изменения окраски веществ (систем) непосредственно под действием света и воспроизводимостью на одном и том же объекте; он обусловлен как правило, обратимыми перестройками веществ на молекулярном уровне.

Эти особенности эффекта послужили причиной повышенного интереса к фотохромным материалам в плане их практического использования.

Целью данной работы было:

1. Исследовать влияние концентрации раствора на время прямого и обратного перехода раствора ПНТИ;
2. Исследовать изменение оптической плотности в зависимости от времени при ступенчатом воздействии излучения;
3. Исследовать изменение глубины модуляции в зависимости от интенсивности.

Фотоизомеризацией называют такой тип реакций, когда в результате поглощения фотона происходит поворот одной группы атомов по отношению к другой или иное изменение геометрической конфигурации атомов. Перинафттиоиндиго – наиболее характерный представитель тиоиндигоидных красителей. Процесс транс-цис- фотоизомеризации ПНТИ можно схематично изобразить следующим образом рис. 1.

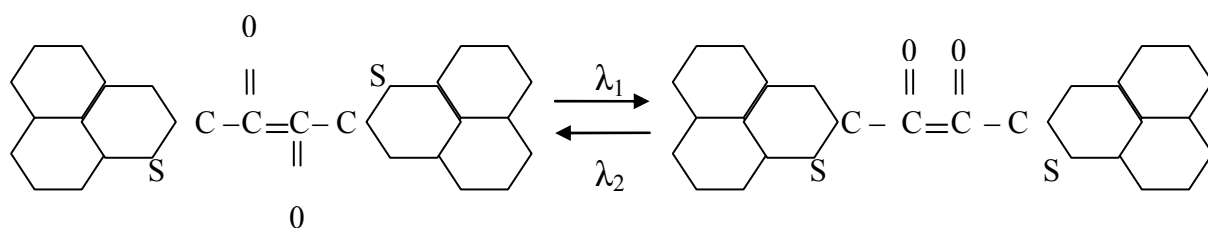


Рис. 1 Транс- и цис-формы ПНТИ.

Особенностью перинафттиондиго является то, что спектры поглощения транс- и цис-форм далеко разнесены, почти не перекрываются, и возможен полный количественный переход из одной формы в другую. Транс-форме красителя соответствует полоса с максимумом $\lambda=624$ нм., а цис-форме- полоса с максимумом при $\lambda=502$ нм.

В работе в качестве объектов исследования использовался раствор ПНТИ в ДМСО с различными концентрациями. Для изучения спектральных и кинетических характеристик использовалась установка на основе спектрографа ИСП-51 (рис.2).

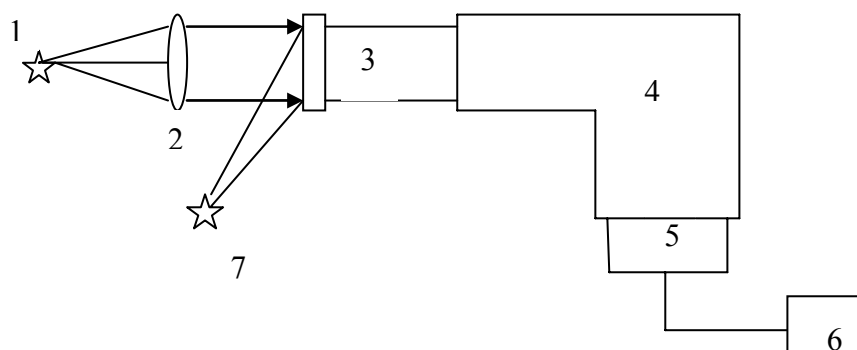


Рис.2. Схема экспериментальной установки

Свет от лампы накаливания 1 проходил через образец 3 и направлялся на входную щель монохроматора 4. На выходе монохроматора помещался фотоэлектронный умножитель 5, сигнал с которого поступал на самопи-сец 6. Для осуществления реакции фотоизомеризации использовали дополнительный источник 7. В качестве последнего использовали либо лазер, либо лампа накаливания со светофильтром. Транс–цис– переход осуществляли с помощью излучения красного диапазона (освещенность $1,44$ Вт/м²), выделяемого фильтром КС–10, а цис–транс– переход – фильтром СЗС–22 (освещенность $2,56$ Вт/м²).

Для контроля спектры пропускания регистрировались с помощью спектрофотометра Spocol 1300. Точность измерения оптической плотности составляет 0.004; точность измерения длин волн 1 нм.

На рисунках 3,4 приведены графики зависимости оптической плотности от времени для транс-цис- и цис-транс- перехода в зависимости от концентрации раствора ПНТИ. Оказалось, что время прямого и обратного перехода не зависит от концентрации раствора. При воздействии излучения красной области спектра на краситель, который находится в форме А, оптическая плотность максимума полосы поглощения λ_A^{\max} уменьшается примерно по экспоненциальному закону и достигнув некоторого значения при дальнейшем воздействии излучения этой длины волны оптическая плотность не изменяется (рис.2). Это свидетельствует о переходе всех молекул красителя из формы А в форму В. При обратном переходе оптическая плотность максимума полосы поглощения формы В (λ_B^{\max}) также увеличивается практически по экспоненциальному закону и при достижении определенного значения не изменяется при дальнейшем воздействии этой длины волны, т. е. все молекулы формы В вернулись обратно в форму А (рис.4).

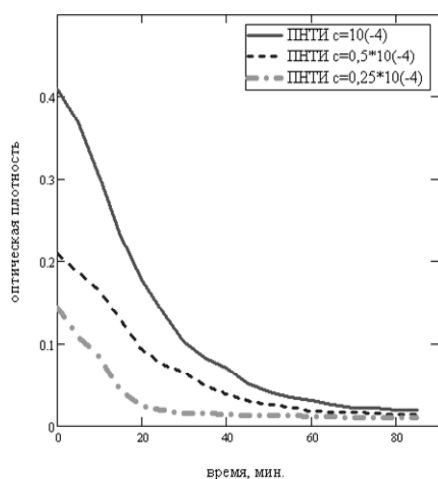


Рис. 3. График зависимости оптической плотности для транс-цис- перехода в зависимости от концентрации

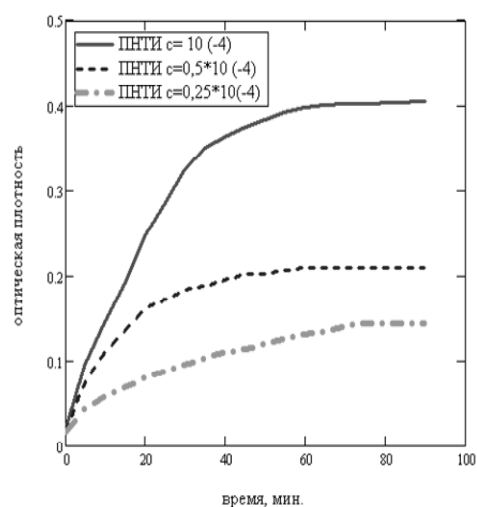


Рис.4. График зависимости оптической плотности для цис-транс- перехода в зависимости от концентрации

Как правило, фотохромные вещества используются для изучения процессов, протекающих в реальном времени. На рис. 5,6 приведены графики зависимости оптической плотности от времени формы А при ступенчатом воздействии излучения. В этом случае на ПНТИ воздействовали в течение

времени $t_1=20$ минут излучением красного диапазона, а затем $t_2=5$ минут сине-зеленого диапазона. В дальнейшем режим засветки повторялся. Как видно из рисунка 5(2), 6(2) поведение оптической плотности повторяет режим засветки, однако при $t_1=20$ и $t_2=5$ минут видно, что с течением времени отношение между D_1 и D_2 падает: $D_2/D_1 = 3.71; 1.44; 1.06$. Подбирая соотношение между t_1 и t_2 , можно добиться того, что отношение D_2 и D_1 остается неизменным, а оптическая плотность $D_1(D_2)$ не меняется в процессе засветки (рис.5(1), 6(3)). Из рисунка видно, что отношение оптической плотности на всех трех участках остается неизменной:

$$\left(\frac{D_2}{D_1}\right)_{1\text{уч.}} = \left(\frac{D_2}{D_1}\right)_{2\text{уч.}} = \left(\frac{D_2}{D_1}\right)_{3\text{уч.}} = 1.$$

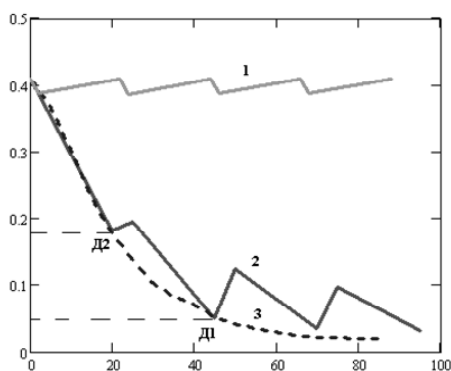


Рис. 5 График зависимости оптической плотности от времени для транс-цис перехода в зависимости от времени 1 — $t_{кр} = 2$ мин и $t_{син} = 20$ мин; 2 — $t_{кр} = 20$ мин и $t_{син} = 5$ мин; 3 — ПНТИ 10^{-4} .

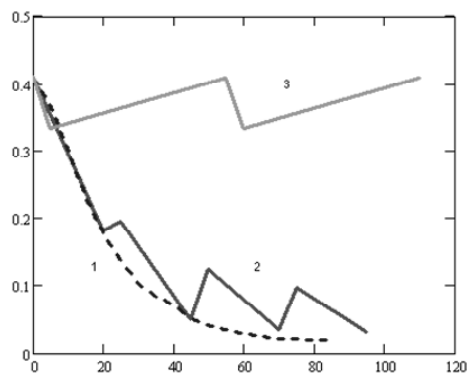


Рис.6 График зависимости оптической плотности от времени для транс-цис перехода в зависимости от времени 1 — ПНТИ 10^{-4} ; 2 — $t_{кр} = 20$ мин и $t_{син} = 5$ мин; 3 — $t_{кр} = 5$ мин и $t_{син} = 50$ мин.

Как видно, можно добиться того, что обратимые превращения А в В и В в А будут происходить практически с любой периодичностью и на любом уровне поглощения. Уменьшая интенсивность красного излучения I_2 с помощью фильтров в 70–1500 раз, и подбирая соотношения между временами засветки t_1 и t_2 , (t_1 — время, в течение которого мы воздействуем на образец, уменьшая интенсивность излучения с помощью фильтра; t_2 — время действия излучения на образец без фильтра), можно вновь добиться того, что оптическая плотность не меняется в процессе засветки.

В работе также проводились исследования влияния добавок уксусной и муравьиной кислоты на кинетику прямого и обратного перехода. Установлено, что добавление кислоты увеличивает процесс фотоизомеризации.

Введение кислоты приводит к образованию дополнительных связей между ПНТИ и кислотой (по видимому водородной связи), что и ускоряет процесс механизма вращения. Этот вывод подтверждается коротковолновым сдвигом полосы поглощения.

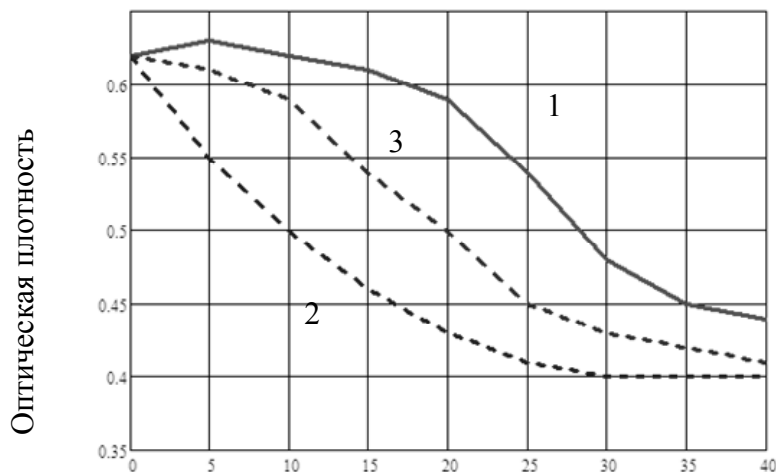


Рис. 7. Кинетические кривые ПНТИ в ДМСО с добавлением ОЭЦ, при освещении в центр кюветы. 1 – ПНТИ + ОЭЦ + кислота; 2 – ПНТИ + ОЭЦ; 3 – ПНТИ + 2ОЭЦ

Подвижность молекул в регистрирующих средах влияет на стабильность характеристик при записи информации. Поэтому важно исследовать влияние диффузии молекул красителя на кинетические характеристики.

При постепенном добавлении в раствор ПНТИ полимера оксиэтилцеллюлозы (ОЭЦ) процесс изомеризации вначале замедляется, а затем протекает также, как в растворе.

Если освещать кювету узким пучком, то скорость изомеризации замедляется при освещении в край кюветы, и практически не изменяется при освещении сверху. Скорость изомеризации возрастает при уменьшении концентрации полимера, то есть при уменьшении вязкости среды.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных исследований можно сделать вывод, что условия облучения и вязкость среды влияют на время прямого и обратного превращения, что можно использовать для изменения параметров записи и хранения информации.

ЛАЗЕРНЫЙ СИНТЕЗ КЕРАМОПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ МОДИФИЦИРОВАННОГО ПОЛИВИНИЛИДЕНФТОРИДА

Д.О. Захарова, И.И. Журавлева, Е.Ю. Тарасова*

*Самарский государственный университет
(443011, г. Самара, ул. Академика Павлова, 1);*

** Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН
dasha1404@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

Исследованы процессы формирования керамополимерных компози- тов на основе модифицированного поливинилиденфторида (ПВДФ-2М) в качестве связующего и ЦТС керамики в качестве наполнителя при обра- ботке порошковых композиций излучением CO₂-лазером. Определены технологические режимы лазерного синтеза керамопластов, изучены про- цессы лазерной деструкции полимера ПВДФ-2М.

1. ВВЕДЕНИЕ

Пьезокомпози́ты используются в тех случаях, когда традиционные пьезоэлектрики не обеспечивают необходимых эксплуатационных харак- теристик акустоэлектронных устройств.

Преимущество композиционных материалов заключается в возмож- ности оптимизации механических и электрофизических свойств выбором исходных компонентов и расположением фаз [1].

Перспективными материалами для акустоэлектроники являются кера- мополимерные композиты (КПК), имеющие существенно меньшую, чем у пьезокерамики, плотность и высокие пьезоэлектрические характеристики за счет синергетических эффектов взаимодействия пьезокерамики и пьезо- полимера [2]. Однако традиционными методами – экструзией или горячим прессованием – изготовить композит требуемой структуры не всегда воз- можно. В качестве альтернативы традиционным методам предлагается ме- тод селективного лазерного спекания [3].

Цель настоящей работы – изучение возможности синтеза КПК на ос- нове пьезополимера ПВДФ-2М излучением CO₂-лазера и исследование влияния лазерного нагрева на структуру и процессы деструкции полимера.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исходным материалом для синтеза КПК служили смеси порошков фторсодержащего полимера ПВДФ-2М и керамики марки ЦТС-19М в соотношении 1:1 по массе.

Перед лазерным спеканием керамополимерную порошковую смесь прессовали на ручном гидравлическом прессе при давлении 50 кгс/см^2 в пластинки размером $30 \times 60 \times 0,4 \text{ мм}$.

Лазерная обработка проводилась на лазерно-технологическом комплексе LSL, включающем CO_2 -лазер (длина волны $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$) и систему сканирования лазерного пучка, управляемую от компьютера. Для определения технологических режимов спекания варьировали мощность лазерного излучения (ЛИ) в диапазоне 8 – 21 Вт, скорость сканирования – от 3,3 до 133,3 мм/с при постоянном диаметре пятна ЛИ для каждого значения мощности. Для описания технологического процесса лазерной обработки материалов использовали составные характеристики – плотность мощности ЛИ (q , Вт/мм²) и время воздействия ЛИ (τ , сек).

Измерялись плотность (ГОСТ 891-78) и пористость композита (ГОСТ26450.1-85) – характеристики, от которых зависит акустическое согласование пьезоэлемента со средой. Влияние ЛИ на структурообразование и деструкцию полимера определяли по параметрам сетки сшитого полимера и характеристической вязкости раствора ПВДФ.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Первичный анализ показал, что при обработке ЛИ образцы практически не подвергались контракции; были достаточно гибкими, поверхность – гладкой и однородной по цвету. Остатки не спеченного материала легко удалялись с поверхности. При высоких значениях мощности образцы подвергались деструкции, при низких – практически не спекались. «Коридор» возможного спекания образцов показан на рис. 1.

В области III на всех спеченных образцах появлялись дорожки со следами обугливания полимера. В области I спеченный материал не удавалось отделить от не спеченного слоя. В области II деструкция визуально не наблюдалась; образцы сохраняли свой цвет, были достаточно прочные и гибкие. Поскольку область II просматривается достаточно четко, были определены координаты возможного «коридора» спекания: $0,55 < q < 0,41$ при $0,06 < \tau < 0,11 \text{ сек}$.

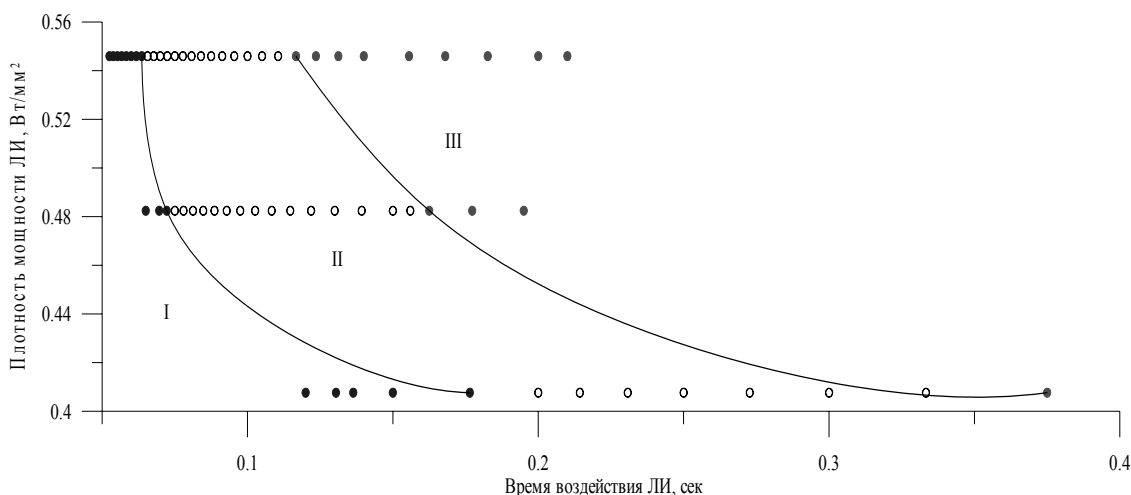


Рис. 1. Область технологических режимов спекания КПК на CO₂-лазере: I – область, где образцы не спекаются; II – область спекания; III – область деструкции полимера

Для дальнейшего изучения влияния ЛИ на структуру полимера для каждого значения мощности ЛИ в области II были выбраны пять значений скорости сканирования.

Важнейшим показателем качества спекания является плотность композиционного материала. Лучшими принято считать те условия обработки, при которых наблюдается наибольшее увеличение плотности, хотя в конкретных акустических приложениях может требоваться и определенное (не обязательно максимально возможное) значение плотности.

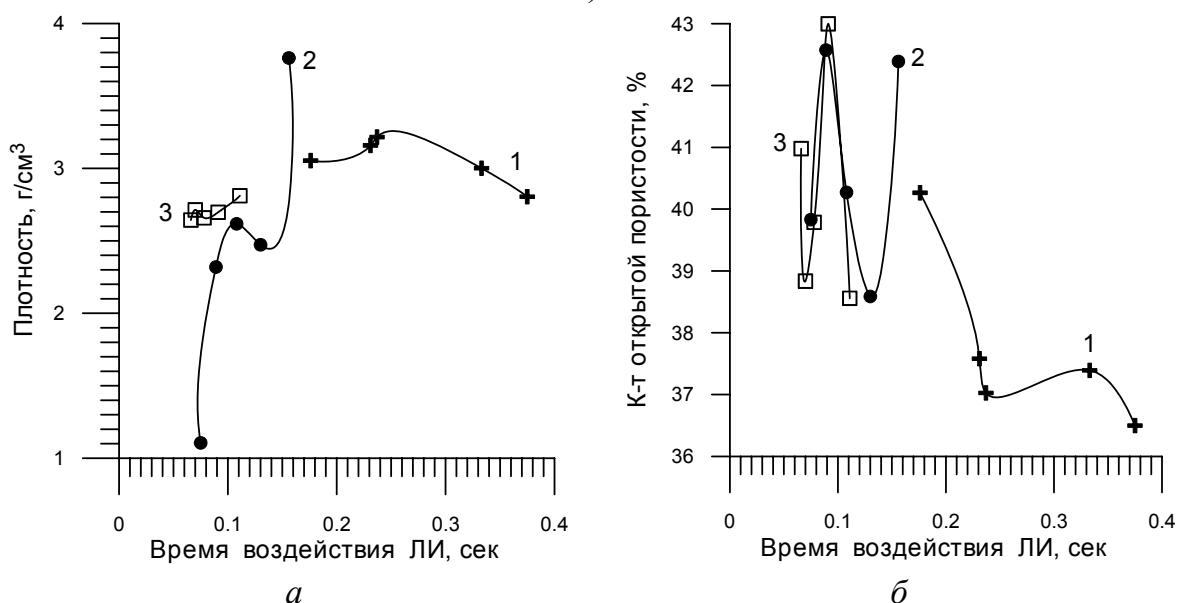


Рис. 2. Изменение плотности (а) и пористости (б) образцов в зависимости от времени воздействия ЛИ при мощностях 8 Вт (1), 16 Вт (2), 21 Вт (3)

Как показали результаты исследований (рис. 2а), зависимость плотности от времени воздействия ЛИ неоднозначна. Видно, что наибольшая плотность наблюдается при мощности 16 Вт ($q = 48 \text{ Вт/мм}^2$, $\tau = 0,16 \text{ сек}$); при 8 Вт и 21 Вт плотность спеченных образцов несколько ниже и сравнима между собой (в пределах ошибки).

Сопоставляя изменение пористости образцов при различных режимах обработки (рис. 2б) с изменением плотности этих же образцов, можно видеть, что в целом между ними наблюдается корреляция. Так, наименьшая пористость наблюдается при $P = 8 \text{ Вт}$ и соответствует сравнительно высокой плотности образцов. Однако изменение этих характеристик не всегда происходит согласованно: наибольшая пористость, как и самая высокая плотность, достигается при обработке ЛИ мощностью 16 Вт и 21 Вт. Возможно, при данных значениях мощности с увеличением плотности теплового потока возрастает вероятность побочных процессов.

Известно, что при термической деструкции фторсодержащих полимеров могут происходить процессы внутримолекулярного дегидрофторирования, приводящие к образованию в полимерной цепи сопряженных двойных связей [4]. В дальнейшем это вызывает структурирование с образованием трехмерных неплавких и нерастворимых соединений. Для оценки степени структурирования полимерного материала были определены структурные параметры сетки и содержание остаточного («живого») полимера в спеченных образцах методом экстракции на аппаратах Сокслета. Степень структурирования оценивали по величине гель-фракции (рис. 3).

Установлено, что при $P = 8 \text{ Вт}$ максимум содержания гель-фракции достигается в течение $9,7 \cdot 10^{-2} \text{ с}$, при 16 Вт – через $5,5 \cdot 10^{-2} \text{ с}$, а при 21 Вт – через $3,3 \cdot 10^{-2} \text{ с}$. Следовательно, скорость структурирования с увеличением мощности ЛИ возрастает, как и максимальное содержание гель-фракции, которое смещается в область меньшей продолжительности процесса, отличаясь в каждом случае на 3 – 5 %.

Дальнейшее увеличение времени воздействия при 8 Вт и 16 Вт приводит к резкому снижению содержания гель-фракции. По-видимому, на процессы структурирования начинают накладываться процессы деструкции, что подтверждается данными вискозиметрии (рис. 4). Режимы обработки мощностью 21 Вт при $\tau > 0,11$ находятся в области III «коридора» спекания, где процессы фотохимической и термоокислительной деструкции яв-

ляются преобладающими. Поэтому данная область не представляет практического интереса.

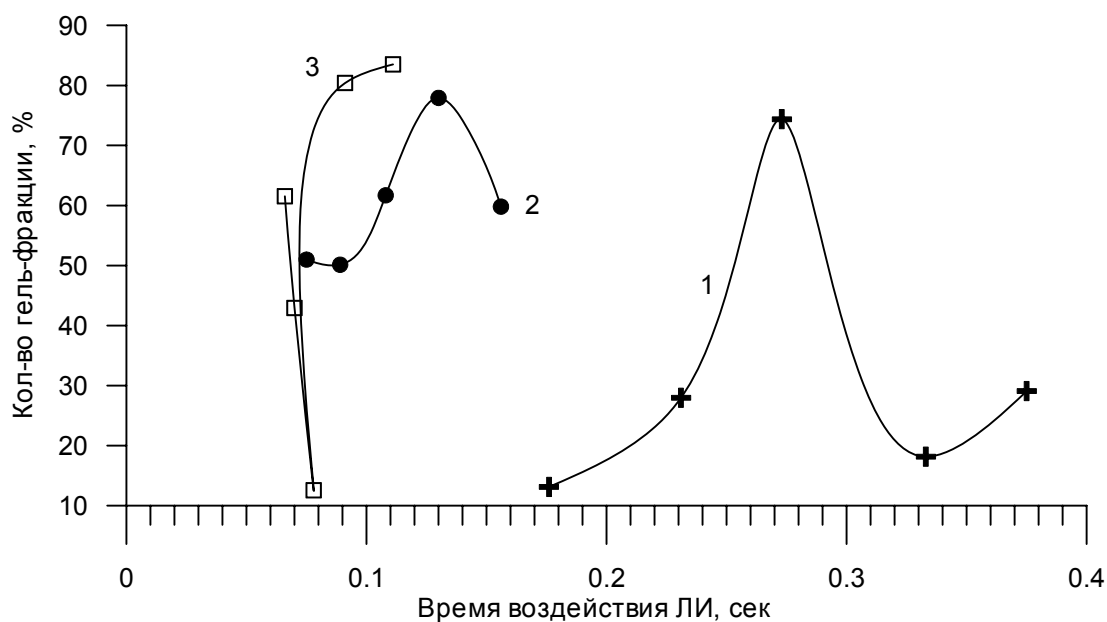


Рис. 3. Изменение гель-фракции образцов в зависимости от времени воздействия ЛИ при мощностях 8 Вт (1), 16 Вт (2), 21 Вт (3)

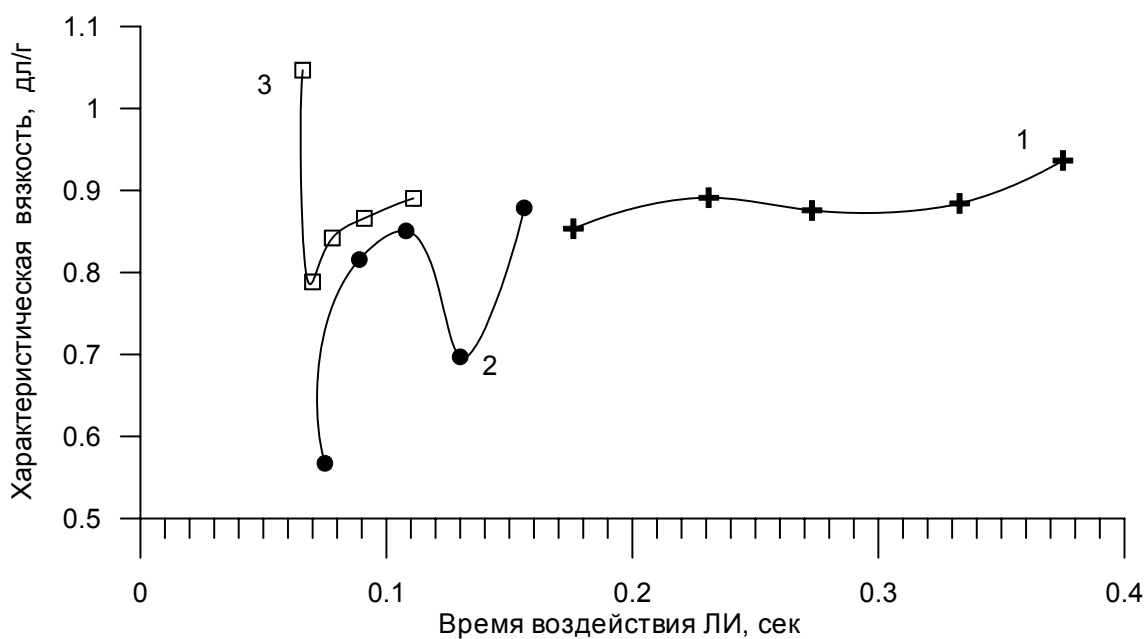


Рис. 5. Изменение характеристической вязкости образцов в зависимости от времени воздействия ЛИ при мощностях 8 Вт (1), 16 Вт (2), 21 Вт (3)

О процессах деструкции, протекающих в полимерном материале при лазерном воздействии, свидетельствуют результаты измерения средневязкостной молекулярной массы остаточного полимера [5]. Вискозиметриче-

ские исследования проводили при температуре $25 \pm 0,1$ °С. В качестве растворителя был выбран ДМФА, обладающий наилучшей растворяющей способностью по отношению к ПВДФ-2М.

Как видно из рисунка 4 при $P = 8$ Вт диапазон изменений молекулярной массы в 4 раза меньше, чем при $P = 16$ Вт. Минимальная молекулярная масса (и максимальная термоокислительная деструкция) соответствует $P = 16$ Вт при $\tau = 0,075$ сек. Поскольку степень структурирования при данном режиме также достаточно высока, он очевидно не подходит для синтеза КПК. При $P = 21$ Вт достигается самое высокое значение характеристической вязкости при наименьшем времени воздействия ($\tau = 0,066$ сек), когда вероятность всех побочных процессов минимальна. Однако этот режим также нельзя считать благоприятным, так как пористость и степень сшитости спеченных образцов в этом случае наибольшие.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показана возможность получения керамополимерных композитов на основе ПВДФ-2М методом лазерной обработки спрессованной порошковой композиции, определен «коридор» технологических режимов, при которых спекание не сопровождается явной деструкцией полимера.

Определены зависимости плотности и пористости спеченных композитов от режима лазерного воздействия.

Исследованы процессы структурирования и термоокислительной деструкции полимера под действием лазерного излучения. Установлено, что скорость структурирования возрастает с увеличением мощности ЛИ. Наиболее стабильно процессы спекания протекают при мощности ЛИ $P = 8$ Вт.

Таким образом, в использованном диапазоне режимов мощность ЛИ $P = 8$ Вт является предпочтительной для изготовления КПК.

Для окончательного определения оптимального режима синтеза КПК необходимо провести механические испытания и определить электрофизические характеристики материала.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Tresslera J.F., Alkoya S., Doganb A., Newnhama R.E. Functional composites for sensors, actuators and transducers // Composites: Part A. 1999. V.30. P.477–482.

2. Трифонов И.А., Нестеренко П.С. Статическая пьезочувствительность композиции, содержащей крупнозернистый сегнетокерамический наполнитель // Пластмассы. 1988. № 6. С. 34–41.

3. Тарасова Е.Ю., Шишковский И.В., Петров А.Л. Функционально-градиентные пьезокомпозиты на основе ЦТС – керамики, синтезируемые методом послойного селективного лазерного спекания // Вопросы материаловедения. 2002. № 1 (29). С. 409-415.

4. Паншин Ю.А., Малкевич С.Г. Фторопласты. Л.: Химия, 1978. 232 с.

5. Мадорская Л.Я., Паверман Н.Г. Взаимосвязь молекулярных и реологических характеристик модифицированного поливинилиденфторида // Высокомолекулярные соединения. Сер. А. 1989. Т. 31. № 4. С. 799 – 802.

ЭКОЛОГИЧЕСКИЕ МАРКЕРЫ ГОРОДА САМАРЫ НА ОСНОВЕ МЕТОДА ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО ОБРАТНОГО РАССЕЙНИЯ

С.В. Алембеков, А.Д. Золотухина, Е.В. Тимченко

*ГОУ ВПО «Самарский государственный аэрокосмический университет
имени академика С.П. Королёва
(национальный исследовательский университет)»
zolutuhinaad@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

Представлены результаты исследований спектральных характеристик различных растений. Ввиду способности аккумулировать атмосферные загрязнения растения являются эффективными маркерами экологического состояния городских биоценозов, включающее в себя множественные факторы и типы загрязнителей. Метод дифференциального обратного рассеяния использовался как основной метод контроля оптических характеристик растений. Экспериментально установлено, что ель обыкновенная (*Picea*) является наиболее эффективным маркером экологической значимости районов города Самары.

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность проведения экомониторинга обусловлена возрастающим количеством автомобильного транспорта и решением проблемы его воздействия на качество городской среды и здоровье населения [1]. Ввиду способности аккумулировать атмосферные загрязнения растения-индикаторы являются эффективными маркерами экологического состояния городских биоценозов, которые в отличие от традиционного способа измерения концентраций загрязнителей выражают резистивные функции биологической среды на внешнее воздействие, включающее в себя множественные факторы и типы загрязнителей [1]. Наиболее широко применяемыми оптическими методами контроля состояния растений являются метод обратного рассеяния, метод комбинационного рассеяния, абсорбционный метод и флуоресцентный анализ [2-4]. Фактически метод обратного рассеяния, также как и абсорбционный метод, использует различия в спектрах поглощения химических компонент растительной ткани, однако, в отличие от последнего, он позволяет осуществлять дистанционные измерения [5]. Метод дифференци-

ального обратного рассеяния использовался, как основной метод контроля и дает наиболее целостную информацию о состоянии всей биологической системы по ее оптическим характеристикам [6].

В связи с этим, целью работы являлось исследование оптических характеристик различных типов растений, для определения экологических маркеров города Самары, с помощью метода дифференциального обратного рассеяния.

1. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

В качестве объектов исследования были выбраны различные типы растений: травянистые растения, такие как одуванчик лекарственный (*Taraxacum officinale* Wigg), подорожник большой (*Plantago major* L.) и древесные растения – береза повислая (*Betula pendula* Roth), ель обыкновенная (*Picea abies* (L.) Karst.). Данные типы растений являются наиболее распространенными биоиндикаторами [7,8]. Такой выбор биоиндикаторов связан с тем, что травянистая растительность может быть хорошим индикатором загрязнения почв, а древесная растительность – атмосферы [7-9].

Пункты отбора листьев располагались на улице Московское шоссе, пересекающей город и являющейся одновременно основной транспортной магистралью республиканского значения города Самары.

Таблица 1.

Пункты контроля

Пункт	Положение (пересечение)	Примечание
1	Площадь Революции	–
2	Центральный Автовокзал	Пересечение двух республиканских магистралей
3	Завод имени Тарасова	–
4	Проспект Кирова	Пересечение крупнейших транспортных магистралей г.Самары
5	Поселок Управленческий	Зеленая зона г. Самары

Пункт 5 (Поселок управленческий), находящийся в зеленой зоне города, использовался в качестве контрольного пункта, отражающего естественную календарную тенденцию изменения оптического состояния растений в процессе жизненного цикла в условиях средней полосы России.

Спектральная интенсивность обратного рассеяния листьев берез регистрировалась с помощью экспериментального стенда, разработанного в работах [5-6].

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

2.1. Оптические коэффициенты растений

Дж.Роузом (1974), А. Хьюитом (1988, 1998), М.Н. Мерзляком и А. Гиттельсоном (1979, 2003), В.В. Козодеровым (1986, 2006), В.А. Головки и Т.В. Кондраниным (2003, 2007) и рядом других авторов для определения концентрации хлорофилла были введены оптические коэффициенты (вегетационные индексы), использующие отношения интенсивностей обратного рассеяния в видимой и ИК-областях спектра. Применение данных коэффициентов хорошо зарекомендовало себя для оценки объема зеленой биомассы по данным дистанционного зондирования Земли из космоса [9-14].

В целом можно констатировать, что наиболее чувствительным для контроля состояния растений в зависимости от суммарной концентрации хлорофиллов обеих форм является коэффициент K (1), предложенный М.Н. Мерзляком. Аналогичный вывод был получен из анализа экспериментальных результатов [5] по измерению коэффициента обратного рассеяния от листьев высших растений, в которых для анализа содержания хлорофилла в листе использовался коэффициент обратного рассеяния

$$K = \frac{R_{750}}{R_{550}}. \quad (1)$$

Для «вычленения» параметрической зависимости оптических коэффициентов только от концентрации загрязнителей был использован дифференциальный оптический коэффициент ΔK , введенный в работе [6]

$$\Delta K = \frac{K(t, \{T\}, 0) - K(t, \{T\}, \{C_k^*\})}{K(t, \{T\}, 0)}, \quad (2)$$

который наиболее четко выражает градацию районов по экологической значимости, что подтверждается полученными результатами в работе [5].

На рисунке 1 представлены зависимости оптических коэффициентов [6, 9-14] от различных пунктов исследования.

$$RDVI = \frac{R_{800} - R_{670}}{\sqrt{R_{800} + R_{670}}} \quad (3)$$

$$MSAVI = \frac{1}{2} \left(2R_{800} + 1 - \sqrt{(2R_{800} + 1)^2 - 8(R_{800} - R_{670})} \right), \quad (4)$$

$$OSAVI = 1.16 \cdot \frac{R_{800} - R_{670}}{R_{800} - R_{670} + 0.16}, \quad (5)$$

$$CHL2 = \frac{R_{800}}{R_{700}} - 1, \quad (6)$$

$$RSDNa = \frac{R_{800} - R_{680}}{R_{800} + R_{680}}, \quad (7)$$

$$SIPI = \frac{R_{800} - R_{445}}{R_{800} + R_{680}}. \quad (8)$$

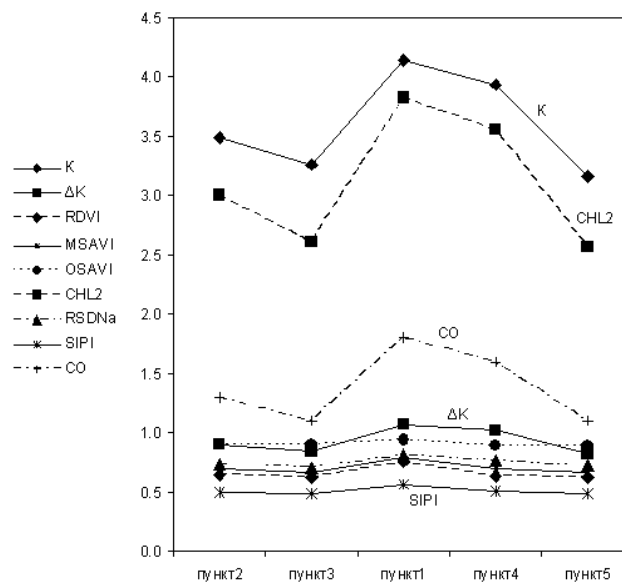


Рис. 1. Зависимость оптических коэффициентов [6,9-14] и концентрации CO в атмосфере от различных пунктов для ели

Из рисунка 1 видно, что наибольшей взаимосвязью с концентрацией атмосферного загрязнителя CO, обладают оптические коэффициенты K и ΔK . Данные коэффициенты K и ΔK впоследствии были использованы при анализе всех экспериментальных данных.

2.2. Результаты экспериментальных исследований

Следует отметить, что скорость реакции растения на тот или иной атмосферный загрязнитель может варьироваться в широких пределах от мгновенного (за счет аккумуляции в губчатой паренхиме и непосредственного включения поглощенного вещества в фотохимический цикл растения) до отдаленного (аккумуляированного) влияния. В связи с этим эксперимен-

тальные исследования проводились в двух масштабах времени: ежемесячно (для выявления медленных и/или усредненных функциональных зависимостей) и с трехкратным ежедневным контролем в течение одной-двух недель каждого месяца (для выявления «быстрой» функциональной зависимости).

2.2.1. Суточные изменения оптического коэффициента K

На рисунке 2 представлены данные по изменению концентрации атмосферных загрязнителей в пункте 3, а также коэффициента обратного рассеяния K , измеренные в период с 15 по 19 июля. Как видно из рисунка 2 зависимость концентрации атмосферных загрязнителей от времени имеют квазигармоничный вид с характерным суточным периодом (~ 24 часов), что согласуется с интенсивностью выбросов в дневное и ночное время.

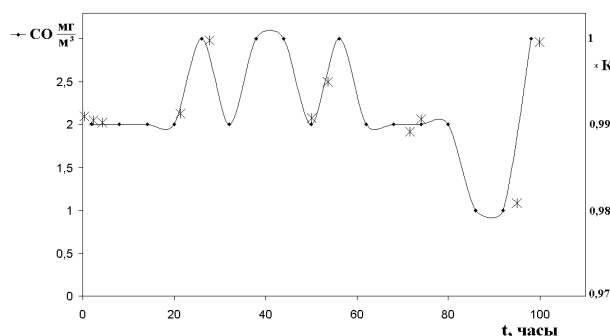


Рис. 2. Зависимость от времени концентрации CO в атмосфере [15] и коэффициента обратного рассеяния K в пределах контрольного пункта 3

Видно, что быстрая функциональная зависимость проявляется для коэффициента обратного рассеяния K в зависимости от концентрации CO (рисунок 2).

Следует обратить внимание на тот факт, что среднесуточное изменение концентрации CO достигало 20%, в то время как реакция растения, выраженная в изменении оптических коэффициентов, составляла около 2-5% (см. рисунок 2). Значения оптических коэффициентов меняются в процессе жизненного цикла в значительно более широких пределах, следовательно, наряду с «быстрыми» должна существовать и медленная функциональная зависимость от концентрации CO (за счет аккумуляции CO как в атмосфере, так и в поглощенном листом виде).

2.2.2. Временные изменения оптического коэффициента ΔK

Далее приведены результаты исследований по выбору основных биоиндикаторов экологического состояния города Самары. Зависимость дифференциального коэффициента обратного рассеяния ΔK от различных исследуемых объектов представлена на рисунке 3.

Из рисунка 3 видно, что наиболее подходящим объектами, выражающими параметрическую зависимость оптических коэффициентов от атмосферных загрязнителей являются ель (*Picea abies (L.) Karst.*) и подорожник (*Plantago major L.*) (рисунок 3), т.к. именно эти два объекта исследования выражают четкую тенденцию изменения оптического коэффициента в зависимости от экологической значимости, что подтверждается результатами исследования в работе [5] и коррелируют с полученной градацией районов по экологической значимости с рисунком 1. Это по-видимому связано с тем, что одуванчик лекарственный (*Taraxacum officinale Wigg*) основные загрязнения накапливает в корневой системе [7-9] и в листья уже поступает меньшее количество загрязнителей. Оптические характеристики березы повислой (*Betula pendula Roth*) показали нестабильный характер по сравнению с работами [5-6]. Это по-видимому связано с тем, что корневая система берез не глубокая, поэтому деревья плохо переносят аномальную жару этого года.

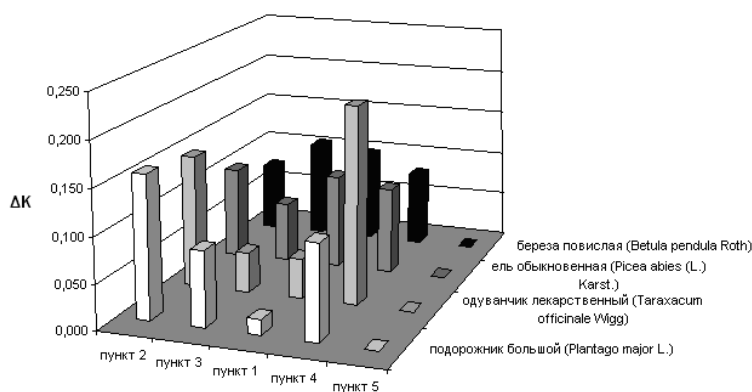


Рис. 3. Зависимость дифференциального коэффициента обратного рассеяния ΔK от биоиндикационных показателей исследуемых объектов

Из рисунка 4 видно, что дифференциальный коэффициент ΔK пункта 1 для ели обыкновенной (*Picea abies (L.) Karst.*) (рис.4,а) и подорожника (*Plantago major L.* (рис.4,б)) имеет разные значения. По-видимому, такое различие связано с тем, что скорость обновления листьев подорожника на порядок выше, чем у ели, что в свою очередь приводит к изменению диф-

ференциального коэффициента ΔK . Также использования подорожника в качестве биоиндикатора ограничено вегетационным периодом. Поэтому, предпочтительнее использовать в качестве биоиндикатора города Самары – ель обыкновенную (*Picea abies* (L.) Karst.).

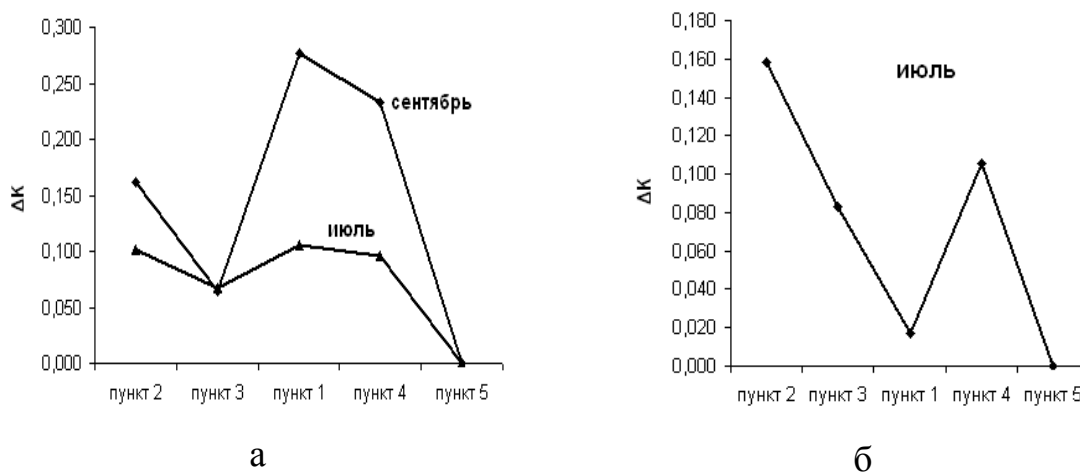


Рис. 4. Дифференциальный оптический коэффициент ΔK в зависимости от пунктов исследования для различных объектов исследований:
а – ели; б – подорожника

На рисунке 5 представлена кинетика дифференциального оптического коэффициента ΔK для объекта исследования ели обыкновенной (*Picea abies* (L.) Karst.).

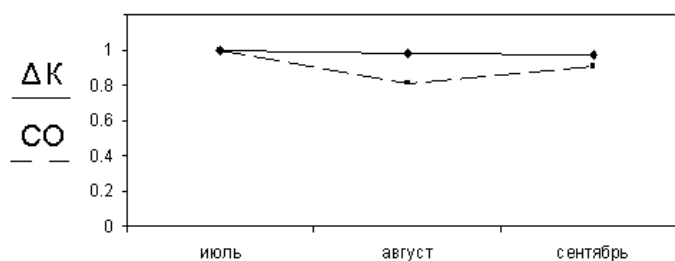


Рис. 5. Кинетика дифференциального коэффициента ΔK и атмосферного загрязнителя CO [15] для ели (пункт 3)

Из рисунка 5 видно, что в различные периоды вегетации ели обыкновенной (*Picea abies* (L.) Karst.) дифференциальный коэффициент ΔK изменяется меньше, чем на 2,5%, что позволяет получать более точные данные о загрязнении, чем, например, при использовании в качестве объекта исследований березы или одуванчика, дифференциальный коэффициент ΔK которых сильно меняется в различные периоды вегетации в соответствии с сезонным изменением концентрации хлорофиллов [5].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе были проведены исследования оптических характеристик различных растений, построены временные, а также районные зависимости, по которым можно сделать следующие выводы:

1. Экспериментально установлено, что коэффициент обратного рассеяния K выражает быструю функциональную зависимость с концентрацией CO_2 ;
2. С помощью метода дифференциального обратного рассеяния установлено, что ель обыкновенная (*Picea abies (L.) Karst.*) является наиболее эффективным маркером экологической значимости районов;
3. Экспериментально установлено, что с помощью метода дифференциального обратного рассеяния можно проводить круглогодичный экологический контроль города Самары.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Беляева Л. В., Николаевский В.С. Биоиндикация загрязнения атмосферного воздуха и состояние древесных растений // Научные труды Московского лесотехнического института. 1989. Вып. 222. С. 36–47.
2. Корнеева Т. Лидары. Новые возможности для атмосферных исследований // Applied Optics. 1997. V. 36. № 12. P. 2568-2583.
3. Gitelson A. Merzlyak M.N. Signature analysis of leaf reflectance spectra: algorithm development for remote sensing of chlorophyll // J. Plant Physiol. 1996. № 148. P. 494-500.
4. Binder W.D. Fielder P. Chlorophyll fluorescence as an indicator of frost hardiness in white spruce seedlings from different latitudes // New Forests. 1996. № 11. P. 233-253.
5. Zakharov V.P., Makurina O.N., Timchenko P.E., Kotova S.P., Valliylov R.V. Ecological monitoring of megapolis on the basis of differential backscattering control of the wood culture // Laser Physics. 2009. V. 16. № 6. P. 1366-1372.
6. Захаров В.П., Макурина О.Н., Тимченко П.Е., Котова С.П., Братченко И.А. Оптические методы для экологического картографирования городских территорий // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2010. №7. С. 47–54.

7. Неверова О.А. Применение фитоиндикации в оценке загрязнения окружающей среды // Биосфера. 2009. Т.1. №1. С. 82-92.
8. Дружкина Т.А. Пчелинцева Н.М., Гусакова Н.Н. Исследование биоиндикационных свойств древесных пород в городской среде / Сб. тез. 10-й Пушкинской школы-конференции молодых ученых, посвященной 50-летию Пущинского научного центра РАН «Биология – наука XXI века». Пущино, 2006. С. 273-274.
9. Кулагин Ю.З. Древесные растения и промышленная среда. М.: Наука, 1974. 156 с.
10. Gitelson A.A., Merzlyak M.N., Chivkunova O.B. Optical Properties and Nondestructive Estimation of Anthocyanin Content in Plant Leaves // Photochemistry and Photobiology. 2001. № 74(1). P. 38-45.
11. Merzlyak M.N. Solovchenko A.E., Gitelson A.A. Reflectance spectral features and non-destructive estimation of chlorophyll, carotenoid and anthocyanin content in apple fruit // Postharvest Biology and Technology. 2003. № 27. P. 197-211.
12. Blackburn G.A. Relationships between spectral reflectance and pigment concentrations in stacks of deciduous broadleaves // Remote Sens. Environ. 1999. № 70. P. 224-237.
13. Penuelas J. Feilla I., Lloret P., Munoz F., Vilajeliu M. Reflectance assessment of mite effects on apple trees // Int. J. Remote Sens. 1995. № 16. P. 2727-2733.
14. Vogelmann J.E. Rock B.N., Moss D.M. Red edge spectral measurements from sugar maple leave, // International Journal of Remote Sensing. 1993. № 14. P. 1563-1575.
15. Исследования содержания концентрации вредных веществ в городе Самары: отчёт о НИР // Самарский гидрометеоцентр, 2008.

ТЕПЛОВАЯ МОДЕЛЬ ЛАЗЕРНОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ОБРАБОТКИ ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК

М.С. Золотых, И.Н. Завестовская, А.П. Канавин

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
119991 Москва, Ленинский проспект 53
zolotikh.m@gmail.com*

АННОТАЦИЯ

Исследована тепловая модель процессов, происходящих при лазерной импульсной обработке поверхности металлов с целью фазовой и структурной модификации поверхности. Конкретный расчет проведен для режима обработки тонкой пленки индия на кремниевой подложке. Нагрев и охлаждение поверхностных слоев In при импульсном лазерном воздействии на поверхность пленки был описан уравнением теплопроводности для полубесконечного пространства. Было получено аналитическое и численное решение задачи. Из численного решения была найдена глубина проплавления, профиль плавления, температура на поверхности пленки, изменение температуры поверхности со временем с учетом температурной зависимости теплоемкости и теплопроводности индия. Было изучено влияние пористости материала на процесс обработки.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время идет бурное развитие технологий лазерного воздействия с целью модификации поверхности различных материалов. Сюда относятся технологии лазерного наноструктурирования, лазерного стеклования, лазерного отжига, прямого лазерного письма и т.п. [1]. В этой связи становится актуальной проблема оптимизации режимов лазерной поверхностной модификации материалов, которая включает в себя выбор способа лазерного воздействия и параметров пучка с целью контролируемого получения структуры с требуемыми физическими и механическими свойствами. Теоретическое моделирование тепловых процессов позволяет получить весь объем информации, необходимый для определения оптимального режима обработки.

В данной работе предложена и исследована тепловая модель лазерной обработки тонкой пленки индия на кремниевой подложке. Нагрев и

охлаждение поверхностных слоев In при импульсном лазерном воздействии на поверхность пленки был описан уравнением теплопроводности для полубесконечного пространства. Было получено аналитическое и численное решение задачи. Из численного решения была найдена глубина проплавления, профиль плавления, температура на поверхности пленки, изменение температуры поверхности со временем. Для получения более надежных результатов была учтена температурная зависимость теплоемкости и теплопроводности индия. Было изучено влияние пористости материала на процесс обработки.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Пленки индия, полученные методом магнетронного напыления, используются в качестве припоя при монтаже мощных полупроводниковых лазерных кристаллов на медные теплоотводящие элементы. Использование индия обусловлено такими его свойствами как низкая температура плавления, высокая пластичность, доступность и др. Надежность и большой срок службы – это основные требования, предъявляемые к лазерным диодам. Также актуальными являются выходные параметры диодов. Для повышения выходных параметров полупроводниковых лазеров пленки припоя подверглись лазерной обработке.

В [2] пленка индия толщиной 2,7 мкм обработаны импульсами твердотельного лазера с диодной накачкой. Длина волны лазерного излучения $\lambda=1,06$ мкм, длительность импульса $\tau=6,5$ нс, средняя плотность падающей энергии $F=0,1$ Дж/см². После обработки In пленка приобрела признаки аморфной структуры. Толщина модифицированной пленки была почти в 2,5 раза меньше толщины исходной пористой пленки. Типичный размер наблюдаемых дефектов от 100 нм до 1 мкм. Модификация пленки привела к уменьшению пористости и шероховатости поверхности, разрушению окисных пленок и очистки поверхности от загрязнения.

2. ТЕПЛОВАЯ МОДЕЛЬ

Процесс нагрева и плавления тонкой пленки индия на медной подложке под действием лазерного импульса проанализирован с помощью тепловой модели. Исследовано одномерное линейное уравнение теплопроводности для полубесконечного пространства:

$$\begin{cases}
c_{In}\rho_{In} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \lambda_{In}(T) \frac{\partial T}{\partial z}, & t < \infty, 0 \leq z \leq h \\
c_{Cu}\rho_{Cu} \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_{Cu} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}, & t < \infty, z > h \\
-\lambda_{In}(T) \frac{\partial T}{\partial z}(0,t) = \begin{cases} Aq, 0 < t < \tau_p \\ 0, t > \tau_p \end{cases} \\
\lambda_{In}(T) \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=h-0} = \lambda_{Cu} \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=h+0} \\
T(z,0) = T_i \quad 0 < z < \infty
\end{cases} \quad (1)$$

λ – коэффициент теплопроводности, c – удельная теплоемкость, ρ – плотность вещества, A – коэффициент поглощения, T_i – начальная температура, h – глубина *In* пленки, τ_p – длительность импульса, q – плотность потока.

Данное уравнение было решено аналитически и численно.

Аналитическое решение имеет вид:

$$T(z,t) = \begin{cases} 2aq\sqrt{\frac{t}{\pi}} e^{-\frac{z^2}{4a^2t}} - qz \operatorname{erfc}\left(\frac{z}{2a\sqrt{t}}\right), & t \leq \tau_p \\ 2aq\sqrt{\frac{t}{\pi}} e^{-\frac{z^2}{4a^2t}} - qz \operatorname{erfc}\left(\frac{z}{2a\sqrt{t}}\right) - 2aq\sqrt{\frac{t-\tau_p}{\pi}} e^{-\frac{z^2}{4a^2(t-\tau_p)}} - \\ - qz \operatorname{erfc}\left(\frac{z}{2a\sqrt{t-\tau_p}}\right), & t > \tau_p \end{cases}$$

3. ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН

Были найдены аналитические зависимости теплоемкости и коэффициента теплопроводности индия от температуры.

Зависимость теплоемкости индия от температуры в аналитическом виде была получена с использованием экспериментальных данных [3]. В областях ниже и выше температуры плавления кривая зависимости теплоемкости индия от температуры хорошо аппроксимируется параболой. Вблизи температуры плавления $T_m = 156.4$ °С происходит скачок теплоемкости на пять порядков. Этот скачок может быть описан экспоненциальной зависимостью. Таким образом, теплоемкость индия как функция температуры имеет вид:

$$C_1(T) = 25.3 - 0.00508T + 0.00004T^2 + \frac{1887}{\Delta T} \exp\left(-\frac{(T_b - T)^2}{\Delta T}\right), T < T_m, \Delta T \leq 1^\circ C ,$$

$$C_2(T) = 34.8 - 0.01637T + 8.8182 \times 10^{-6}T^2 + \frac{1887}{\Delta T} \exp\left(-\frac{(T_b - T)^2}{\Delta T}\right), T > T_m, \Delta T \leq 1^\circ C$$

В работах [4-6] показано, что коэффициент теплопроводности индия практически не меняется, начиная от комнатной температуры и вплоть до температуры плавления. Его можно считать постоянным и равным $\lambda = 0.82 \frac{Вт}{см \times К}$. При температуре плавления $T_m = 156.4^\circ C$ коэффициент теплопроводности индия резко уменьшается до величины порядка $\lambda = 0.32 \frac{Вт}{см \times К}$. Выше температуры плавления коэффициент теплопроводности медленно растет. Аналитически температурную зависимость коэффициент теплопроводности индия можно представить в виде: $\lambda(T) = 0.157 + 0.00044T, T > T_m$

4. ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ

Для определения глубины проплавления пленки, температуры поверхности и построения температурных профилей уравнение (1) было решено численно с учетом температурной зависимости теплофизических величин и без. Результаты расчетов приведены на рисунках 1 и 2. Коэффициент поглощения индия был рассчитан на основании данных [7].

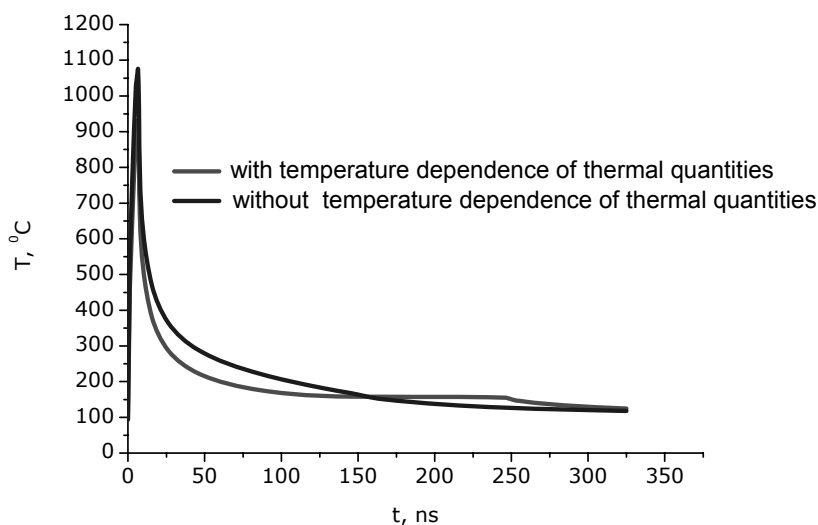


Рис. 1. Температура на поверхности

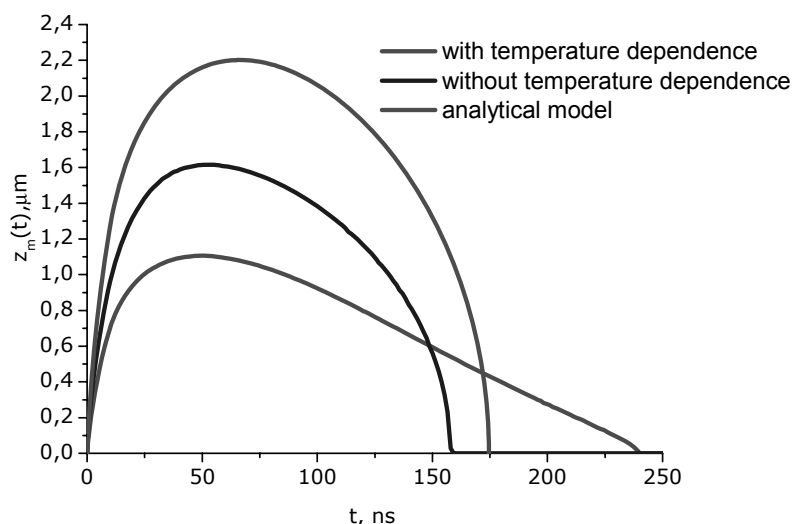


Рис. 2. Глубина проплавления

Из рисунка 4 видно, что температура поверхности без учета температурной зависимости теплофизических величин оказалась равной 1060°C , а с учетом 900°C .

Глубина проплавления без учета температурной зависимости теплофизических величин равна $1,6$ мкм, с учетом – всего $1,1$ мкм. А аналитическое решение дает значение $2,3$ мкм, то есть пленка проплавляется почти на всю глубину.

5. ЗАВИСИМОСТЬ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН ОТ ПОРИСТОСТИ МАТЕРИАЛА

Одним из наиболее важных факторов, влияющих на процесс обработки, является пористость материала. Необходимо учитывать зависимость теплофизических величин от пористости материала при численном решении задачи.

Пористость можно определить как отношение общего объема пор к объему материала [8].

$$\Phi = \frac{V_p}{V}, \quad V_p - \text{общий объем пор, } V - \text{объем материала.}$$

Зависимость теплофизических величин от пористости может быть определена следующим образом:

$C = C_0(1 - \Phi)$, C_0 – теплоемкость при $\Phi=0$

$\Delta H = \Delta H_0(1 - \Phi)$, ΔH_0 – скрытая теплота плавления при $\Phi=0$

$\lambda = \lambda_0 \frac{2(1 - \Phi)}{2 + \Phi}$, λ_0 – коэффициент теплопроводности при $\Phi=0$

В работе [2] материал содержит около 50% пор. Глубина проплавления пленки индия в зависимости от объема пор изображена на рисунке 3.

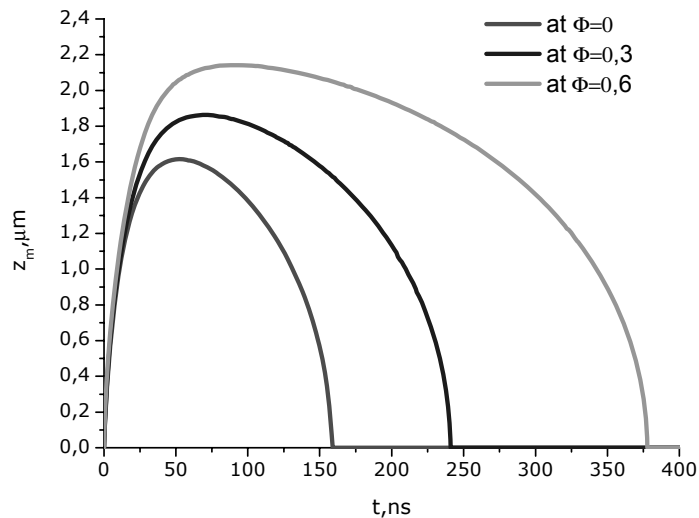


Рис. 3. Зависимость глубины проплавления от пористости

Таким образом, получается, что при одинаковой длительности импульса и плотности энергии пленка, не содержащая пор, проплавляется только на 1,6 мкм, а пленка, в которой около 60% пор, проплавляется на 2,1 мкм.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена тепловая модель лазерной обработки тонких металлических пленок на основе одномерного линейного уравнения теплопроводности для полубесконечного пространства. Было найдено аналитическое и численное решение. Было показано, что результаты численных расчетов меняются при учете зависимости теплофизических величин от температуры. Также было изучено влияние пористости материала на процесс обработки. На основании полученных результатов можно сделать заключение, что пористость материала является важным фактором, который нужно учитывать при построении теоретической модели воздействия, чтобы по-

лучить достоверную информацию, которая в дальнейшем будет использоваться для определения оптимального режима обработки.

Работа выполнена при поддержке РАН (программы №21П и 7ОФ), РФФИ (грант 02-09-00615), проект Минобразования РФ

ЛИТЕРАТУРА

1. Завестовская И.Н. Лазерное наноструктурирование поверхности материалов // Квантовая электроника, 2010 (в печати).

2. Безотосный В.В., Бондарев В.Ю., Коваленко В.И., Крохин О.Н., Певцов В.Ф., Попов Ю.М., Токарев В.Н., Чешев Е.А. Модификация структуры металлических пленок излучением твердотельного лазера с диодной накачкой для повышения выходных параметров мощных лазерных диодов // Квантовая электроника. 2007. Т. 37. №11.

3. Gronvold F. Heat capacity of indium from 300 to 1000 K // Journal of Thermal Analysis. 1978. V.13. P. 419-428.

4. Peralta-Martinez M.V., Assael M.J., Dix M.J., Karagiannidis L., Wakeham W.A. A Novel Instrument for the Measurement of the thermal Conductivity of Molten Metals. Part II: Measurements // International Journal of Thermophysics. 2006. V.27. №3.

5. Duggin M. J. The thermal conductivity of liquid lead and indium // J. Phys.F: Metal Phys. 1972/ V. 2

6. Goldratt E., Greenfield A. J. Experimental test of the Wiedemann-Franz law for indium // J. Phys.F: Metal Phys. 1980 V. 10

7. Mathewson A.G., Myers H.P. The optical absorption of indium// J. Phys. C: Solid State Phys. 1972. V.5. P. 2503.

8. Iwan Sumirat, Y. Ando, S. Shimamura Theoretical consideration of the effect of porosity on thermal conductivity of porous materials // J. Porous Mater. 2006. V.13

ОПТИЧЕСКОЕ ПРОСВЕТЛЕНИЕ ТКАНЕЙ ГЛАЗА

Е.А. Зубкина, Э.А. Генина, А.Н. Башкатов

ГОУ ВПО Саратовский государственный университет
им. Н.Г. Чернышевского, кафедра оптики и биофотоники
410012, г. Саратов, ул. Астраханская, 83
ekaterinazybkina@mail.ru

АННОТАЦИЯ

В работе выполнена оценка коэффициентов диффузии водного 40%-раствора глюкозы в склере и конъюнктиве глаза кролика *in vitro*. Метод основан на регистрации временной динамики коллимированного пропускания образца биоткани под действием биологически совместимых иммерсионных жидкостей. Оценка коэффициентов диффузии выполнена путем аппроксимации экспериментальных данных в рамках предложенной модели.

1. ВВЕДЕНИЕ

В офтальмологии при лечении глаукомы, отслоения сетчатки глаза и ряда других заболеваний широко применяется транссклеральная фотокоагуляция тканей глазного яблока – цилиарного тела, сетчатки глаза и т.д. [1-3]. Основной проблемой применения данного метода является сложный характер взаимодействия оптического излучения с поверхностными слоями тканей глаза – склерой и конъюнктивой. Сложная структура этих биотканей приводит к сильному рассеянию излучения видимого и ближнего инфракрасного спектральных диапазонов, что значительно ограничивает глубину проникновения и точность фокусирования лазерного луча при проведении операции на сетчатке.

Как известно, основным источником рассеяния света в тканях склеры и конъюнктивы является различие в значениях показателей преломления между внутритканевой жидкостью и структурными элементами соединительной (фиброзной) ткани (коллагеновыми и эластиновыми волокнами) [4]. Введение в биоткань иммерсионной жидкости, имеющей показатель преломления больший, чем у внутритканевой жидкости, вызывает частичное замещение внутритканевой жидкости иммерсионным раствором, выравнивание показателей преломления рассеивателей (например, коллагеновых волокон) ткани и окружающей их среды, и, как следствие, значи-

тельное снижение светорассеяния. Кроме того, благодаря осмотическим свойствам, иммерсионные жидкости могут вызывать локальную дегидратацию, что так же приводит к выравниванию показателей преломления различных компонент биотканей [5]. Таким образом, метод иммерсионного просветления может быть использован для разработки новых и оптимизации существующих неинвазивных методов оптической диагностики и лечения глазных болезней.

Целью данного исследования является определение изменения оптических характеристик склеры и конъюнктивы глаза кролика под действием водного 40%-раствора глюкозы, а также оценка значения коэффициента диффузии глюкозы в данных биотканях.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

В качестве объектов исследования использовались по 10 образцов тканей склеры и конъюнктивы глаза кролика *in vitro*, полученных методом аутопсии. До момента проведения измерений биоткани хранились в 0.9% водном растворе NaCl при температуре 4-5°C. Перед началом измерений с каждого образца были удалены соединительные ткани, и была измерена толщина исследуемых биотканей.

В качестве иммерсионного агента использовался водный 40%-раствор глюкозы с показателем преломления 1.391.

Экспериментальная установка, используемая для измерения коллимированного пропускания, состояла из источника излучения - галогеновой лампы HL-2000, коллимирующих линз, кюветы с образцом, спектрометра USB-4000 (Ocean Optics, USA) и компьютера. Схема установки изображена на рисунке 1.

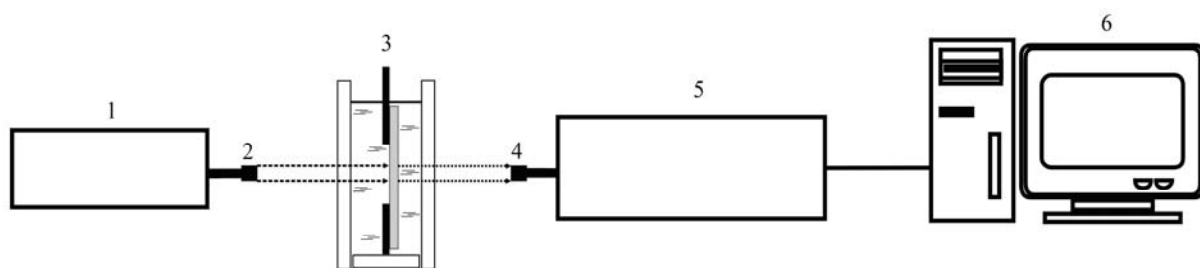


Рис.1. Схема экспериментальной установки. 1 – источник излучения - галогеновая лампа HL-2000; 2, 4 – коллимирующие линзы; 3 – кювета с образцом, помещенным в иммерсионный агент; 5 – спектрометр USB-4000 фирмы Ocean Optics; 6 – ПК.

Динамика замещения внутритканевой жидкости регистрировалась путем последовательной записи спектров коллимированного пропускания в диапазоне 500-900 нм. Все измерения проводились при комнатной температуре (около 20°C).

Для количественного описания процесса транспорта глюкозы в глазную ткань была использована диффузионная модель [6], предполагающая постоянство коэффициента диффузии во всем объеме образца склеры. Таким образом, постановка данной задачи имела вид:

$$\frac{\partial C(x,t)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C(x,t)}{\partial x^2} \quad (1)$$

$$C(0,t) = C(d,t) = C_0 \quad (2)$$

$$C(x,0) = 0, \quad (3)$$

где $C(x,t)$ – концентрация глюкозы в склере, г/мл; D - коэффициент диффузии, см²/сек; t – время, в течение которого происходит процесс диффузии, сек; и x – пространственная координата по толщине образца биоткани, см; C_0 – концентрация глюкозы в растворе; d - толщина образца биоткани, см.

Уравнение (1), описывающее одномерную задачу диффузии, с учетом граничных условий (2) и начальных условий (3) имеет следующее решение:

$$C(t) = C_0 \left(1 - \frac{8}{\pi^2} \sum_{i=0}^{\infty} \frac{1}{(2i+1)^2} \exp\left(- (2i+1)^2 t \pi^2 D / d^2\right) \right) \quad (4)$$

Зависимость коэффициента коллимированного пропускания образца склеры, помещенного в раствор глюкозы, от времени имеет вид:

$$T_c(t) \approx \exp\left(-(\mu_a + \mu_s(t))d\right), \quad (5)$$

где $T_c(t)$ – коэффициент коллимированного пропускания; μ_a - коэффициент поглощения образца; $\mu_s(t)$ – коэффициент рассеяния.

$$\mu_s(t) = N\sigma_s(t) = N \frac{\pi^2 a x^3}{8} (m^2 - 1)^2 \left(1 + \frac{2}{(m^2 + 1)^2} \right), \quad (6)$$

где N – число рассеивателей в единице объема, σ_s - сечение рассеяния, $x = 2\pi a n_1 / \lambda$ - параметр дифракции, $n_1(t)$ – показатель преломления внутритканевой жидкости, изменяющийся по мере замещения внутритканевой жидкости раствором глюкозы, $m = n_c / n_1(t)$ - относительный показатель

преломления рассеивателей, n_c – показатель преломления коллагеновых волокон в склере и a – радиус рассеивателей.

Поскольку в данных экспериментах коэффициент поглощения мал по сравнению с коэффициентом рассеяния, то первым можно пренебречь.

Уравнения (4)-(6) определяют зависимость коэффициента коллимированного пропускания от концентрации раствора глюкозы внутри образца склеры, т.е. формируют прямую задачу. Обратной задачей в данном случае является восстановление значения коэффициента диффузии по временной динамике коллимированного пропускания. Эта задача была решена путем минимизации целевого функционала:

$$f(D) = \sum_{i=1}^{N_t} (T_c(D, t_i) - T_c^*(t_i))^2, \quad (7)$$

где N_t – общее количество экспериментальных точек, полученное при регистрации временной динамики коллимированного пропускания на фиксированной длине волны; $T_c(D, t)$ – теоретически рассчитанное значение коэффициента пропускания в момент времени t при заданном значении D ; $T_c^*(t)$ – экспериментально измеренное значение коэффициента пропускания в момент времени t .

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

В результате проделанных экспериментов для каждого образца биоткани была получена динамика коллимированного пропускания и коэффициентов рассеяния излучения в диапазоне 500-900 нм (рис. 2 – 5).

На экспериментальных кривых хорошо видно, что в начальный момент времени склера и конъюнктивы представляют собой практически непрозрачные среды для излучения видимого и ближнего инфракрасного спектральных диапазонов. В результате обработки экспериментальных данных было установлено, что коллимированное пропускание склеры и конъюнктивы увеличилось в среднем в (19.7 ± 17.2) раз и в (1.98 ± 0.87) раз, соответственно, а коэффициент рассеяния уменьшился в (0.61 ± 0.18) раз и в (0.88 ± 0.08) раз, соответственно. Разная степень оптического просветления объясняется различием в структуре этих биотканей.

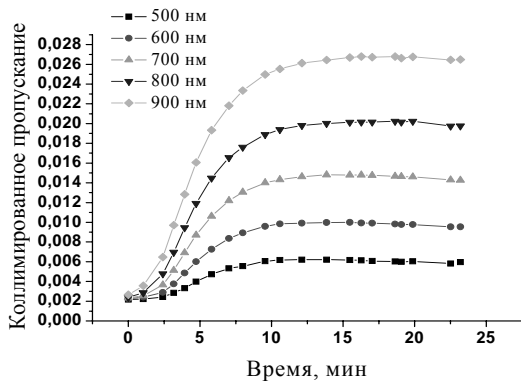


Рис.2. Динамика коллимированного пропускания склеры глаза кролика под действием 40% водного раствора глюкозы

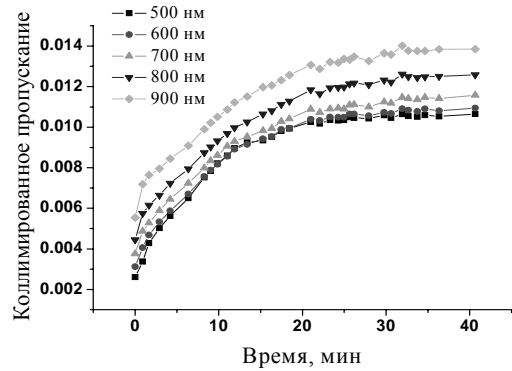


Рис.3. Динамика коллимированного пропускания конъюнктивы глаза кролика под действием 40% водного раствора глюкозы

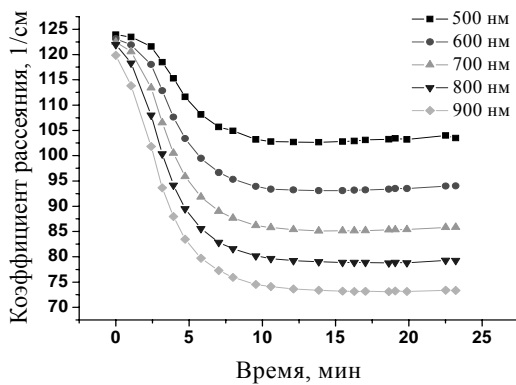


Рис.4. Динамика коэффициента рассеяния склеры глаза кролика под действием 40% водного раствора глюкозы

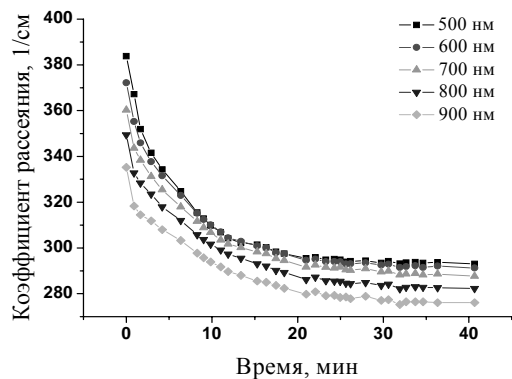


Рис.5. Динамика коэффициента рассеяния конъюнктивы глаза кролика под действием 40% водного раствора глюкозы

Также в ходе работы была выполнена оценка коэффициентов диффузии глюкозы в исследуемых биотканях (табл. 1, 2).

Среднее значение коэффициента диффузии для склеры и конъюнктивы глаза кролика составило $(9.38 \pm 6.84) \times 10^{-7} \text{ см}^2/\text{сек}$ и $(3.2 \pm 3.9) \times 10^{-7} \text{ см}^2/\text{сек}$, соответственно. Такой разброс в значениях объясняется структурными особенностями образцов данных биотканей.

Таблица 1.

Коэффициент диффузии глюкозы в склере глаза кролика

Номер образца	Толщина, см	Коэффициент диффузии D, см ² /сек	Номер образца	Толщина, см	Коэффициент диффузии D, см ² /сек
1	0.061	20.3×10^{-7}	6	0.045	5.97×10^{-7}
2	0.026	3.87×10^{-7}	7	0.049	9.24×10^{-7}
3	0.042	9.25×10^{-7}	8	0.051	0.18×10^{-7}
4	0.048	11.5×10^{-7}	9	0.050	11.22×10^{-7}
5	0.039	2.18×10^{-7}	10	0.062	20.1×10^{-7}
$\langle D \rangle = (9.38 \pm 6.84) \times 10^{-7} \text{ см}^2/\text{сек}$					

Таблица 2.

Коэффициент диффузии глюкозы в конъюнктиве глаза кролика

Номер образца	Толщина, см	Коэффициент диффузии D, см ² /сек	Номер образца	Толщина, см	Коэффициент диффузии D, см ² /сек
1	0.037	2.71×10^{-7}	6	0.007	0.26×10^{-7}
2	0.017	1.33×10^{-7}	7	0.016	0.59×10^{-7}
3	0.023	3.19×10^{-7}	8	0.016	13.5×10^{-7}
4	0.010	0.14×10^{-7}	9	0.016	3.79×10^{-7}
5	0.012	2.39×10^{-7}	10	0.021	3.56×10^{-7}
$\langle D \rangle = (3.2 \pm 3.9) \times 10^{-7} \text{ см}^2/\text{сек}$					

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты показывают, что применение водного 40%-раствора глюкозы в качестве просветляющего агента позволяет эффективно управлять оптическими характеристиками склеры и конъюнктивы, а именно увеличивать коллимированное пропускание и снижать рассеяние излучения, прошедшего через данные биоткани.

Таким образом, метод оптического просветления может быть использован в качестве метода повышения эффективности средств оптической диагностики и лечения глазных болезней.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бакуткин В.В., Шубочкин Л.П. Увеличение светопропускания склеры и патологически измененной роговицы // Офтальмол. журн.1991. Т.2. С. 105-107.
2. Nemati B., Rylander III H.G., Welch A.J. Optical properties of conjunctiva, sclera, and the ciliary body and their consequences for transscleral cyclophotocoagulation // Appl. Opt. 1996. Vol. 35. N. 19. P. 3321-3327.
3. Nemati B., Welch A.J., Rylander III H.G. Optical model for light distribution during transscleral cyclophotocoagulation // Appl. Opt. 1998. Vol. 37. N. 4. P. 764-771.
4. Tuchin V.V. Tissue Optics: Light scattering methods and instruments for medical diagnosis, SPIE Tutorial Texts in Optical Engineering. Bellingham: SPIE Press, Vol. 38, 2000. 352 p.
5. Liu H., Beauvoit B., Kimura M., Chance B. Dependence of tissue optical properties on solute-induced changes in refractive index and osmolarity // J. Biomed. Opt. 1996. Vol. 1. N. 2. P. 200-211.
6. Башкатов А.Н., Генина Э.А., Синичкин Ю.П., Кочубей В.И., Лакодина Н.А., Тучин В.В. Определение коэффициента диффузии глюкозы в склере глаза человека // Биофизика. 2003. Т. 48. № 2. С. 309-313.

ИЗМЕРЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ СИНГЛЕТНОГО КИСЛОРОДА ПО АНАЛИЗУ СПЕКТРОВ ЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А.С. Инсапов

*Самарский государственный аэрокосмический университет
имени академика С.П. Королёва, г. Самара
ainlolcat@gmail.com*

АННОТАЦИЯ

В данной работе были проведен анализ скорости изменения концентрации синглетного кислорода вдоль по потоку и найдена константа скорости реакции самотушения $O_2(^1\Delta)+O_2(^1\Delta)\rightarrow$ продукты. Получены следующие значения константы скорости самотушения $(5.07\pm 1.24)\times 10^{-17}$ см³/с и $(7.19\pm 0.94)\times 10^{-17}$ см³/с по результатам измерения концентрации синглетного кислорода из интенсивности полосы димольного излучения на длине волны 634 нм и полосы спонтанного излучения на длине волны 1268 нм.

1. ВВЕДЕНИЕ

Синглетный кислород $O_2(^1\Delta)$ (далее СК) играет важную роль в физике процессов в атмосфере [1], биологических процессах [2], реакциях горения, он является источником энергии в химическом кислородно-йодном лазере [3]. В связи с этим актуально определение времени жизни СК в различных средах. В частности в газовой фазе происходит дезактивация СК при его самотушении в реакции $^1\Delta + ^1\Delta \rightarrow$ продукты реакции, скорость которой пропорциональна квадрату его концентрации. Для определения константы скорости данного процесса необходимо знать, как изменяется во времени концентрация СК. Данная работа посвящена измерению концентрации СК по потоку и нахождению константы скорости реакции его самотушения. Для определения концентрации СК используются абсолютно радиационно калиброванные спектрометры, что позволяет определять концентрацию точнее, чем в предыдущих исследованиях.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В работе использовались исходные данные, полученные на установке в лаборатории химических и газоразрядных лазеров СФ ФИАН им. П.Н. Лебе-

дева. Основные узлы установки представлены на Рис.1. Она включает в себя генератор синглетного кислорода, оптическую диагностическую камеру (ОДК), два спектрометра, перемещаемую каретку с оптоволоконном, датчик давления.

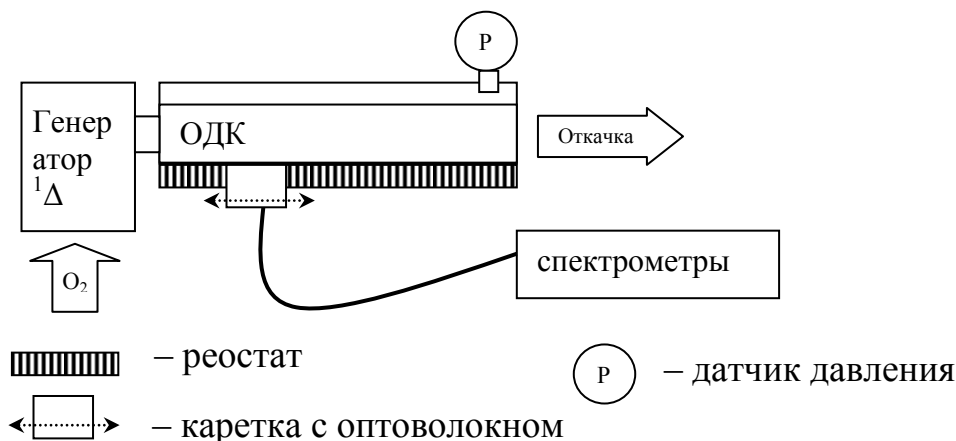
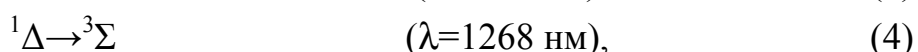
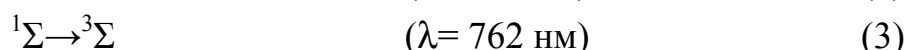
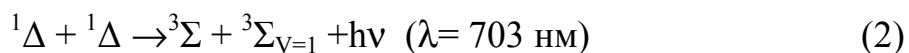
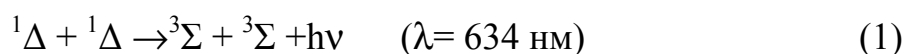


Рис.1. Схема экспериментальной установки

3. МЕТОД РАСЧЕТА КОНЦЕНТРАЦИИ СИНГЛЕТНОГО КИСЛОРОДА

СК излучает в 4-х основных диапазонах [4]:



В данной работе для измерения концентрации были использованы полосы с длинами волн на 634 нм и 1270 нм. Первая является димольным излучением (1), а вторая – спонтанным излучением СК (4). Димольное излучение возникает за счет столкновения двух молекул кислорода в первом электронно-возбужденном состоянии, в результате которого обе молекулы переходят в основное состояние. При этом обе могут перейти в основное колебательное состояние, либо одна из молекул в состоянии $V=1$. Две этих реакции обуславливают 2 полосы (634 нм и 703 нм). Форма и ширина полос является функцией температуры и используется для ее определения. Полоса на 762 нм соответствует переходу из второго электронно-возбужденного состояния в основное и тоже может служить для определения температуры методом сравнения синтезированного спектра и спектра, снятого монохроматором [5]. Однако, в условиях данной работы, спектр спон-

танного излучения на длине волны 762 нм имеет плохое соотношение сигнал/шум из-за высокой концентрации паров воды. Поэтому в данной работе для определения температуры использовалась зависимость спектральной ширины полосы реакции (1) от температуры [6]. Спектральной шириной полосы является ширина кривой, аппроксимирующей спектр излучения, на половине ее высоты.

Для вычислений концентраций СК использовалась формулы, аналогичные соотношениям, использованных в работе [7]:

$$n_a = \frac{4}{A_a T L t_e} \int_{(4)} C(\lambda) R(\lambda) d\lambda \quad (5)$$

по полосе спонтанного излучения (4) и

$$n_a = \left(\frac{4}{k_D T L t_e} \int_{(1)} C(\lambda) R(\lambda) d\lambda \right)^{0.5} \quad (6)$$

по полосе димольного излучения (1), где $A_a = 2.19 \times 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ – коэффициент Эйнштейна для спонтанного перехода (4), $k_D = (6.06 \pm 0.19) \times 10^{-23} \text{ см}^3/\text{с}$ – константа скорости димольного излучения, L – ширина ОДС, $T = 0.93$ – пропускание оптического окна, t_e – время экспозиции спектров, $C(\lambda)$ – число отсчетов пиксела на длине волны λ , $R(\lambda)$ [фотон \times (отсчет) $^{-1} \text{ см}^{-2} \text{ нм}^{-1}$] – абсолютная спектральная чувствительность системы оптоволоконно-спектрометр. Для обработки данных была написана программа, которая принимала пакеты измерений, записанных с датчиков, и выдавала информацию о концентрации вдоль потока. Полученные сведения позволяют определить константу скорости реакции самотушения.

4. ОПЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ РЕАКЦИИ САМОТУШЕНИЯ СИНГЛЕТНОГО КИСЛОРОДА

Зная давление, температуру, расход O_2 , сечение канала ОДК, определяем скорость потока. Зная координаты каретки и скорость газа находим время t_n перемещения газа от начала ОДК до каретки. На рис.2,3 представлены спектры излучения кислорода в зависимости от времени перемещения каретки от начальной позиции. Каждую секунду каретка перемещалась примерно на 0.63 см.

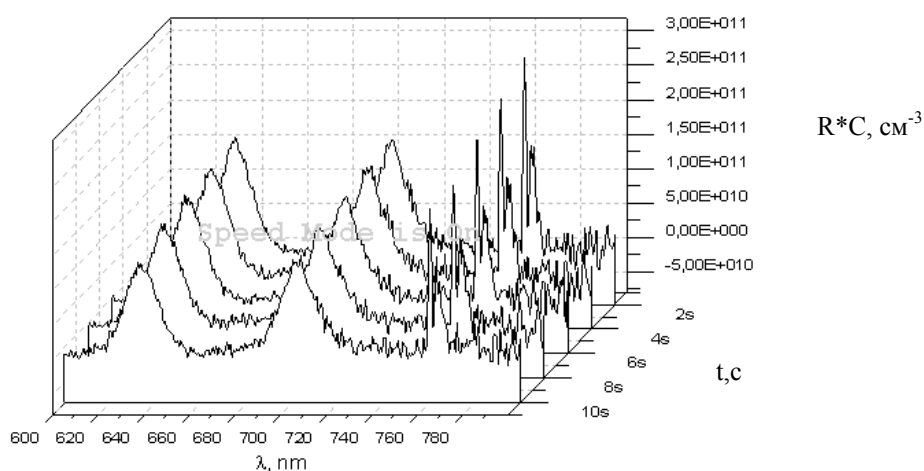


Рис. 2. Спектры излучения в диапазоне 600-800 нм, полученные в течении 10 с

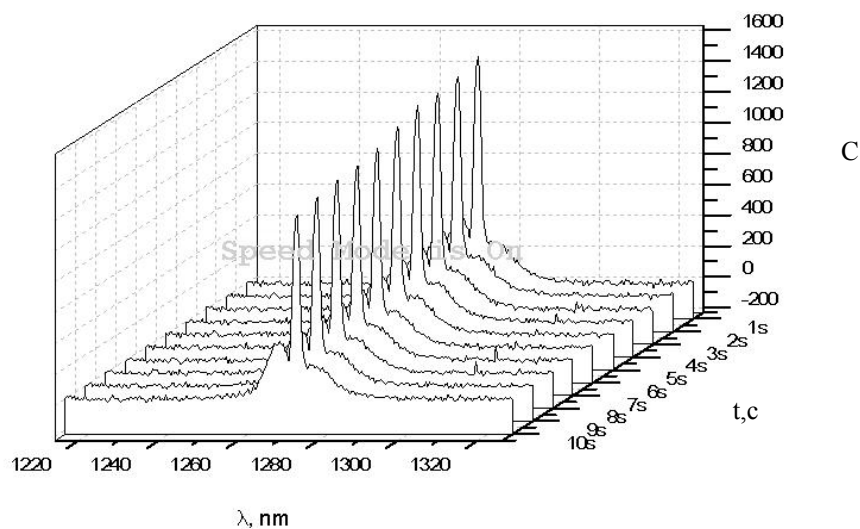


Рис.3. Спектры излучения полосы на 1270нм, полученные в течении 10с

На основе этих данных, а именно количество отсчетов, приходящейся на каждый пиксел в каждом из графиков на рис. 2, 3, и формул (5), (6) была рассчитана концентрация СК в ОДК в месте нахождения каретки. Результаты расчетов представлены на рис 4, 5.

Согласно стехиометрии реакции самотушения $O_2(^1\Delta) + O_2(^1\Delta) \rightarrow \text{«продукты»}$ концентрация $^1\Delta$ изменяется по формуле :

$$\frac{1}{n_0} - \frac{1}{n} = k_s t_n \quad (7)$$

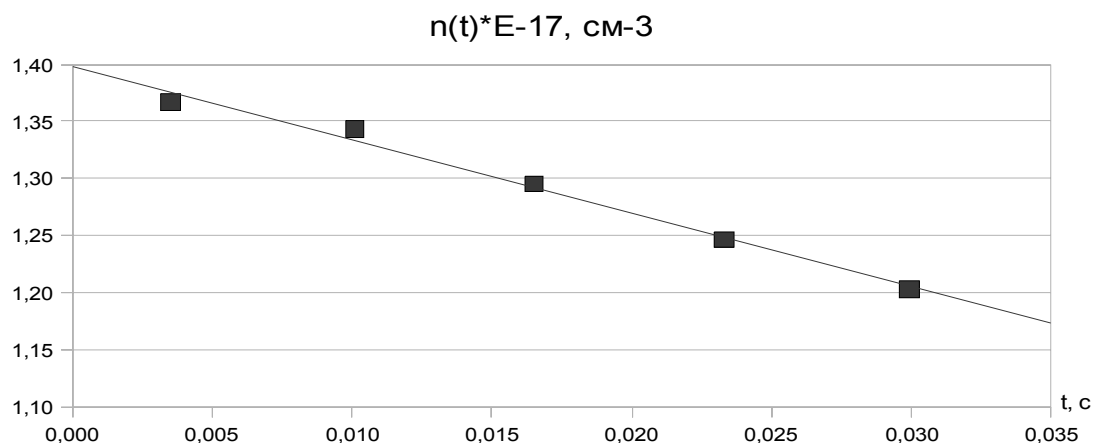


Рис.4. Зависимость концентрации, рассчитанная по полосе 634нм, от времени пролета газа вдоль ОДК. Время экспозиции 2 сек

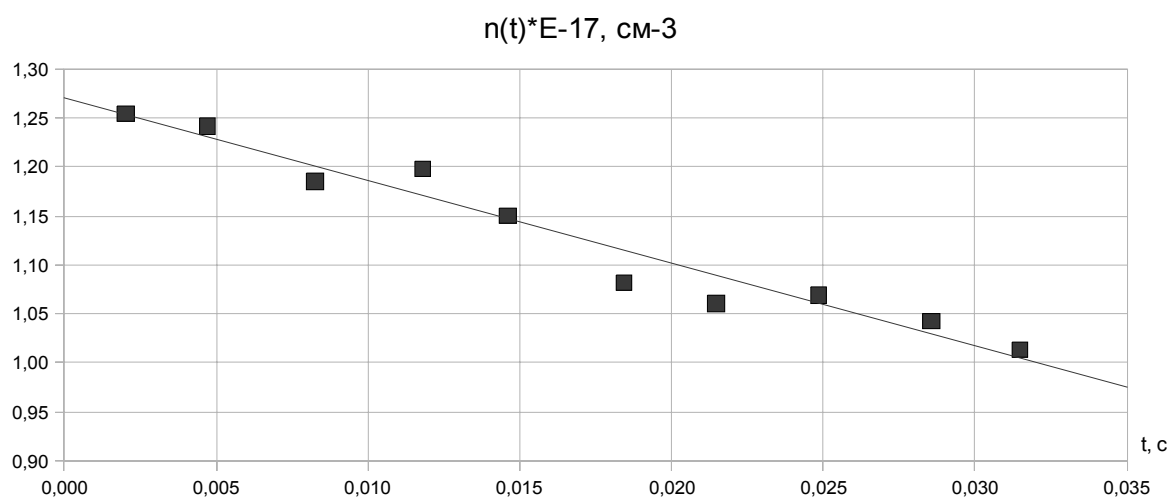


Рис.5. Зависимость концентрации, рассчитанная по полосе 1268 нм, от времени пролета газа вдоль ОДК. Время экспозиции 1 сек

Аппроксимация зависимости n от t_n по формуле (7) позволяет найти значение k_s . Получены следующие значения константы скорости k_s самогашения $(5.07 \pm 1.24) \times 10^{-17} \text{ см}^3/\text{с}$ и $(7.19 \pm 0.94) \times 10^{-17} \text{ см}^3/\text{с}$, соответственно по результатам измерения концентрации СК по полосе на 634 нм и полосе на 1268 нм. Эти значения являются усреднением по диапазону температур 320-380К, поэтому константу еще предстоит проверить на более широких диапазонах для выявления зависимости от температуры. Отметим, что значения k_s близки к значения, полученным в работах [8] или к теоретической оценке, полученной в [9]. Отличия значений величины k_s , рассчитанной по различным полосам излучения, обусловлено погрешностью абсолютной калибровки спектрометров.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По результатам измерений интенсивности излучения газа, содержащего СК и текущего в проточной трубке, была найдена зависимость изменения вдоль неё концентрации СК. В итоге найдена константа скорости реакции самотушения СК.

6. БЛАГОДАРНОСТИ

Особую благодарность автор статьи приносит д.ф.-м.н. М.В. Загидуллину за постановку задачи и внимание к работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ:

1. Harrison R. M. Pollution: Causes, Effects & Control (2nd ed.) // Cambridge: Royal Society of Chemistry. 1990.
2. Song B., Wang G. Yuan J. A new europium chelate-based phosphorescence probe specific for singlet oxygen // The Royal Society of Chemistry 2005 Chem. Commun., 2005, 3553–3555. DOI: 10.1039/b503980k.
3. Gupta M., Owano T., Baer D.S., O’Keefe A., Williams S. Quantitative determination of singlet oxygen density and temperature for Oxygen-Iodine Laser Applications // Chemical Physics Letters 400 (2004) 42–46.
4. Whitlow S.H., Findlay F.D. Single and double electronic transitions in molecular oxygen // Canadian Journal of Chemistry. V45. 2087(1967). P. 2087-2091.
5. Зырянов С.М., Лопаев Д.В. // Физика Плазмы. 2007. Т. 33. №5. С 1-12.
6. Загидуллин М.В. Температурная зависимость спектральной ширины димольного излучения синглетного кислорода // Оптика и спектроскопия. 2010. Т. 109. №4. С 590-594.
7. Hicks A., Norberg S., Shawcross P., Lempert W.R., Rich J.W., Adamovich I.V. Singlet oxygen generation in a high pressure non-self-sustained electric discharge // Journal of Physics D: Applied Physics. 38(2005). P. 3812-3824.
8. McDermott W.E, Hobbs K., Henshaw T. A new measurement of the Singlet Delta Pooling Rate // XVII International Symposium of Gas Flow, Chemical Lasers and High-Power Laser. Proc. of SPIE vol. 7131 71312L-1.
9. Liu J., Morokuma K. Ab initio potential-energy surfaces of $O_2(X^3 \Sigma_g^-, a^1 \Delta_g, b^1 \Sigma_g^+)$ + $O^2(X^3 \Sigma_g^-, a^1 \Delta_g, b^1 \Sigma_g^+)$: Mechanism of quenching of $O^2(a^1 \Delta_g)$ // The Journal of Chemical Physics. 123. 204319(2005).

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ КВАНТОВОЙ НИТИ В МЕТОДЕ АССОЦИАТИВНЫХ АЛГЕБР

О.Ф. Кузнецова

*Самарский государственный университет
(443011, г. Самара, ул. Академика Павлова, д. 1)
Olga_ppb@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

Исследуется модель, описывающая движение заряда в квантовой нити без учета спина частицы. Изучаются резонансы проводимости, порожденные взаимодействием частицы с дефектом стенки нити. Рассмотрены два случая: полуклассический подход и баллистическая проводимость, связанная с матрицей рассеяния формулой Ландауэра.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время физические свойства наноструктур (НС) привлекают к себе все большее внимание. Данный интерес обусловлен тем, что исследования НС способствовали не только открытиям фундаментального характера (например, квантование проводимости, кулоновская блокада и др.), но и стимулировали прогресс электронной инженерии. Успехи в области нанотехнологий позволяют надеяться применить различные типы НС для создания новых типов электронных устройств. Некоторые НС, такие как сверхрешетки, квантовые ямы и нити, уже применяются в современных полупроводниковых технологиях. Ожидается, что основу компьютера будущего будут составлять массивы НС, обладающих квантовыми когерентными свойствами.

Очевидно, что электронные свойства НС должны быть исследованы до появления технологии их массового изготовления. В связи с этим исследование электронного транспорта в различных НС является весьма актуальной задачей, поскольку в основе работы большинства полупроводниковых приборов лежат кинетические и туннельные эффекты. Исследованию таких свойств посвящено множество работ последнего времени (см. напр. [1-3]).

В данной работе строится модель, описывающая движение заряда в квантовой нити с неоднородными стенками. В рамках построенной модели ставится задача рассчитать проводимость квантовой нити.

2. УДЕЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ (ПОЛУКЛАССИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ)

В работе [4] получено точное решение задачи рассеяния частицы, движущейся свободно вдоль оси y («квантовой нити») в поле сингулярного сосредоточенного потенциала $\delta(x)$ с «дефектом». «Дефект» моделируется полуплоскостью, расположенной вдоль положительной части оси x .

Уравнение Шредингера в данной модели записывается на плоскости $ХОУ$:

$$-\frac{\partial^2 \psi_f}{\partial x^2}(x, y) - \frac{\partial^2 \psi_f}{\partial y^2}(x, y) + 2\delta(x)\psi'_a + 2\delta'(x)\psi_a = E \psi. \quad (1)$$

Волновая функция в координатном представлении имеет вид:

$$\langle \vec{r} | \Psi_k^+ \rangle = \psi_f \left[\exp(-iky) F(\xi) - \exp(iky) F(\eta^*) \right], \quad (2)$$

$$\psi_f(x) = \begin{cases} \exp(\kappa x), & x < 0 \\ C \exp(-\kappa x), & x > 0 \end{cases}$$

Константа κ связана с энергией связи E_0 соотношением $E_0 = -\kappa^2$, функция $F(\xi) = C(\xi) + iS(\xi)$, где $C(\xi), S(\xi)$ – интегралы Френеля.

Переменные ξ, η введены, следуя методу разветвленных решений Зоммерфельда. Представим y и x как соответственно вещественную и мнимую части комплексного числа $z, z = y + ix$. Далее $z = w^2, w = \xi + i\eta$.

На рис. 1 представлена функция распределения координаты в данном квантовом состоянии.

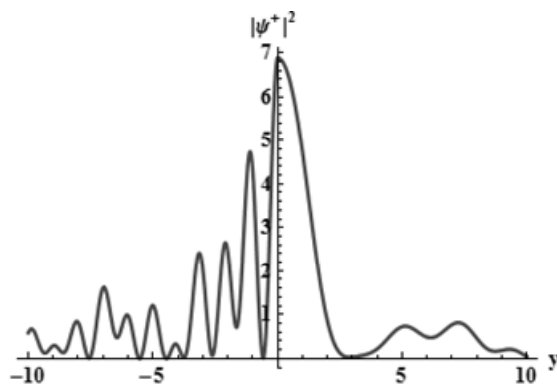


Рис. 1. Локализация электрона в квантовой нити

Максимум на графике в окрестности нуля указывает на то, что частица задерживается в области взаимодействия с дефектом, образуя резонансное состояние.

Перейдем к импульсному представлению и затем рассчитаем величину

$W_{\vec{p}\vec{k}} = \left| \langle \vec{p} | \Psi_k^+ \rangle \right|^2$. Это – плотность ве-

роятности перехода в конечное состояние с импульсом в интервале от \bar{p} до $\bar{p} + d\bar{p}$ при условии, что в начальном состоянии у частицы был импульс \vec{k} .

На Рис. 2 представлен график этой функции. Он иллюстрирует рассеяние в зависимости от проекции импульса p_y при $p_x=0$. Область положительных p_y соответствует рассеянию вперед, вдоль квантовой нити, область $p_y < 0$ – рассеяние назад, обусловленное сопротивлением шероховатой стенки квантовой нити.

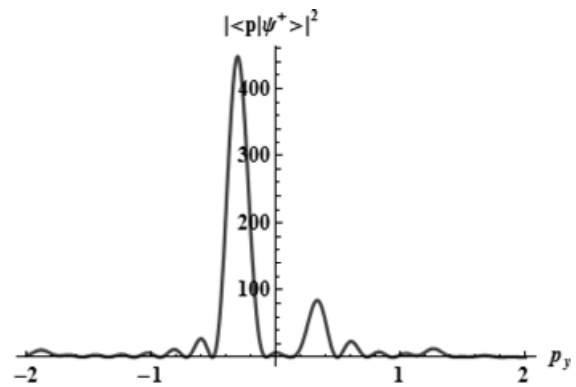


Рис. 2. Функция распределения по проекциям импульса

Найденную функцию используем для расчета времени релаксации и удельного сопротивления в рамках приближения времени релаксации в теории Друде [5]. Данная модель позволяет быстро построить наглядную картину и получить грубую оценку проводимости.

В теории Друде электроны рассматриваются как свободный идеальный газ. Если все n электронов в единице объема движутся с одинаковой скоростью v , то плотность тока параллельна v . Далее, за время dt электроны сместятся на расстояние $v dt$ в направлении v , поэтому за это время площадь A , перпендикулярную направлению тока, пересекут $n (v dt) A$ электронов. Так как каждый электрон несет заряд $-e$, полный заряд, пересекающий A за время dt , равен $-nevA dt$, и, следовательно, плотность тока по модулю равна

$$j = nev. \quad (3)$$

В любой точке металла электроны всегда движутся в самых различных направлениях и обладают разными тепловыми скоростями. Суммарная плотность тока дается выражением (3), где v – средняя скорость электронов. В присутствии поля E средняя скорость электронов отлична от нуля и направлена противоположно полю. Эту скорость можно рассчитать следующим образом.

Рассмотрим какой-либо электрон в нулевой момент времени. Пусть t – время, прошедшее после его последнего столкновения. Скорость этого электрона в нулевой момент времени будет равна его скорости v_0 непосредственно после столкновения плюс дополнительная скорость eEt/m ,

которую электрон приобрел после столкновения. Так как мы предполагаем, что после столкновения скорость электрона может иметь любое направление, вклад от v_0 в среднюю скорость электронов равен нулю, и поэтому она равна среднему значению величины eEt/m . Однако среднее значение t равно времени релаксации τ . Поэтому имеем:

$$v_{cp} = \frac{eE\tau}{m}, \quad j = \left(\frac{ne^2\tau}{m} \right) E. \quad (4)$$

Этот результат обычно формулируют, используя характеристику, обратную удельному сопротивлению, удельную проводимость σ :

$$j = \sigma E, \quad \sigma = \frac{ne^2\tau}{m}. \quad (5)$$

Таким образом, мы получили линейную зависимость j от E и нашли для проводимости σ выражение, в которое входят только известные величины и время релаксации τ .

Время релаксации τ , определяющее подвижность носителей, можно рассчитать по формуле [6]:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_q \left| \langle \vec{p} | V | \Psi^+ \rangle \right|^2 \delta \left[\frac{p^2}{2m} - \frac{k^2}{2m} \right] \frac{\vec{p} \cdot \vec{q}}{p^2}. \quad (6)$$

Здесь $\vec{q} = \vec{p} - \vec{k}$ – переданный импульс, дельта-функция Дирака указывает на выполнение закона сохранения энергии. Проведем расчет по формуле (6) с использованием волновой функции (2). Для одномерного рассеяния угол между \vec{k} и \vec{p} принимает только два значения $\theta = 0, \pi$.

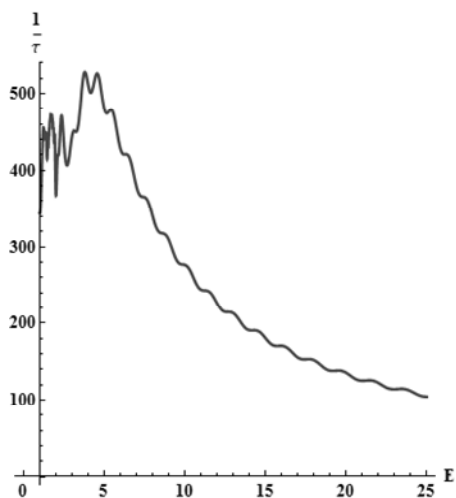


Рис. 3. Зависимость $1/\tau$ от энергии электронов

На рис. 3 представлен результат расчета, график зависимости $\frac{1}{\tau}$ от энергии частицы в квантовой нити. График построен в относительных (безразмерных) единицах. Результаты расчета в нашей модели соответствуют расчетам в других теоретических подходах [7]. Расчет показывает, что сопротивление нити имеет резонансный характер.

Факт локализации электрона в квантовой нити [8, 9] проявляет себя как увеличение сопротивления при некоторых значениях энергии частиц.

3. БАЛЛИСТИЧЕСКАЯ ПРОВОДИМОСТЬ

Одним из интересных явлений, характерных для наноструктур, является баллистический режим электронного транспорта, который наблюдается в том случае, когда длина свободного пробега электрона превышает размер структуры [10,11]. Проводимость баллистической квантовой нити равна:

$$\sigma = \frac{e^2}{2\pi\hbar} N. \quad (7)$$

Здесь N – число уровней (подзон), лежащих ниже уровня химического потенциала, то есть содержащих электроны. Пока число электронов на единицу длины нити n меньше некоторого значения, все они располагаются на первом квантовом уровне. Проводимость нити $\sigma = e^2 / \pi\hbar$ (с учетом принципа Паули). Как только концентрация превысит данное значение, часть электронов будет вынуждена разместиться на втором уровне, в проводимости появится дополнительный член $e^2 / \pi\hbar$. Такие скачки проводимости будут происходить всякий раз, когда электроны начинают заполнять очередной уровень. В целом зависимость $\sigma(n)$ должна иметь ступенчатый вид, причем высота этих ступенек равна универсальной величине $e^2 / \pi\hbar$ [12].

Применим к расчету проводимости квантовый S-матричный подход. В области квантовой нити (см. рис. 4) волновая функция частицы имеет вид (2), а вне нити выражается через коэффициенты рассеяния:

$$\psi_1 = (Ae^{iky} + Be^{-iky})e^{-\kappa|x|}, \quad \psi_2 = (Ce^{iky} + De^{-iky})e^{-\kappa|x|}.$$

Коэффициенты A , B , C , и D определяются матрицей рассеяния, связывающей in- и out-состояния:

$$\begin{pmatrix} B \\ C \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r & t \\ t' & r' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ D \end{pmatrix}.$$

Матричные элементы находим из граничных условий. Проводимость вычисляем по формуле $G = G_0 tt'$ (формула Ландауэра), где $G_0 = e^2 / (2\hbar)$ – квант проводимости. На рис. 5 показан результат расчета коэффициента прохождения $T = tt'$ в нашей модели. На графике имеются характерные ре-

зональные пики, вполне соответствующие расчетам в других теоретических моделях [10,11].

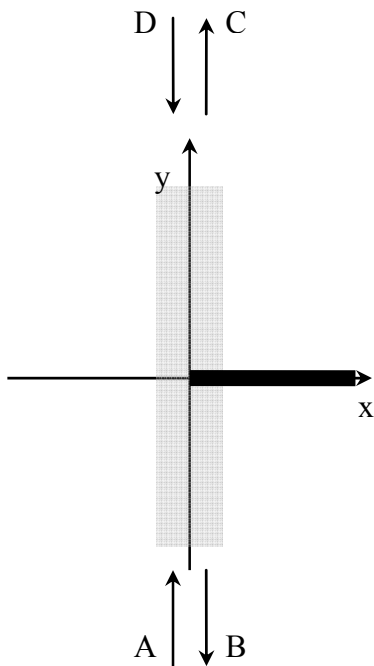


Рис. 4. Схема одномерного рассеяния

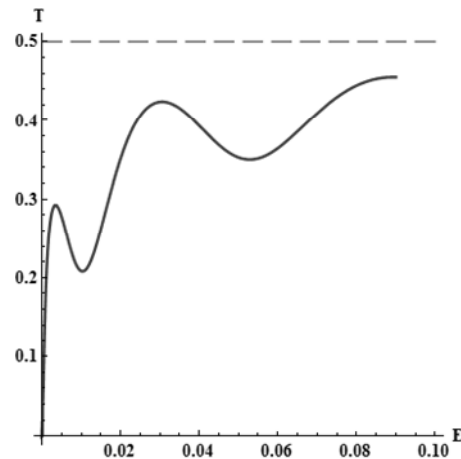


Рис. 5. Коэффициент прохождения квантовой нити

Особенностью полученного результата является асимптотическое поведение проводимости при увеличении энергии электронов: предельное значение $T_{\max} = 0,5$. Проведенные современные эксперименты дают значение для этой величины в интервале 0,7 - 1. Причем, по теоретическим оценкам, на величину T существенно влияет учет спина в рассматриваемой задаче. В нашей модели проведен расчет без учета спина электронов.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе в рамках метода ассоциативных алгебр построена модель квантовой нити с неидеальной стенкой. Проведен расчет удельного сопротивления (обратного времени релаксации) квантовой нити и баллистической проводимости без учета спина электрона. Показано, что проводимость носит резонансный характер. Количественные выводы в рамках построенной модели нельзя считать точными. Для правильной оценки необходимо учесть спин электронов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Shulenburg L., Casula M., Senatore G., Martin M. Correlation effects in quasi-one-dimensional quantum wires // *Phys. Rev. B*. 2008. V. 78, P. 165303-165311.
2. Smith L.W., Hew W.K., Thomas K.J., Pepper M., Farrer I., Anderson D., Jones G.A.C., Ritchie D.A. Row coupling in an interacting quasi-one-dimensional quantum wire investigated using transport measurements // *Phys. Rev. B*. 2009. V. 80. P. 041306-041319.
3. Levchenko A., Micklitz T., Rech J., Matveev K.A. Transport in partially equilibrated inhomogeneous quantum wires // *Phys. Rev. B*. 2010. V. 82, P. 115413-115419.
4. Кузнецова О.Ф. Модель квантовой нити в методе ассоциативных алгебр // VII Всероссийский молодежный Самарский конкурс-конференция научных работ по оптике и лазерной физике / Сборник конкурсных докладов. Самара. Изд-во «Самарский университет». 2010. С. 133-139.
5. Ашкрофт Н., Мермин Н. Физика твердого тела. Т.1. М.: Мир, 1979. 400 с.
6. Ансельм А.И. Введение в теорию полупроводников. М.: Наука, 1978. 615с.
7. Shchamkhalova B.S., Sablikov V.A. Mechanism of electron localization in a quantum wire // *arXiv:cond-mat/0703246v2*.
8. Feist J., Bäcker A., Ketzmerick R., Burgdörfer J., Rotter S. Nanowires with surface disorder: Giant localization length // *Phys. Rev. B*. 2009. V. 80. P. 245322-245335.
9. Güçlü A.D., Umrigar C.J., Jiang H., Baranger H.U. Localization in an inhomogeneous quantum wire // *Phys. Rev. B*. 2009. V. 80. P. 201302-201311.
10. Gurosoy B., Gong A., Gong J. Conductance properties of rough quantum wires with colored surface disorder // *arXiv:0910.0303v1*.
11. Costa V., Silva E. Ballistic conductance and thermoelectric power of lead-salt semiconductor nanowires // *Phys. Rev. B*. 2010. V. 82. P. 153302-153309.
12. Шик А.Я., Бакуева Л.Г., Мусихин С.Ф., Рыков С.А. Физика низкоразмерных систем. СПб.: Наука, 2001. 160 с.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ ТЕМПЕРАТУРОЙ И СПЕКТРАЛЬНОЙ ШИРИНОЙ ПОЛОС ДИМОЛЬНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СИНГЛЕТНОГО КИСЛОРОДА

М.С. Малышев

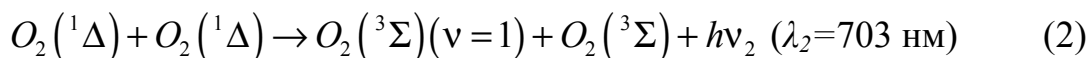
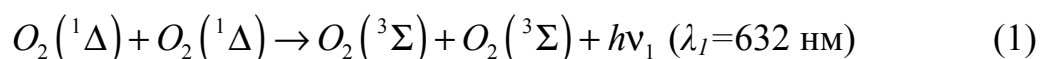
*Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва, 443086, г. Самара, Московское шоссе, д. 34
ningen256@gmail.com*

АННОТАЦИЯ

В данной работе была выведена зависимость спектральной ширины полос димольного излучения синглетного кислорода от температуры. Для определения температуры в серии экспериментов использовалась зависимость формы спектра частично разрешенной вращательной структуры перехода $^1\Sigma \rightarrow ^3\Sigma$ молекулы кислорода. Ширина полос димольного излучения вычислялась при помощи аппроксимации их спектра функцией псевдо-Фойхта.

1. ВВЕДЕНИЕ

Излучение, возникающее в результате взаимодействия двух возбужденных молекул, называется димольным. Очевидно, что энергия кванта, излученного при димольном взаимодействии, будет сильно зависеть от скорости сталкивающихся молекул. Для синглетного кислорода возможны две реакции димольного излучения, спектр которого представлен на рис. 1:



Как видно, в реакции (2) одна из молекул в основном состоянии оказывается колебательно возбужденной. Таким образом, димольное излучение в данном случае будет образовывать две довольно широких полосы. Так как скорости молекул подчиняются распределению Максвелла, между шириной этих полос и температурой должна иметься сильная зависимость. Данная работа посвящена определению этой зависимости.

Выведение вышеупомянутой зависимости имеет большое практическое значение, поскольку она может быть использована для вычисления температуры в средах, содержащих достаточное количество возбужденного кислорода для четкого проявления полос димольного излучения.

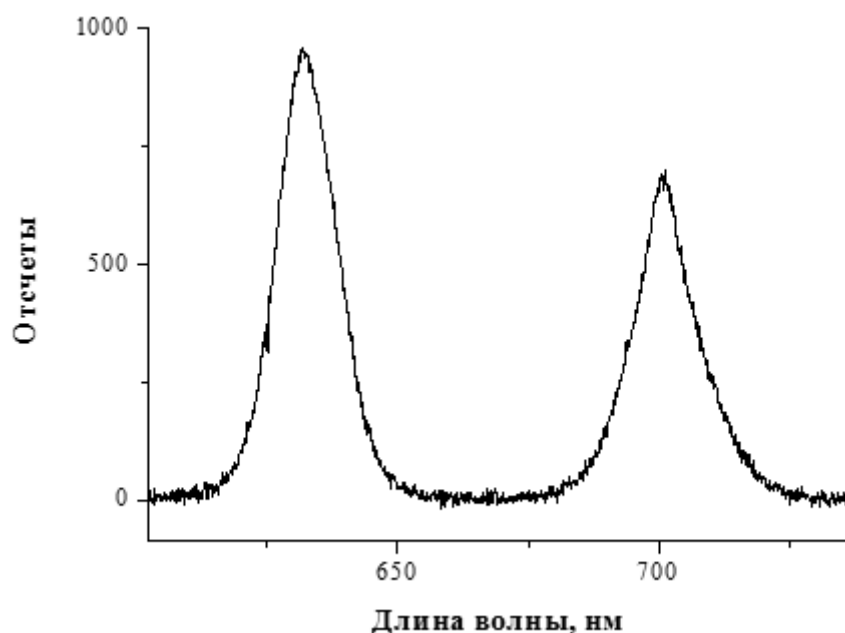


Рис.1. Спектр димольного излучения синглетного кислорода

Данные зависимости выводилась и ранее, например, в работе [1]. Однако, их недостатком являлось то, что для измерения температуры использовались контактные методы, которые дают завышенные значения при наличии в среде большого количества возбужденных молекул. В данной работе этот недостаток устранен.

2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ

2.1. Определение температуры

Для измерения температуры использовался метод аппроксимации спектра излучения перехода ${}^1\Sigma \rightarrow {}^3\Sigma$, описанный в работе [2]. Также существует возможность обработки спектра перехода ${}^1\Delta \rightarrow {}^3\Sigma$, однако его форма намного меньше зависит от температуры, поэтому спектр этого перехода в данной работе не используется. Форма спектра перехода ${}^1\Sigma \rightarrow {}^3\Sigma$, показанная на рис. 2, определяется переходами между вращательными энергетическими подуровнями электронных уровней молекулы кислорода[3]. Формула для интенсивности отдельной спектральной компоненты имеет следующий вид:

$$I_{JJ'}(T) = A_{JJ'} C (2J + 1) e^{-\frac{E_J}{kT}}. \quad (3)$$

Здесь J – вращательное число верхнего уровня, E_J – его энергия, $A_{JJ'}$ – вероятность спонтанного перехода. Для определения значений J , E_J , $A_{JJ'}$ использовались данные базы HITRAN[4].

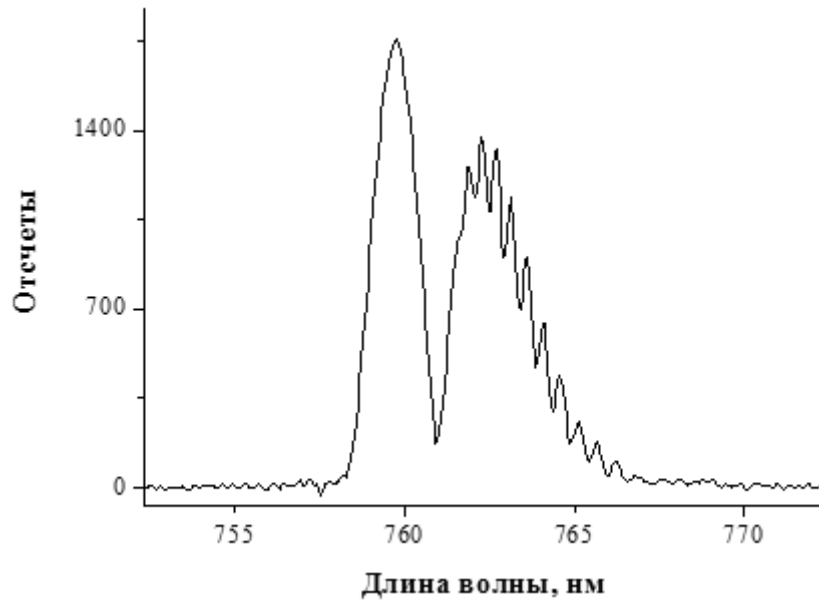


Рис.2. Спектр перехода ${}^1\Sigma \rightarrow {}^3\Sigma$ молекулы кислорода

Результирующий теоретический спектр перехода получается путём умножения аппаратной функции прибора на интенсивность отдельной линии для каждой линии с последующим их смещением на значение координаты пика и сложением:

$$I(\lambda, T) = \sum_i I_i(T) F(\lambda - \lambda_i). \quad (4)$$

Здесь F – аппаратная функция прибора, которая в данном случае измерялась на узких атомарных линиях спектра излучения аргона. Как оказалось, она достаточно хорошо аппроксимируется функцией псевдо-Фойхта, имеющей следующий вид:

$$F(x) = m_u \frac{2}{\pi} \frac{w_L}{4x^2 + w_L^2} + (1 - m_u) \frac{\sqrt{4 \ln 2}}{\sqrt{\pi} w_G} e^{-\frac{4 \ln 2}{w_G^2} x^2}. \quad (5)$$

Для экспериментов, рассматриваемых в данной работе были получены следующие параметры аппаратной функции: $w_L=0.690$ нм, $w_G=0.335$ нм, $m_u=0,0965$.

Для реализации вышеупомянутого метода аппроксимации спектра была написана программа которая принимает на вход полученный экспериментально спектр. Также программа принимает на вход файл базы данных HITRAN, содержащий описания всех переходов для синтеза теоретического спектра, параметры аппаратной функции, а также параметры спектральной чувствительности монохроматора. После получения необходи-

мых данных программа синтезирует несколько спектров для различных значений температуры и сравнивает их с экспериментально полученным спектром. Программа работает по методу половинного деления: по минимуму среднеквадратичного отклонения между экспериментально полученным и синтезированным спектрами определяет примерный интервал температур, в котором находится искомая температура газа. После этого интервал делится пополам и опять из двух интервалов выбирается наиболее подходящий. Так продолжается, пока ширина интервала не достигнет некоторого значения.

2.2. Измерение ширины полос димольного излучения

Как уже упоминалось, для синглетного кислорода возможны две реакции димольного излучения. Как видно, в реакции (1) в результате взаимодействия образуются две молекулы в основном состоянии, ей соответствует длина волны $\lambda_1 \approx 633$ нм. В реакции (2) одна из молекул в основном состоянии оказывается колебательно возбужденной, этой реакции соответствует большая длина волны $\lambda_2 \approx 702$ нм.

Как оказалось, эти спектры этих полос достаточно хорошо аппроксимируются функцией псевдо-Фойхта (3). Была написана программа, выполняющая аппроксимацию спектра полос димольного излучения при помощи алгоритма Левенберга-Марквардта. Данная программа принимает на вход экспериментально полученный спектр и функцию спектральной чувствительности прибора, после чего выполняет аппроксимацию следующей функцией:

$$f(x) = \sum_{i=1}^2 S_i (\lambda - \lambda_i) + f_o(\lambda). \quad (6)$$

Здесь S_i – функция псевдо-Фойхта (3), $f_o(\lambda)$ – базовая функция, соответствующая уровню шумов, в данной работе принятая линейной. Программа выводит параметры аппроксимирующей функции, среди которых ширины w_1, w_2 и максимумы полос x_1, x_2 соответственно для спектров димольного излучения (1), (2).

2.3. Результаты

Для спектров кислорода, полученных в ходе нескольких экспериментов, были определены температуры газа и ширины полос димольного излучения. В результате были получены зависимости, представленные на

рис. 3 и рис. 4, которые достаточно хорошо аппроксимируются линейными функциями:

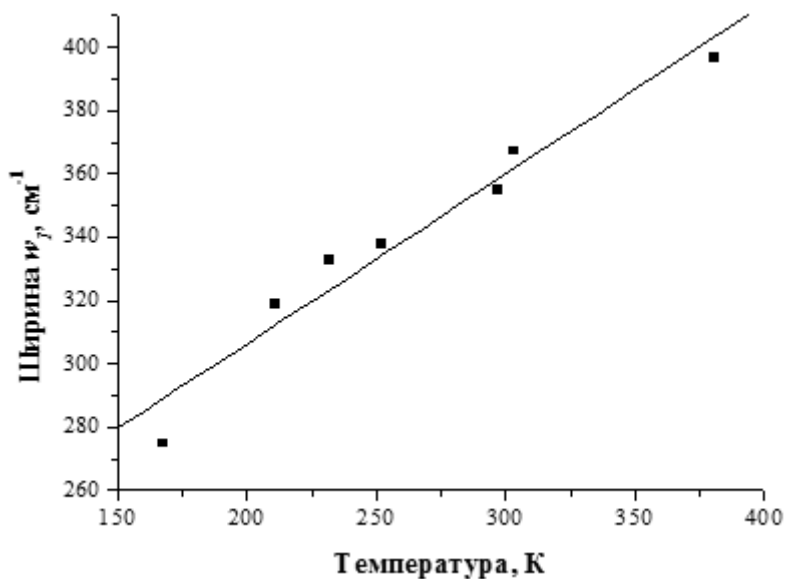


Рис.3. Зависимость ширины w_1 ($\lambda_1 \approx 633$ нм) от температуры

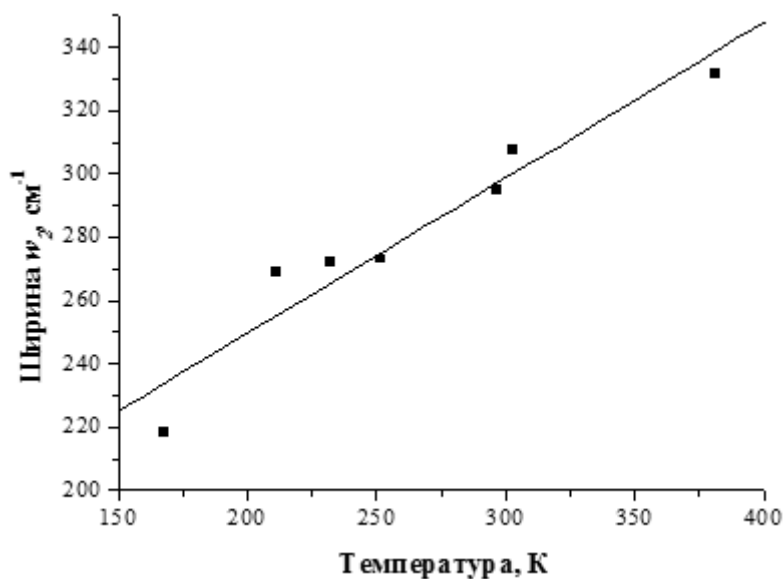


Рис.4. Зависимость ширины w_2 ($\lambda_2 \approx 702$ нм) от температуры

$$\lambda_1 \approx 633 \text{ нм}: w_1(T) = (199 \pm 14) + (0,53 \pm 0,05)T \text{ см}^{-1} \quad (7)$$

$$\lambda_2 \approx 702 \text{ нм}: w_2(T) = (152 \pm 17) + (0,49 \pm 0,06)T \text{ см}^{-1} . \quad (8)$$

Также в ходе работы вышеупомянутой программы, помимо ширин полос димольного излучения, были получены их максимумы. Зависимости максимумов полос от температуры также достаточно хорошо аппроксимируются линейными функциями:

$$\lambda_1 \approx 633 \text{ нм}: x_1(T) = (15790,6 \pm 1,6) + (0,067 \pm 0,006)T \text{ см}^{-1} \quad (9)$$

$$\lambda_2 \approx 702 \text{ нм: } x_2(T) = (14238,0 \pm 2,3) + (0,064 \pm 0,009)T \text{ см}^{-1}. \quad (10)$$

Как видно, коэффициенты наклона прямых примерно совпадают, что позволяет судить о синхронном смещении полос с изменением температуры.

2.4. Исходные данные и инструменты

Автор данной работы выражает благодарность д.ф.-м.н. М.В. Загидуллину за предоставление экспериментальных данных, рассматриваемых в данной работе. Для написания вышеупомянутых программ использовалась среда разработки Microsoft Visual Studio 2008, также использовалась свободная библиотека математических алгоритмов ALGLIB (реализация алгоритма Левенберга-Марквардта). Для построения расчетных спектров молекул кислорода использовалась база данных HITRAN[4].

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе была получена зависимость спектральной ширины полос димольного излучения синглетного кислорода от температуры. Данные зависимости могут быть использованы в основе метода быстрого измерения температуры газа, содержащего синглетный кислород. Однако, эти зависимости пока еще не очень точны, в основном, это происходит из-за того, что метод определения температуры, используемый в данной статье, обладает довольно высокой погрешностью (5-10К). Для выведения более точной зависимости нужно уменьшать эту погрешность и увеличивать число аппроксимируемых точек для уменьшения погрешности аппроксимации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Billington A.P., Borell P., Rich N.H. Low-temperature Spectroscopic Measurements of the 'Dimol' Transitions of Singlet Molecular Oxygen [$O_2(a^1\Delta_g)$] // J. Chem. Soc., Faraday Trans. 2, 1988. V.84. №.6. P.727-735.
2. Зырянов С.М., Лопавев Д.В. Измерение газовой температуры в плазме кислорода с помощью спектроскопии перехода $O_2(b^1\Sigma_g^+) \rightarrow O_2(X^3\Sigma_g^-)$ // Физика плазмы, 2007, Т. 33. №5.С. 1-12.
3. Amiot C., Verges J. The magnetic dipole $a^1\Delta_g \rightarrow X^3\Sigma_g^-$ transition in the oxygen afterglow // Can. J. Phys., 1981. V.59. P. 1391-1398.
4. Rothman L.S., Jacquemart D., Barbe A. et.al. The HITRAN 2004 molecular spectroscopic database // J. Quant. Spec. Trans., 2005. V.96. №2, P. 139-204.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ФРАГМЕНТАЦИИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОЧАСТИЦ В ВОДЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

С.Д. Махлышева, И.Н. Завестовская

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
119991 Москва, Ленинский проспект 53
makhlysheva@gmail.com*

АННОТАЦИЯ

Представлена физическая модель фрагментации наночастиц золота в воде под действием фемтосекундных лазерных импульсов. Модель основывается на электролизации наночастиц металла, нагреваемых лазерным импульсом, и их делении при развитии неустойчивости заряженной капли жидкого металла. В качестве механизма электролизации рассмотрена термоэмиссия горячих электронов с поверхности наночастицы с последующей их сольватацией в жидкости. Получены оценки заряда наночастиц, приобретаемого при их облучении в воде.

1. ВВЕДЕНИЕ

Наночастицы благородных металлов успешно применяются для решения широкого круга задач, например, в химическом катализе, нанoeлектронике и создании биосенсоров. Последнее направление интенсивно развивается в последние годы и предполагает использование наночастиц размером от 1 до 50 нм, с узким распределением по размерам, свободных от токсичных загрязнений на поверхности и содержащих активные химические группы для дальнейшего присоединения к биомолекулам [1].

Одним из методов получения наночастиц благородных металлов является воздействие фемтосекундных лазерных импульсов на мишени или взвеси микроскопических частиц, помещенных в жидкую среду [2-6]. Воздействие лазерным излучением предлагает возможность синтеза наночастиц в чистой, хорошо контролируемой среде, что позволяет решить проблему загрязнения поверхности частиц.

В настоящее время в литературе отсутствуют модели, объясняющие процессы фрагментации наночастиц под действием лазерного излучения. Целью данной работы является построение физической модели фрагмен-

тации наночастиц золота в воде под действием излучения лазера с импульсами фемтосекундной длительности. Рассматривается следующий сценарий: поглощение фемтосекундного лазерного импульса приводит к росту температуры электронной подсистемы наночастицы металла до нескольких тысяч градусов Кельвина, температура решетки при этом остается неизменной. Нагрев электронной подсистемы вызывает эмиссию электронов с поверхности металла в окружающую жидкость, в результате чего наночастица приобретает положительный заряд. Эмитированные электроны термализуются и сольватируются в воде или окружающей наночастицу жидкости (захватываются средой в результате поляризации окружающих электрон молекул). При этом кинетика электронов в воде может быть описана на основе модели воды как аморфного полупроводника, а процесс сольватации может рассматриваться как захват электронов на ловушку. В результате взаимодействия электронов наночастицы с решеткой электронная подсистема охлаждается, а решетка нагревается и происходит переход наночастицы в жидкое состояние. Прогрев слоев жидкости, окружающих наночастицу, за счет процессов теплопроводности приводит к образованию паровой каверны, внутри которой находится положительно заряженная наночастица. Если заряд наночастицы превышает пороговое значение, определяемое критерием Рэля, то она становится неустойчивой, и происходит ее деление.

В настоящей работе найдена зависимость электронных и решеточных температур от времени для наночастиц золота под действием лазерного фемтосекундного импульса; определен ток термоэлектронной эмиссии с поверхности наночастицы в воду и получены оценки приобретаемого ею вследствие этого заряда.

2. ТЕМПЕРАТУРА НАНОЧАСТИЦ И ТОК ТЕРМОЭМИССИИ

Температуры электронной и фононной подсистем металла определяются на основе двухтемпературной модели:

$$\begin{cases} C_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = -g(T_e - T_{ph}) + \frac{P}{V} \\ C_{ph} \frac{\partial T_{ph}}{\partial t} = g(T_e - T_{ph}) \end{cases} \quad (1)$$

T_e – температура электронной подсистемы, T_{ph} – температура фононной подсистемы, C_e, C_{ph} – теплоемкости электронов и фононов; g – фактор электрон-фононного взаимодействия, P – мощность лазерного излучения, поглощаемая наночастицей, V – объем наночастицы.

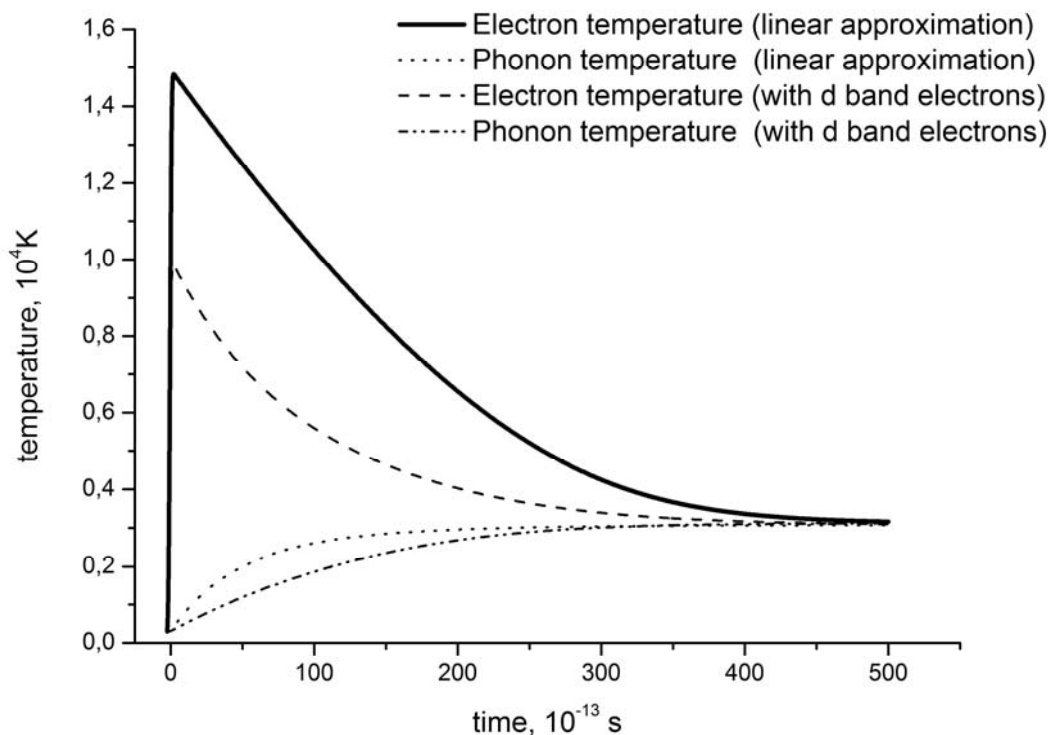


Рис.1 Временной профиль температур электронной и фононной подсистем для двух случаев: с учетом и без учета термически возбужденных электронов d зоны

При решении данной системы уравнений были учтены температурные зависимости теплоемкости электронов и константы связи электронов с фононами [7]. Результаты решения для плотности энергии лазерного излучения 100 мДж/см^2 представлены на рис. 1. При расчетах сечение поглощения считали равным геометрическому сечению πa^2 , где $a=100$ нм – радиус частицы. Как видно из рис. (1), после окончания лазерного импульса температура электронов достигает величины десятка тысяч градусов, затем линейно спадает за характерные времена в десятки пикосекунд. Конечная температура решетки наночастицы значительно превышает температуру плавления золота ($T=1337\text{К}$ [8]), т.е. наночастица переходит в жидкое состояние.

При нагреве наночастицы золота с ее поверхности происходит термоэлектронная эмиссия. Величина тока термоэмиссии электронов определяется температурой электронной подсистемы металла:

$$j = A \cdot T_e^2 \cdot \exp\left(-\frac{W}{kT_e}\right), \quad (2)$$

где A – постоянная Ричардсона, $A \approx 120 \frac{A}{\text{см}^2 \cdot K}$, W – работа выхода, T_e – температура электронов.

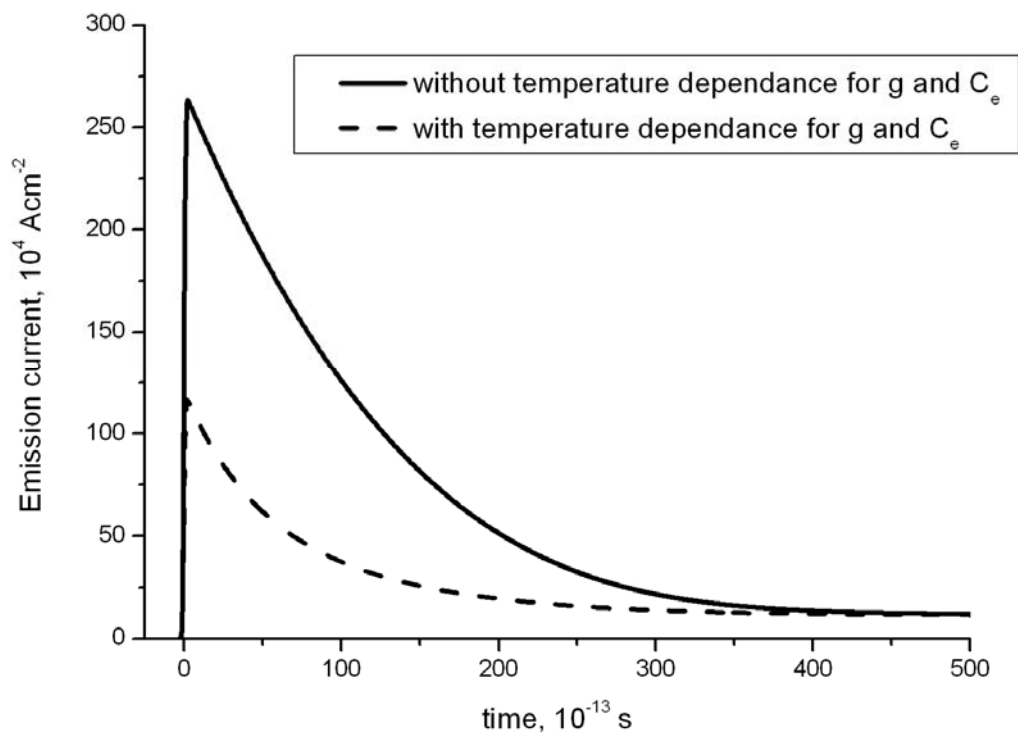


Рис. 2. Временной профиль величины тока термоэмиссии для двух случаев: с учетом и без учета температурной зависимости электронной теплоемкости и электрон-фононного фактора взаимодействия

На рис. 2 представлена зависимость тока термоэлектронной эмиссии от времени для параметров лазерного излучения $F = 100$ мДж/см², $\tau_p = 10^{-13}$ с. Как видно из рис. 2, максимальное значение плотности тока термоэлектронной эмиссии достигает значения порядка 10^6 А/см². После окончания действия импульса ток экспоненциально спадает за характерное время в несколько пикосекунд.

3. СОЛЬВАТАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ВОДЕ И ЗАРЯД НАНОЧАСТИЦЫ

Эмитированные с поверхности наночастицы электроны быстро термализуются и сольватируются в воде за характерные времена 250 фс [9]. При сольватации электронов их подвижность резко падает. В результате вблизи

поверхности наночастицы образуется двойной электрический слой пространственного заряда. Уравнения движения электронов в диэлектрической среде с учетом собственного пространственного заряда имеют вид [10]:

$$\begin{cases} \frac{\partial n_e}{\partial t} = D_e \Delta n_e - \mu_e \cdot \operatorname{div}(n_e \cdot \vec{E}) - \frac{n_e}{\tau_s} \\ \frac{\partial n_s}{\partial t} = D_s \Delta n_s - \mu_s \cdot \operatorname{div}(n_s \cdot \vec{E}) + \frac{n_e}{\tau_s} \\ -\varepsilon_0 \Delta \varphi = 4\pi e (n_e + n_s) \\ \vec{E} = -\operatorname{grad} \varphi \end{cases} \quad (3)$$

где e – заряд электрона, n – концентрация электронов, D – коэффициент диффузии электронов в воде, μ – подвижность электронов в воде, E – пространственное самосогласованное поле электронов, ε_0 – диэлектрическая постоянная воды, φ – электрический потенциал собственного поля электронов, индексы e и s относятся к эмитированным и сольватированным электронам, соответственно.

Граничные условия выглядят следующим образом:

$$\begin{cases} n_e|_{r=a} = \frac{j_T}{\langle v_T \rangle \cdot e} \\ \left(D_s \frac{\partial n_s}{\partial r} - \mu_s n_s \vec{E} \right) \Big|_{r=a} = 0 \end{cases} \quad (4)$$

где j_T – ток эмиссии, а $\langle v_T \rangle$ – средняя скорость эмитированных электронов. Численное решение системы уравнений (3), (4) для случая наночастицы золота в воде показывает, что к моменту образования вокруг нее паровой каверны, приобретенный частицей заряд в несколько раз превышает критическое значение Z_{cr} .

4. КРИТЕРИЙ РЭЛЕЯ

Задача об устойчивости заряженной сферической капли в зависимости от соотношения поверхностной и кулоновской энергий была решена Рэлеем в 1882 году. Капля устойчива против больших деформаций – деления на две одинаковые части при

$$Q^2 \leq 0,35 \times 16\pi a^3 \sigma, \quad (5)$$

где Q – заряд капли, a – радиус капли, σ – коэффициент поверхностного натяжения жидкости [11]. Минимальное количество электронов, которое

должно покинуть поверхность капли, чтобы она стала неустойчивой и развалилась надвое, при радиусе капли расплавленного золота 100 нм, составляет $Z \approx 10^4$.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено теоретическое моделирование процессов фрагментации наночастиц золота в воде под действием фемтосекундных лазерных импульсов. Решена задача о нагреве золотой наночастицы при воздействии на нее лазерного излучения с импульсами фемтосекундной длительности. Определен заряд наночастицы, приобретаемый ею при термоэмиссии электронов в окружающую среду и последующей их сольватацией в воде. Показано, что к моменту образования паровой каверны, окружающей наночастицу, она приобретает заряд, превышающий критическое значение. Результаты моделирования могут быть использованы для оптимизации режимов лазерного излучения при производстве металлических наночастиц заданного размера.

Работа выполнена при поддержке Российской академии наук (программы 21П и 7ОФ), РФФИ (грант 02-09-00615), Минобразования РФ (грант 2009_1.1-122-052-025).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kabashin A.V., Meunier M. Recent advances in laser processing of materials // Elsevier Ltd, 2006. P.21.
2. Kabashin A.V., Meunier M., Kingston C, Luong J.J. Fabrication and characterization of gold nanoparticles by femtosecond laser ablation in an aqueous solution of cyclodextrins // Phys. Chem. B, 2003, V.107. P. 4527-4531.
3. Sylvestre J.-P., Kabashin A.V., Sacher E., Meunier M. Femtosecond laser ablation of gold in water: influence of the laser-produced plasma on the nanoparticle size distribution // Appl. Phys.A, 2005. V. 80. P. 753-758.
4. Muto Hitomi, Miyajima Ken, Mafune Fumitaka. Mechanism of laser-induced size reduction of gold nanoparticles as studied by single and double laser pulse excitation // J. Phys. Chem. C, 2008. V. 112. P. 5810-5815.
5. Besner S., Kabashin A.V., Meunier M. Two-step femtosecond laser ablation-based method for the synthesis of stable and ultra-pure gold nanoparticles in water // Appl.Phys. A, 2007.

6. Barcikowski S., Hanh A., Kabashin A.V., Chichkov B.N. Properties of nanoparticles generated during femtosecond laser machining in air and water // *Appl. Phys*, 2007. A 87. P. 47-55.
7. Zhibin Lin, Zhigilei L.V. Electron-phonon coupling and electron heat capacity of metals under conditions of strong electron-phonon nonequilibrium // *Proc. of SPIE*, 2006. V. 6261. 62610U-1. P. 075133-1 – 075133-17.
8. Физические величины. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1991. С. 228
9. Carlos Silva et al. Femtosecond solvation dynamics of the hydrated electron // *Appl. Optics*, 1994. V.33. № 28. P. 6692-2298; *Physical Review Letters*, 1998. V. 80, № 5. P. 1086-1089.
10. Ламперт М., Марк П. Инжекционные токи в твердых телах. М.: Мир, 1973.
11. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Теоретическая физика, т.8. М.: Наука, 1982. С. 55

ПОЛУЧЕНИЕ ПОЛЕЙ СО СЛОЖНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫМ МЕТОДОМ С ПОМОЩЬЮ ВИХРЕВЫХ АКСИКОНОВ

Д.П. Нуйкин, Е.Н. Воронцов

*Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН
Самарский государственный университет
denis@ssu.samara.ru*

АННОТАЦИЯ

В данной работе рассматривается интерференционная схема формирования полей с неоднородной поляризацией с помощью вихревых аксионов. Рассчитаны поляризационные структуры полей, смоделированы распределения интенсивностей полей. Экспериментально получено поле с неоднородной поляризацией.

1. ВВЕДЕНИЕ

Поля с неоднородной поляризацией могут быть использованы в различных прикладных областях. В настоящее время проводятся исследования по применению пучков с радиальной и азимутальной поляризацией в лазерной манипуляции микрообъектами, микроскопии сверхвысокого разрешения, анализе молекул, обработке материалов [1].

В данной работе проанализированы состояния поляризации поля, формируемого при интерференционном сложении пучков Лагерра-Гаусса с топологическими зарядами $|m|=2$. Предложен способ определения структуры поляризации такого поля с помощью поляризатора. Экспериментально получено поле с одним из возможных в рассмотренном случае состояний поляризации.

2. ПОЛУЧЕНИЕ ПОЛЕЙ С НЕОДНОРОДНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫМ МЕТОДОМ

Пучки Лагерра-Гаусса являются известными модами лазерных резонаторов. Обычно состояние поляризации данных пучков на выходе из резонатора является однородным и линейным. В общем случае поле моды Лагерра-Гаусса в полярных координатах r, θ задается выражением:

$$E(r, \theta) = E_0 \left(\frac{r}{w} \right)^{|m|} \exp \left(-\frac{r^2}{2w^2} \right) L_l^{|m|} \left(\frac{r^2}{w^2} \right) e^{im\theta}, \quad (1)$$

где $L_l^{|m|}(\bullet)$ – полиномы Лагерра, l и m числа. Число m определяет так называемый топологический заряд пучка, а его знак – направление закрутки фазы в пучке. На основе суперпозиции пучков Лагерра-Гаусса (1) с противоположными топологическими зарядами в параксиальном приближении можно получить поля с неоднородным распределением поляризации. Исходная поляризация пучков при этом однородная, причем у одного из пучков – левая, а другого правая круговая.

На рисунке 1 изображены распределения поляризации интерференционных полей при сложении пучков Лагерра-Гаусса, имеющих топологиче-

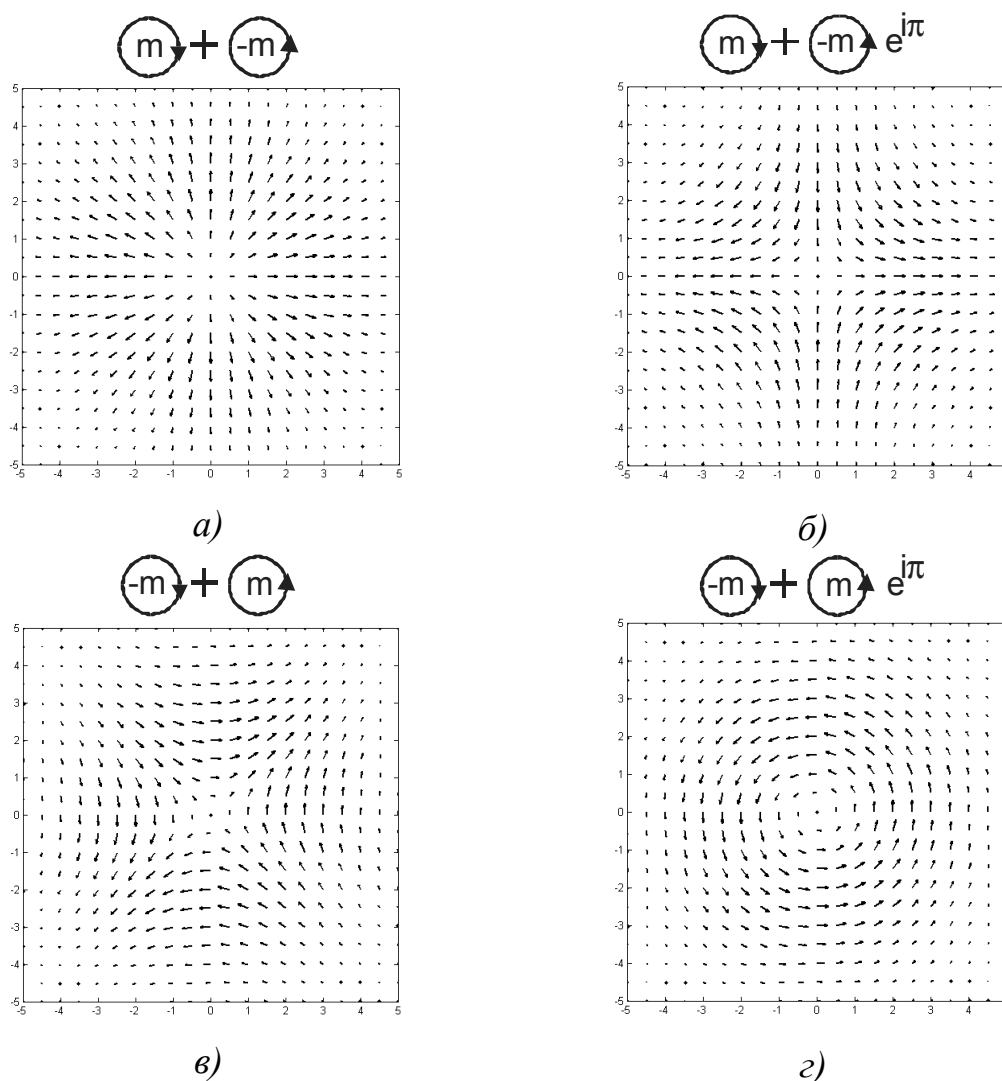


Рис. 1. Структура поляризации при сложении пучков Лагерра-Гаусса с топологическими зарядами $|m|=1$ (направление стрелок у кружков соответствуют правой и левой круговой поляризации)

ский заряд $|m|=1$ ($l=0$). Внесение дополнительной фазовой задержки между пучками и изменение их исходной поляризации приводит к преобразованию поляризации формируемого поля. Видно, что можно выделить три различных структуры поляризации: поля с линейной радиальной (рисунок 2, а), смешанной (рисунок 2, б, в) и азимутальной (рисунок 2, г) поляризацией [2, 3].

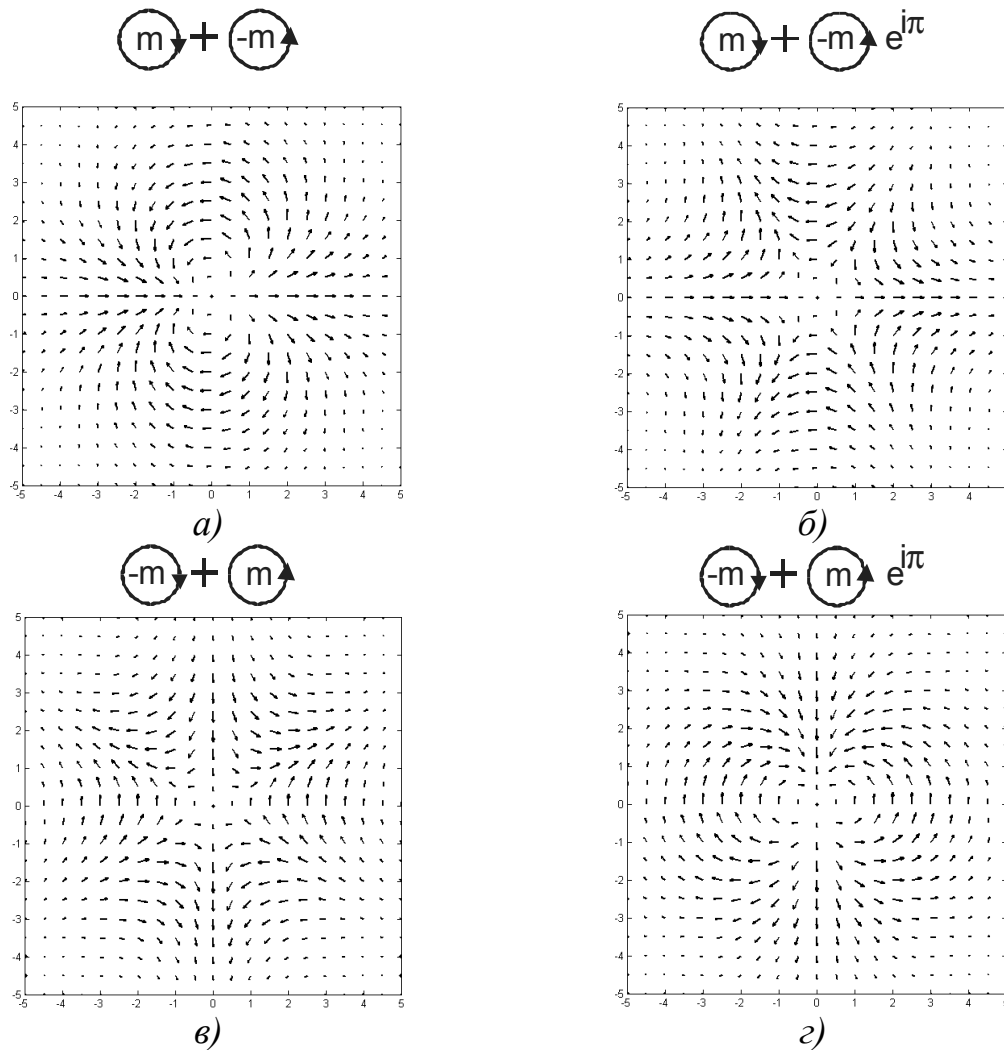


Рис. 2. Структура поляризации при сложении пучков Лагерра-Гаусса с топологическими зарядами $|m|=2$ (направление стрелок у кружков соответствуют правой и левой круговой поляризации)

В данной работе выполнено моделирование состояния поляризации при интерференционном сложении пучков Лагерра-Гаусса с топологическими зарядами $|m|=2$ ($l=0$). Найдено, что выделяются только два структурно различных распределения поляризации (рисунок 2, а, б). Два других состояния поляризации (рисунок 2, в, г) получаются в результате поворота на угол 90° против часовой стрелки структур в случаях б) и а) соответственно.

3. АНАЛИЗ СТРУКТУРЫ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Экспериментальное определение состояния поляризации пучка основано на анализе распределения интенсивности, которое формируется после прохождения им поляризатора. На рисунке 3 представлены результаты моделирования на основе матриц Джонса [4] прохождения неоднородно поляризованного поля, формируемого при интерференции пучков Лагерра-Гаусса с топологическими зарядами $|m|=2$ ($l=0$), через поляризатор. Видно,

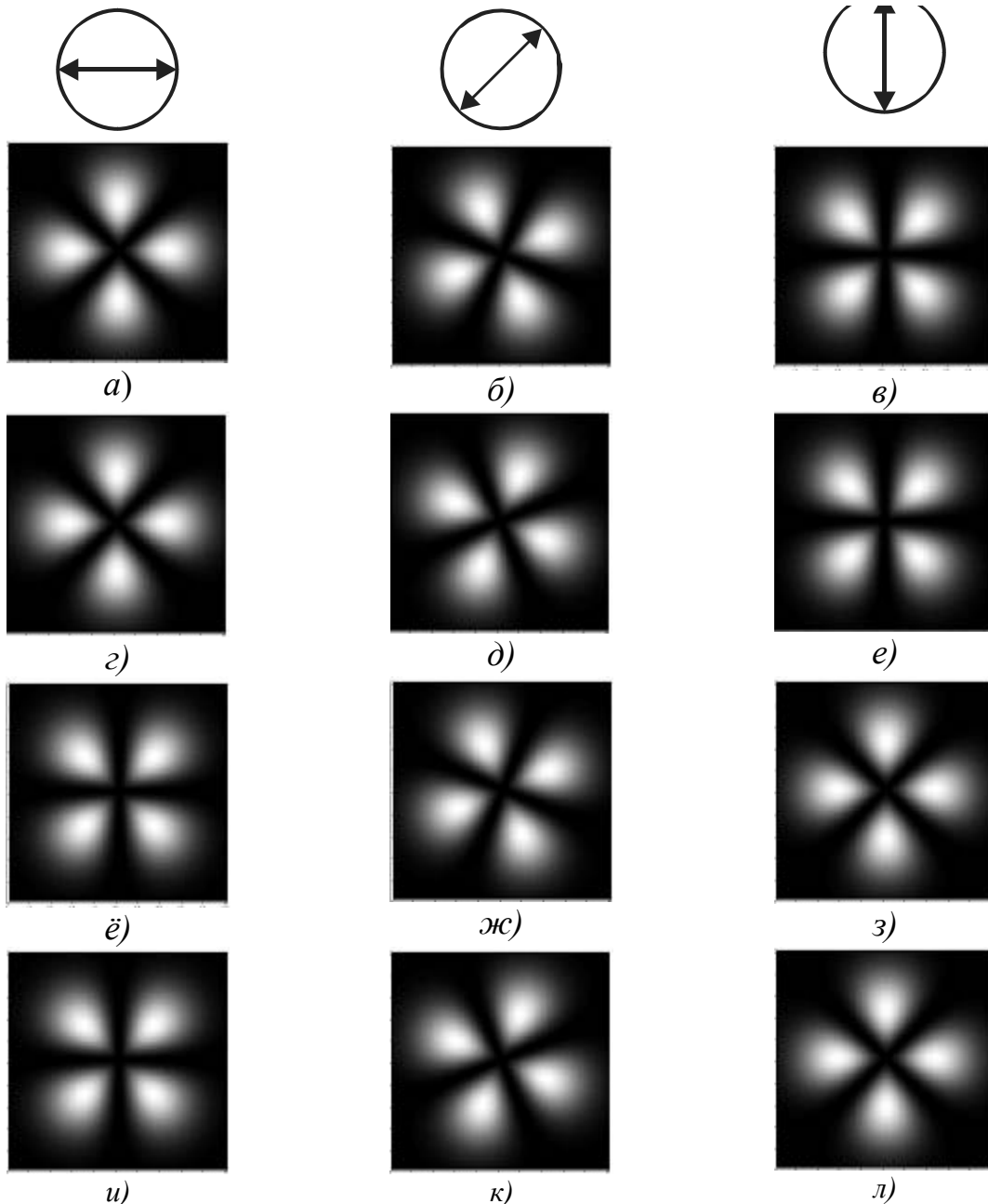


Рис. 3. Расчет распределения интенсивности поля с неоднородной поляризацией после прохождения поляризатора. Верхний ряд – положение оси поляризатора. Каждый ряд интенсивностей соответствует анализу определенного состояния поляризации на рисунке 3 (первый – а), второй – б) и т.д.)

что для однозначного определения структуры поляризации пучка достаточно рассмотреть два положения оси поляризатора: под углом 0 (или 90) и 45^0 к горизонту.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ФОРМИРОВАНИЕ ПОЛЯ С НЕОДНОРОДНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ

Для экспериментального формирования поля с неоднородной поляризацией, требуется получить два комплексно сопряженных пучка Лагерра-Гаусса. Однако на практике используют различные фазовые дифракционные элементы, с помощью которых в дальней зоне дифракции формируется поля с комплексными амплитудами вида:

$$E(r, \theta) = E_0(r) \exp(im\theta + i\varphi(r, \theta)) \quad (2)$$

где $\varphi(r, \theta)$ – некоторая фаза. В данной работе в качестве такого дифракционного элемента использовался вихревой аксикон, фазовое распределение которого задается следующим образом [5]:

$$\Phi(x, y) = \frac{krr_0}{R_0} + m\theta, \quad m=1, 2, 3 \dots \quad (3)$$

где k – волновое число, r – полярный радиус, r_0 – радиус кольца в дальней зоне, m – топологический заряд, R_0 – параметр. Фазовый профиль вихревого аксикона ($m=2$) изображен на рисунке 4, а. Распределение интенсивности, формируемого с помощью вихревого аксикона в дальней зоне, показано на рисунке 4, б.



Рис. 4. а) фазовый профиль вихревого аксикона ($m=2$), б) распределение интенсивности, формируемое с его помощью в фокусе линзы (численный расчет)

Для получения пучков с неоднородной поляризацией в работе использовалась схема, собранная на основе интерферометра Маха-Цандера (рисунок 5). В плечи интерферометра были введены вихревые аксиконы с

противоположными по знаку топологическими зарядами ($|m|=2$), которые изготавливались на бихромированной желатине методом контактного копирования. Для преобразования линейной поляризации излучения гелий-неонового лазера в правую и левую круговую применялись четвертьволновые пластинки. Анализ структуры поляризации осуществлялся с помощью поляризатора, установленного после второго делительного кубика.

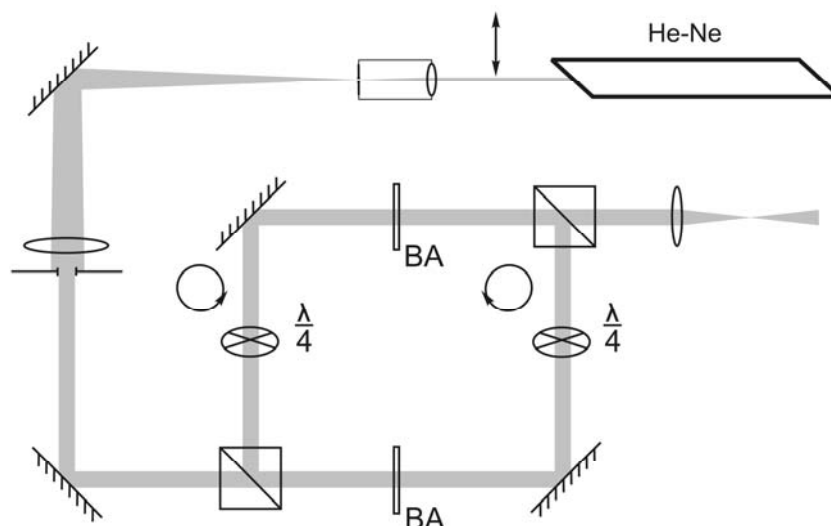


Рис. 5. Экспериментальная схема формирования полей с неоднородной поляризацией (BA – вихревой аксикон).

На рисунке 6 представлены результаты проведенного эксперимента. Сравнение полученных распределений интенсивности с рассчитанными теоретически позволяет сделать вывод о том, что распределение поляризации сформированного поля соответствует рисунку 3, в.

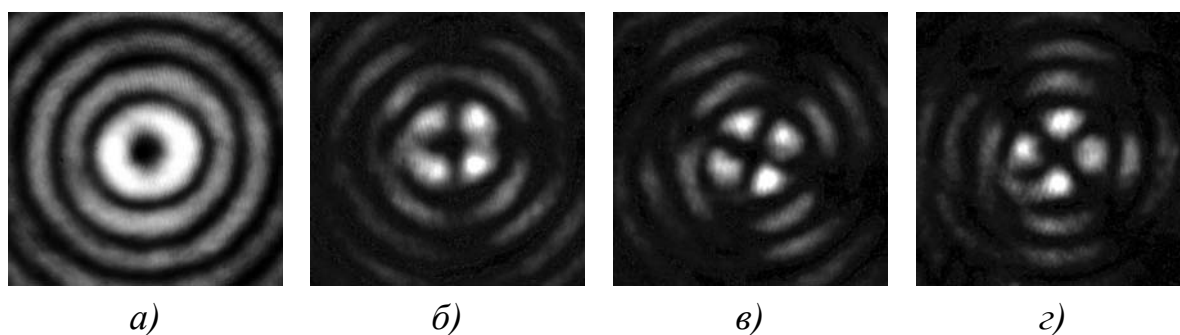


Рис.6. а) экспериментально полученное интерференционное поле; б), в), г) интенсивность поля после прохождения поляризатора для ориентации оси поляризатора $0, 45, 90^\circ$ по отношению к горизонтали соответственно.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе проведен анализ поляризации поля, которое формируется при интерференционном сложении двух пучков Лагерра-Гаусса с однородной левой и правой круговой поляризацией и топологическими зарядами $m = 2$ и $m = -2$. Показано, что в данном случае возможны два различных по структуре распределения поляризации. Экспериментально с использованием вихревых аксиконов, позволяющих сформировать поля с топологическими зарядами $|m|=2$, получено поле, имеющее неоднородную поляризацию, соответствующую теоретическим выводам.

Авторы выражают благодарность сотруднику Самарского филиала Физического института им. П.Н. Лебедева РАН Н.Н. Лосевскому за помощь в изготовлении вихревых аксиконов.

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 годы (Государственный контракт № 14.740.11.0063) и УНК ФИАН им. П.Н. Лебедева.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Maurer C., Jesacher A., Fürhapter S., Bernet S., Ritsch-Marte M. Tailoring of arbitrary optical vector beams // *New Journal of Physics*, 2007. V. 9 (78). PP. 1-20.
2. Tidwell S.C., Ford D.H., Kimura W.D. Generating radially polarized beams interferometrically // *Appl. Opt.*, 1990. V. 29. № 15. P. 2234-2239.
3. Tidwell S.C., Kim G.H., Kimura W.D. Efficient radially polarized laser beam generation with a double interferometer // *Appl. Opt.*, 1993. V. 32. № 27. P. 5222-5229.
4. Джеррард А., Берч Дж. М. Введение в матричную оптику. М.: Мир, 1978. 341 с.
5. Волостников В.Г., Абрамочкин Е.Г., Лосевский Н.Н. Патент SU 1730606 А1. Устройство для фокусировки излучения в кольцо // Бюл. № 16 30.04.92. – Государственный комитет по изобретениям и открытиям при ГКНТ СССР.

СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЕ ФОТОННОЕ ЭХО В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Е.Н. Попов, В.А. Решетов

*Тольяттинский государственный университет,
445667, г. Тольятти, ул. Белорусская 14
ENP-tion@yandex.ru*

АННОТАЦИЯ

В работе рассматривается столкновительное фотонное эхо, формируемое двумя лазерными импульсами с ортогональными эллиптическими поляризациями на переходе с изменением углового момента $0 - 1$. Найдена зависимость интенсивности эха от эллиптичности импульсов накачки. Было показано, что интенсивность эха максимальна при линейных и обращается в 0 при круговых ортогональных поляризациях.

Обнаружен эффект уменьшения сигнала столкновительного эха в продольном магнитном поле. Предложено использовать этот эффект для определения параметров релаксации за счёт упругих деполяризующих столкновений.

1. ВВЕДЕНИЕ

Столкновительная релаксация непосредственно связана с потенциалом взаимодействия возбуждённого и невозбуждённого атомов. Поэтому определение констант, параметров релаксации при столкновениях может снабдить полезной информацией о взаимодействии между атомами разного вида.

Столкновительное эхо, формируемое на переходе с изменением углового момента $0 - 1$ двумя лазерными импульсами с перпендикулярными линейными поляризациями, было предсказано в работе [1], и наблюдалось недавно экспериментально в парах иттербия [2]. Эксперимент выявил также отсутствие сигнала столкновительного фотонного эха при противоположных круговых поляризациях лазерных импульсов накачки, в то время как при линейных перпендикулярных поляризациях сигнал наблюдается. В настоящей работе мы исследуем поляризационные свойства столкновительного эха, формируемого импульсами с ортогональными эллиптическими поляризациями.

Действие продольного магнитного поля на обычное фотонное эхо, заключающееся в нефарадеевском вращении его поляризации, было предсказано теоретически в работе [3] и многократно наблюдалось экспериментально в различных газах, в частности в парах иттербия на переходе $0 - 1$ [4]. Целью настоящей работы является изучение влияния продольного магнитного поля на сигнал столкновительного эха. Обнаруженный эффект ослабления столкновительного эха в магнитном поле показывает возможность его использования для измерения констант релаксации, обусловленных действием упругих деполяризующих столкновений.

2. СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЕ ФОТОННОЕ ЭХО

Столкновительное фотонное эхо возникает из-за различия двух комплексных констант $\Gamma_0 + i\Delta_0$ и $\Gamma_1 + i\Delta_1$, характеризующих релаксацию двух компонент вектора среднего электрического дипольного момента атома, одна из которых параллельна скорости атома, а другая перпендикулярна [1].

2.1. Влияние деполяризующих столкновений на атомную релаксацию

Запишем уравнение, описывающее динамику матрицы плотности со временем в отсутствие электромагнитного поля ($J_a = 0 \rightarrow J_b = 1$) [1]:

$$\dot{\Psi}_q + (\gamma - i\delta)\Psi_q = -\sum_{q'} \Gamma_{qq'} \Psi_{q'}, \quad (1)$$

$$\Psi_q = \frac{1}{\sqrt{3}} \rho_q^{ab}. \quad (1a)$$

Переход от элементов матрицы плотности ρ к функциям ψ (1a) позволяет применять круговые компоненты векторов, что существенно упрощает математический аппарат. В приведённом уравнении γ (δ) – обратное время однородной (неоднородной) релаксации. Матрица $\Gamma_{qq'}$ – релаксационная столкновительная матрица, зависящая от параметров $\Gamma_0 \Delta_0 \Gamma_1 \Delta_1$.

Решение уравнения (1) можно получить в явном виде:

$$\Psi_q(t) = e^{-\gamma t + \delta t} \sum_{q'} R_{qq'} \Psi_{q'}(0), \quad (2)$$

где $R_{qq'}$ – резольвента. Её элементы зависят от величины и направления скорости атома. Поэтому при расчёте эффекта фотонного эха необходимо проинтегрировать полученный результат по всем углам и величинам скоростей. Элементы матрицы $R_{qq'}$ из уравнения (2) приведены ниже:

$$R_{1,1}(v,t,\theta,\varphi) = R_{-1,-1}(v,t,\theta,\varphi) = \frac{1}{2} \left(G^{(+)}(v,t) + G^{(-)}(v,t) \cos^2 \theta \right), \quad (3)$$

$$R_{1,-1}(v,t,\theta,\varphi) = \frac{1}{2} G^{(-)}(v,t) \sin^2(\theta) e^{-2i\varphi}, \quad (4)$$

$$R_{-1,1}(v,t,\theta,\varphi) = \frac{1}{2} G^{(-)}(v,t) \sin^2(\theta) e^{2i\varphi}, \quad (5)$$

$$G^{(\pm)} = c_1(v,t) \pm c_0(v,t), \quad c_q(v,t) = e^{-(\Gamma_q + i\Delta_q)t}. \quad (6)$$

2.2. Действие электромагнитного поля с учётом произвольных поляризаций накачивающих импульсов

Для представления электромагнитного поля воспользуемся круговыми компонентами векторов поляризации:

$$\vec{E}_i = e_i \vec{l}_i \exp\{-i(\omega t - kz)\} + \text{к.с.}, \quad i = 1, 2, \quad (7)$$

где e_i и \vec{l}_i – амплитуда и круговая компонента поляризации электрического поля i -того импульса. В общем случае волна является эллиптически поляризованной:

$$l_q = \cos(\alpha) e^{-i\psi} \delta_{q,-1} - \sin(\alpha) e^{i\psi} \delta_{q,1}. \quad (8)$$

Угол α является параметром формы эллипса и определяется через отношение длин осей эллипса поляризации $R = \tan\left(\frac{\pi}{4} - \alpha\right)$, ψ – это угол наклона осей эллипса поляризации относительно декартовых осей.

Для явления фотонного эха интерес представляют только недиагональные элементы матрицы плотности. Напишем выражение для амплитуды фотонного эха, формируемого атомами, скорость которых направлена вдоль вектора с углами θ и φ относительно оси распространения сигнала эха:

$$\vec{e}(t) = 2\pi i \omega \frac{L}{c} n_0 |d| \int dv f(v) \text{Tr} \left\{ \hat{\rho} \frac{dy^{ab}}{dx} \hat{g}^+ \right\} \quad (9)$$

где L – длина газообразной среды, n_0 – концентрация атомов, $|d|$ – приведённый дипольный момент, $f(v)$ – максвелловское распределение по скоростям, $\hat{\rho}^{ab}(t)$ – состояние атомной матрицы плотности по истечении времени t . Динамику матрицы плотности атома в классическом электромагнитном поле можно исследовать, используя оператор эволюции \hat{S} . Последова-

тельно применяя операторы эволюции и релаксации к начальному состоянию атома $\widehat{\rho}^{ab}(0)$, получим явный вид следа матрицы в уравнении (9):

$$\text{Tr}\{\widehat{\rho}^{ab}(t)\widehat{g}^{\pm}\} = i\frac{3\sqrt{3}}{2}\sin^2\left(\frac{\theta_2}{\sqrt{3}}\right)\sin\left(2\frac{\theta_2}{\sqrt{3}}\right)B_{2,1}^{(1)}B_{2,l}^{(2)} \quad (10)$$

$$B_{2,1} = \frac{1}{3}\sum_{n,m}(R_{n,m}^{(1)})^*(I_{-n}^{(2)})^*I_{-m}^{(1)}, \quad B_{2,l} = \frac{1}{3}\sum_{n,m}R_{m,n}^{(2)}(I_{-n}^{(2)})^*I_{-m}^{(1)}, \quad (10a)$$

θ_1 и θ_2 – площади первого и второго импульсов накачки соответственно. n, m – целые числа, принимающие значения 1 или -1. Верхние индексы в скобках показывают номер импульса, индекс l – импульс фотонного эха.

Проанализируем формулы (10a): заметим, что при их умножении получается сумма элементов, некоторые из которых будут содержать множитель $e^{in\varphi}$ (n – целое число). При интегрировании по полному углу φ они обнуляются и не участвуют в формировании эха.

Все поляризационные свойства столкновительного эха также заключены в множителях B . Из формул (8) и (10a) видно, что произведение $B_{2,1}^{(1)}B_{2,l}^{(2)}$ напрямую зависит от параметров поляризации двух импульсов. Это параметры эллипса поляризации α_1 и ψ_1 для первого импульса и α_2 и ψ_2 для второго. Ортогональные импульсы можно задать, приняв $\psi_1 = \psi_2 = 0$, $\alpha_1 = \pi/4$, $\alpha_2 = \alpha_1 - \pi/2$. За параметр эллиптичности можно принять угол α ; тогда, прибавляя его к углам α_1 и α_2 , можно добиться перехода от линейных поляризаций к круговым изменением параметра α от 0 до $\pi/4$.

$$I(t) \sim |\vec{e}(t)|^2 \sim \sin^2(2\alpha), \quad (11)$$

где I – интенсивность сигнала фотонного эха.

2.3. Влияние магнитного поля на атомную релаксацию

Поскольку импульсы накачки имеют узкую спектральную линию, то магнитное поле сказывается только на процессах релаксации. В данной работе вектор индукции направлен вдоль распространения электромагнитных волн. Уравнение (1) для релаксации в магнитном поле примет вид:

$$\dot{\psi}_q + (\gamma - i\delta)\psi_q + i\varepsilon q\psi_q = -\sum_{q'}\Gamma_{qq'}\psi_{q'}, \quad (12)$$

где ε – параметр, характеризующий величину магнитного поля. Новое уравнение (12) уже не решается в явном виде. Численный расчёт показал

уменьшение столкновительного эха при перпендикулярных линейных поляризациях.

При противоположных круговых поляризациях накачивающих импульсов фотонного эха не возникает также и в магнитном поле. Качественно это явление можно объяснить так: при противоположных круговых импульсах накачки картина взаимодействия с системой атомов симметрична относительно оси распространения электромагнитных волн. Таким образом, все атомы, участвующие в формировании эха имеют пару по другую сторону центральной оси, что создаёт противодействие.

Наиболее интересен эффект уменьшения сигнала фотонного эха при перпендикулярных линейных поляризациях. Аналитически его можно доказать двумя способами, суть которых состоит в разных приближениях уравнения (12). Как уже было сказано, оно не имеет явного решения. Можно сделать предположение о величинах параметров столкновительной релаксации Γ_0 Δ_0 Γ_1 Δ_1 и величине магнитного поля:

- Γ_0 и Γ_1 (Δ_0 и Δ_1 соответственно) слабо отличаются друг от друга.
- Параметр ε значительно меньше параметров Γ_0 Δ_0 Γ_1 Δ_1 .

Проанализируем те возможности, которые дают эти два утверждения.

Первое даёт возможность представить матрицу столкновений в виде суммы:

$$\Gamma_{qq'} = \delta_{qq'} \Gamma_m + \Lambda_{qq'} \quad (13)$$

где $\Gamma_m = [\Gamma_0 + \Gamma_1 + i(\Delta_1 + \Delta_0)]/2$. Причём, вид матрицы релаксации говорит о том, что элементы новой матрицы $\Lambda_{qq'}$ много меньше, чем параметр Γ_m . Уравнение приводится к виду:

$$\dot{\psi}_q + (\gamma - \Gamma_m - i\delta)\psi_q + i\varepsilon q \psi_q = - \sum_{q'} \Lambda_{qq'} \psi_{q'} \quad (14)$$

поскольку значения элементов матрицы становятся малы, то резольвенту

$$\hat{R} = e^{-(\hat{\Lambda} - i\varepsilon \hat{Q})t} \quad (14)$$

можно разложить в ряд Тейлора, тогда сигнал фотонного эха будет линейно

зависеть от выражения $\left(1 - \frac{15\varepsilon^2}{\lambda^2}\right)$, где $\lambda = \Gamma_0 - \Gamma_1 + i(\Delta_1 - \Delta_0)$. Подбирая

магнитное поле таким образом, чтобы сигнал опускался до нуля, можно измерить параметры деполаризующих столкновений.

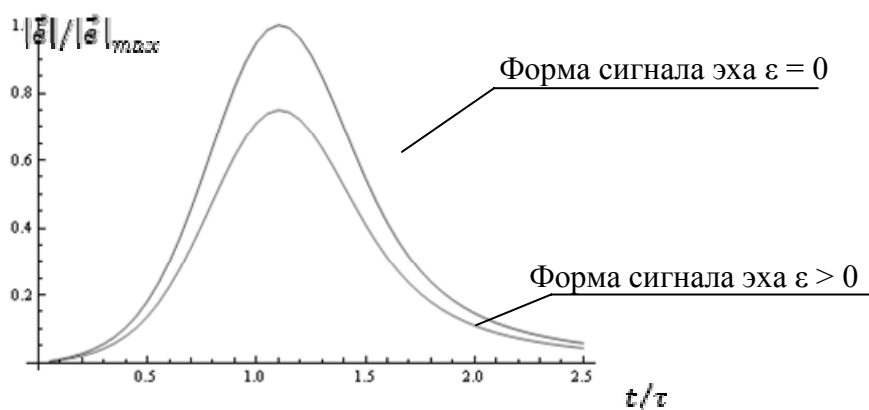


Рис. 1. Зависимость относительной амплитуды сигнала эха от времени (за ноль по оси абсцисс принят момент времени второго накачивающего импульса, τ – время между двумя лазерными импульсами).

Второе утверждение позволяет использовать Борновское приближение для решения уравнения (12). Функция $\psi(t)$ при параметре ε может быть заменена на $\psi(0)$ в начальный момент времени. Тогда удаётся получить неоднородное уравнение, решаемое в явном виде. Результат оказывается аналогичным: сигнал фотонного эха уменьшается в магнитном поле при перпендикулярных линейных поляризациях накачивающих импульсов (рисунки 1).

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В проведённых теоретических исследованиях была доказана возможность использования магнитного поля для измерения параметров деполяризующих столкновений. Параллельно был теоретически объяснён эффект исчезновения сигнала фотонного эха при противоположных круговых поляризациях накачивающих импульсов.

Изучение столкновительного фотонного эха при произвольной эллиптической поляризации накачивающих импульсов привело к выводу о том, что, меняя параметры их поляризации, можно эффективно управлять сигналом столкновительного эха. При переходе от линейных ортогональных поляризаций к круговым сигнал будет монотонно затухать, пока не обратится в ноль.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мацкевич В.А., Евсеев И.В., Ермаченко В.М. Влияние на спектральные характеристики зависимости релаксационных процессов от скорости движения атомов // Оптика и спектроскопия, 1978, Т. 45. Вып. 1. С. 17-22.
2. Rubtsova V.V., Khvorostov E.B., Kochubei S.A., Ishchenko V.N., Yevseyev I.V. Collision induced photon echo in ytterbium vapour // Laser Physics Letters, 2006. V.3. № 7. P. 353-356.
3. Алексеев А.И. Особенности фотон-эха в газе при наличии магнитного поля // Письма в ЖЭТФ, 1969, Т. 9, №8, С. 472-475.
4. Rubtsova N.N., Ishchenko V.N., Khvorostov E.B., Kochubei S.A., Reshetov V.A., Yevseyev I.V. Non-Faraday rotation of photon-echo polarization in ytterbium vapor // Physical Review, 2004. V. A70. № 2. P. 023403/1-023403/10.

ДИНАМИКА ВЕКТОРА СОСТОЯНИЯ ВЫРОЖДЕННОЙ ДВУХФОТОННОЙ МОДЕЛИ ТЭВИСА-КАММИНГСА С УЧЕТОМ ШТАРКОВСКОГО СДВИГА УРОВНЕЙ

М.С. Русакова, Е.Ю. Сочкова

*Самарский государственный университет
(443011, Самара, Академика Павлова 1)
ruta@ssu.samara.ru*

АННОТАЦИЯ

В работе исследовано атом-полевого перепутывания в системе двух двухуровневых атомов, взаимодействующих с модой поля в идеальном резонаторе посредством вынужденных двухфотонных переходов, с учетом динамического штарковского сдвига уровней. Найдены начальные состояния атомной подсистемы, позволяющие получить распутывание состояний атомов и поля, получены аналитические выражения для времени распутывания. Исследовано влияние штарковского сдвига уровней на динамику атомно-полевого перепутывания.

1. ВВЕДЕНИЕ

Квантовое перепутывание состояний привлекает особое внимание в последние годы в связи с его возможным широким применением в квантовой связи и квантовой защите информации, квантовой криптографии, информационных процессах и квантовых вычислениях [1]. В настоящее время широко обсуждается вопрос о возможности использования атомов и ионов в резонаторах и ловушках в качестве логических элементов квантовых компьютеров. Поэтому исследование особенностей динамики перепутанных состояний в таких системах, взаимодействующих с бозонными полями (электромагнитными и фононными) является одной из наиболее актуальных задач квантовой оптики и квантовой информатики. При этом особое внимание уделяется исследованию механизмов, которые препятствовали бы эффекту распутывания состояний подсистем. В квантовой оптике для такого эффекта часто используется термин «мгновенная смерть» перепутывания. В качестве такого механизма может выступать дипольное взаимодействие атомов, внешнее классическое поле и др. [6]. В настоящей работе исследуется другой механизм, который может приво-

дуть к исчезновению распутывания атомной и полевой подсистем. Для описания атомов и ионов в резонаторах обычно используют модель Джейнса-Каммингса и ее простейшие обобщения [1]. Исследование атомно-полевого перепутывания в модели Джейнса-Каммингса (МДК) и ее обобщениях было инициировано работами [2], [3]. Ги-Банаклоче вывел асимптотическое выражение для вектора состояния МДК для когерентного начального состояния поля большой интенсивности. Было показано, что если атом приготовлен в произвольном чистом состоянии, то на половине времени коллапса осцилляций Раби он с хорошей степенью точности находится в чистом состоянии. Этот факт был впервые отмечен Фениксом и Найтом при исследовании МДК с позиций динамики энтропии.

В последние же годы в квантовой оптике большое внимание уделяется исследованию различных аспектов динамики атома, взаимодействующего с квантовыми электромагнитными полями в резонаторе посредством двухфотонных переходов. Такой интерес инициирован экспериментальной реализацией двухфотонного одноатомного микромазера на ридберговских переходах в микроволновом резонаторе [1].

В настоящей работе нами исследованы особенности распутывания состояний атомной и полевой подсистем на примере вырожденной двухфотонной модели Тэвиса-Каммингса с учетом динамического штарковского сдвига уровней. Для этого нами рассмотрена асимптотика вектора состояния, с помощью которой найдены начальные атомные состояния, приводящие к распутыванию атомной и полевой подсистем, оценено время распутывания и рассмотрено влияние штарковского сдвига уровней на особенности атомно-полевого перепутывания.

2. ГАМИЛЬТониан атомно-полевой системы

Рассмотрим атомно-полевое перепутывание и проведем анализ динамики волновой функции для системы двух двухуровневых атомов, взаимодействующих с одномодовым квантовым электромагнитным полем посредством вырожденных двухфотонных переходов. Эффективная двухатомная двухфотонная вырожденная модель Тэвиса-Каммингса может быть представлена двумя трехуровневыми атомами с атомными состояниями $|+\rangle$ (возбужденное состояние), $|i\rangle$ (промежуточное состояние) и $|-\rangle$ (основное состояние). Тогда двухфотонный переход $|+\rangle \rightarrow |i\rangle \rightarrow |-\rangle$ проис-

ходит на резонансной частоте $\omega_{+,-} = 2\omega$ (где ω – частота электромагнитного поля), тогда как частоты промежуточных атомных переходов $\omega_{+,i} = \omega + \Delta$ и $\omega_{i,-} = \omega - \Delta$ сильно отстроены от частоты поля. Адиабатически исключая промежуточное атомное состояние, двухатомную двухфотонную вырожденную модель Тэвиса-Каммингса можно описать эффективным гамильтонианом взаимодействия

$$H_{AF} = \sum_{i=1}^2 \hbar g (R_i^+ a^2 + R_i^- a^{+2}) + \beta_1 a^+ a \sum_{i=1}^2 |-\rangle_i \langle -|_i + \beta_2 (a^+ a + 1) \sum_{i=1}^2 |+\rangle_i \langle +|_i \quad (1)$$

Здесь a^+ (a) – операторы рождения (уничтожения) фотонов, R_i^+ , R_i^- – атомные операторы, $\beta_i = \frac{g_i^2}{\Delta}$ ($i=1,2$) – параметры штарковского сдвига уровней, $g = \frac{g_1 g_2}{\Delta}$ – константа взаимодействия атома с полем (g_1 – соответствует переходу $|-\rangle \rightarrow |i\rangle$, g_2 – переходу $|i\rangle \rightarrow |+\rangle$). Введем также параметр $r = g_1/g_2$. Считая, что атомы в начальный момент времени находятся в суперпозиции состояний

$$|\Psi\rangle_{AT}(0) = A|+,+\rangle + B|-, -\rangle + C|+,-\rangle + D|-,+\rangle,$$

где $|A|^2 + |B|^2 + |C|^2 + |D|^2 = 1$, а поле в начальный момент времени приготовлено в когерентном состоянии с весовыми коэффициентами $F_n = e^{-\bar{n}/2} \frac{\bar{n}^{n/2}}{\sqrt{n!}} e^{i\varphi}$, в работе [4] для рассматриваемой вырожденной модели было найдено точное решение уравнения Шредингера для волновой функции системы в общем виде

$$|\Psi\rangle(t) = \sum_n (A_n(t)|+,+,n\rangle + B_n(t)|-,-,n+4\rangle + C_n(t)|+,-,n+2\rangle + D_n(t)|-,+,n+2\rangle).$$

Проведем детальный анализ поведения волновой функции системы в случае сильного начального когерентного состояния поля и выявим влияние эффекта штарковского сдвига на атомно-полевое перепутывание.

3. ЭВОЛЮЦИЯ ВЕКТОРА СОСТОЯНИЯ В СЛУЧАЕ СИЛЬНОГО НАЧАЛЬНОГО КОГЕРЕНТНОГО ПОЛЯ

Пусть поле в начальный момент времени приготовлено в когерентном состоянии со средним числом фотонов в моде $\bar{n} \gg 1$. В работе [5] было показано, что в отсутствии штарковского сдвига уровней полная волновая функция системы может быть представлена произведением волновых

функций атомной и полевой подсистем, если атомы в начальный момент времени приготовлены в некоторой суперпозиции чистых состояний, а поле - в когерентном большой интенсивности.

Найдем асимптотическую эволюцию векторов состояния вырожденной модели Тэвиса-Каммингса с учетом динамического штарковского сдвига уровней. Полуклассический гамильтониан взаимодействия данной коллективной модели имеет вид:

$$H_{SC} = \hbar g \sum_{i=1}^2 \left(v^{*2} R_i^- + v^2 R_i^+ \right) + \beta_1 |v|^2 \sum_{i=1}^2 |-\rangle_i \langle -|_i + \beta_2 (|v|^2 + 1) \sum_{i=1}^2 |+\rangle_i \langle +|_i. \quad (2)$$

Собственные значения полуклассического гамильтониана (и соответствующие им значения энергии) для рассматриваемой модели имеют вид

$$|\Phi_1\rangle = \frac{1}{2\Omega} \left[(\Omega - \alpha) e^{4i\varphi} |+,+\rangle + (\Omega + \alpha) |-, -\rangle + 2\eta e^{2i\varphi} (|+,-\rangle + |-,+\rangle) \right],$$

$$E_1 = \varepsilon + \Omega,$$

$$|\Phi_2\rangle = \frac{1}{2\Omega} \left[(\Omega + \alpha) e^{4i\varphi} |+,+\rangle + (\Omega - \alpha) |-, -\rangle - 2\eta e^{2i\varphi} (|+,-\rangle + |-,+\rangle) \right],$$

$$E_2 = \varepsilon - \Omega,$$

$$|\Phi_3\rangle = \frac{1}{\sqrt{2\Omega}} \left[2\eta (-e^{4i\varphi} |+,+\rangle + |-, -\rangle) - \alpha e^{2i\varphi} (|+,-\rangle + |-,+\rangle) \right], \quad E_3 = \varepsilon,$$

$$|\Phi_4\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|+,-\rangle - |-,+\rangle], \quad E_4 = \varepsilon.$$

Здесь φ - начальная фаза поля, $\Omega = \sqrt{\alpha^2 + 4\eta^2}$, $\varepsilon = \beta_1 |v|^2 + \beta_2 (|v|^2 + 1)$, $\alpha = \beta_1 |v|^2 - \beta_2 (|v|^2 + 1)$, $\eta = \hbar g |v|^2$. Отметим, что при отсутствии штарковского сдвига атомные состояния $|\Phi_1\rangle, |\Phi_2\rangle, |\Phi_3\rangle$, и $|\Phi_4\rangle$ в точности приводятся к выражениям, полученным в работе [5].

Пусть атомы в начальный момент времени приготовлены в одной из суперпозиции состояний $|\Phi_1\rangle$ и $|\Phi_2\rangle$ вида

$$\begin{aligned} |\Phi_A\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|\Phi_1\rangle - |\Phi_2\rangle) = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\Omega}} \left[\alpha (-e^{4i\varphi} |+,+\rangle + |-, -\rangle) + 2\eta e^{2i\varphi} (|+,-\rangle + |-,+\rangle) \right], \\ |\Phi_B\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|\Phi_1\rangle + |\Phi_2\rangle) = \frac{1}{\sqrt{2}} (e^{4i\varphi} |+,+\rangle + |-, -\rangle). \end{aligned}$$

Тогда, используя точное решение для волновой функции, полученное в работе [4], можно найти асимптотику векторов состояния полной системы:

$$\begin{aligned}
|\Psi_A(t)\rangle &= \sum_{n=0}^{\infty} F_n |n\rangle \left[\frac{2\sqrt{2}ab\eta}{\lambda_n^2\Omega} (1 - \cos\lambda_n t) + \frac{\alpha}{\sqrt{2}\Omega} \cos\lambda_n t \right] (|-,+\rangle + |-, -\rangle) - \\
&\quad - \sum_{n=0}^{\infty} F_n |n\rangle \frac{i\sin\lambda_n t}{\lambda_n\Omega} \left(2\sqrt{2}b\eta - \frac{\alpha\alpha}{\sqrt{2}} \right) (|+,+\rangle + |-, -\rangle) + \\
&\quad + \sum_{n=0}^{\infty} F_n |n\rangle \left[\frac{(a^2 + 4b^2 \cos\lambda_n t)\eta\sqrt{2}}{\lambda_n^2\Omega} + \frac{\alpha ab}{\sqrt{2}\lambda_n^2\Omega} (1 - \cos\lambda_n t) - \frac{i2\sqrt{2}b\eta\sin\lambda_n t}{\lambda_n\Omega} \right] \times \\
&\quad \times (|+,-\rangle + |-, +\rangle), \\
|\Psi_B(t)\rangle &= \sum_{n=0}^{\infty} F_n |n\rangle \frac{\cos\lambda_n t}{\sqrt{2}} (|+,+\rangle + |-, -\rangle) - \sum_{n=0}^{\infty} F_n |n\rangle \frac{i\sin\lambda_n t}{\sqrt{2}\lambda_n} |-, -\rangle,
\end{aligned}$$

где приняты следующие обозначения: $a = \xi n$, $\xi = \beta_1 + \beta_2$ (при $\bar{n} \gg 1$), $b = g n$, $\lambda_n = \sqrt{a^2 + 4b^2}$. Здесь и далее мы принимаем начальную фазу поля $\varphi = 0$. Легко видеть, что в моменты времени

$$t_{dis} = \frac{2\pi k}{\sqrt{\xi^2 + 4g^2}} = T_R k, \quad (3)$$

волновая функция системы представляется произведением волновых функций атомной и полевой подсистем, причем атомная часть эволюционирует к первоначальному виду.

Таким образом, мы можем сделать вывод, что время распутывания атомно-полевой системы при данных начальных состояниях полностью совпадает с периодом восстановления основных осцилляций Раби (T_R). Однако, для данных начальных условий распутывание в двухатомной системе можно наблюдать и для времен $\tilde{t}_{dis} = t_{dis}/2 = \tilde{T}_R = T_R k/2$. Волновые функции для данного случая не приведены из-за недостатка места.

Распутывание состояний атомов и поля в моменты времени \tilde{t}_{dis} будет иметь место для любых значений параметров штарковского сдвига уровней, если атомы приготовлены в начальный момент времени в состоянии $|\Phi_B\rangle$, и для $\beta_{1,2} \rightarrow 0$, если атомы приготовлены в состоянии $|\Phi_A\rangle$. Отметим, что в предельном случае $\beta_{1,2} \rightarrow 0$ результаты хорошо согласуются с выводами работы [5].

Аналитический анализ асимптотического поведения полной волновой функции и оценка времен распутывания может быть дополнена численным моделированием линейной атомной энтропии: $S = 1 - Sp \rho_{at}^2$, где ρ_{at} – редуцированная матрица плотности [5]. На рисунках 1(а)-(г) представлена эволюция линейной энтропии (выбранной в качестве критерия степени атомно-полевого перепутывания) для начальных атомных состояний $|\Phi_A\rangle$ и $|\Phi_B\rangle$ и

когерентного начального состояния поля большой интенсивности ($\bar{n} = 50$). Из рисунков 1а и 1б хорошо видно, что при наличии штарковского сдвига уровней модель демонстрирует одну серию распутываний для атомного начального состояния $|\Phi_A\rangle$ и две серии распутываний для атомного состояния $|\Phi_B\rangle$. Заметим, что в отсутствие штарковского сдвига в системе возможны целых три серии времен атом-полевого распутывания [5].

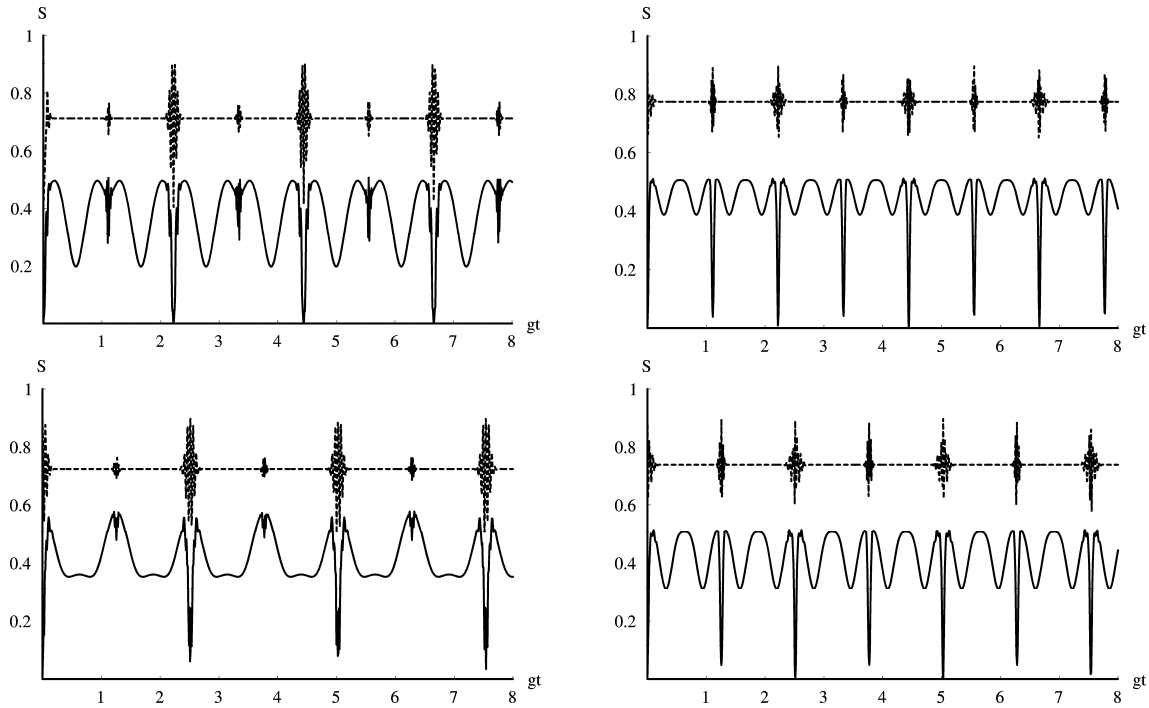


Рис. 1. Эволюция линейной энтропии (сплошные линии) и населенности возбужденных атомных уровней (штриховые линии) для двухатомной модели с вырожденными двухфотонными переходами с учетом динамического штарковского сдвига уровней для значений параметров $\bar{n} = 50$, и (а) атомного состояния $|\Phi_A\rangle$, параметров штарковского сдвига $\beta_1 = \beta_2 = 1$; (б)

$|\Phi_B\rangle$, $\beta_1 = \beta_2 = 1$; (в) $|\Phi_A\rangle$, $\beta_2/\beta_1 = 0.5$, $\beta_1 = 1$; (г)

$|\Phi_B\rangle$, $\beta_2/\beta_1 = 0.5$, $\beta_1 = 1.25$.

Из графиков также хорошо видно, что времена распутывания в точности кратны периодам основных и вспомогательных осцилляций Раби атомных населенностей, что хорошо подтверждает выводы, сделанные ранее на основе анализа динамики волновой функции системы. Интересно отметить поведение линейной энтропии в случае, когда параметры штарковского сдвига уровней не равны друг другу (рис. 1 в-г). Общий характер эволюции линейной энтропии по-прежнему демонстрирует распутывание

на предсказанных ранее временах. Таким образом, результаты численного моделирования полностью подтверждают оценки времен распутывания.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в настоящей работе как на основе анализа временного поведения полной волновой функции, так и линейной атомной энтропии нами исследована возможность «мгновенной смерти» атом-полевого перепутывания для вырожденной двухфотонной модели Тависа-Каммингса. При этом показано, что учет динамический штарковского сдвига энергетических уровней приводит к ослаблению указанного выше эффекта. Динамический штарковский сдвиг играет весьма существенную роль именно в случае вырожденных двухфотонных переходов. Поэтому использование таких переходов может быть использовано для ослабления эффекта распутывания атомных и полевых состояний.

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 годы (Государственный контракт № 14.740.11.0063)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бауместер Д., Экерт А., Цайлингер А. Физика квантовой информации. М.: Постмаркет, 2002, 376с.
2. Gea-Banacloche J. Atom- and field-state evolution in the Jaynes-Cummings model for large fields // Phys. Rev. A, 1991. V.44. P. 5913-5931.
3. Phoenix S.J.D, Knight P.L. Establishment of an entangled atom-field state in the Jaynes-Cumming model // Phys. Rev. A, 1991. V. 44. P. 6023-6029.
4. Chotorlishvili L., Schwab P., Toklikishvili Z., Skrinnikov V. Entanglement sudden death and influence of the dynamical Stark shift for two Tavis-Cummings atoms // Phys. Let. A, 2010. V.374. P.1642-1647.
5. Bashkirov E.K. Entanglement in degenerate two-photon Tavis-Cummings model // Physica Scripta, 2010, V. 82. P. 015401(1-6).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЛНОВОДНЫХ РЕЖИМОВ В МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУРАХ

Т.С. Стрилец, В.В. Котляр

*Самарский государственный аэрокосмический университет
(443086, г. Самара, Московское шоссе, 34)
tanstr1@inbox.ru*

АННОТАЦИЯ

В работе на основе метода поперечного пропускания/отражения (TTR) разработан алгоритм расчета констант распространения вытекающих мод для многослойной планарной структуры. Приводятся результаты моделирования, и дается сравнение постоянных распространения вытекающих мод ARROW структуры, полученных указанным методом, с известными константами из литературы. Также приводятся рассчитанные профили некоторых вытекающих мод.

1. ВВЕДЕНИЕ

Многослойные планарные волноводы являются важными элементами современных интегральных оптических устройств, таких как полупроводниковые лазеры, модуляторы, светофильтры, поляризаторы света. Разрабатывая такие устройства необходимо знать точные свойства распространения мод в волноводных структурах. Возможные типы мод: моды малых потерь, моды с потерями на вытекание [1, 2] и моды с потерями на поглощение и рассеивание.

Для нахождения мод многослойных планарных структур существуют несколько численных методов [3-8], которые разделяют на строгие и нестрогие методы. Строгие численные методы [3-6] непосредственно ищут корни в комплексной плоскости, погрешность такого метода ограничена только численной точностью, они затратные по времени. Нестрогие методы не дают точных решений, они учитывают резонансы при поперечном освещении, которые соответствуют вытекающим модам. Такие методы в сравнении со строгими методами требуют меньше времени вычисления. Рассматриваемый в данной работе метод TTR относится к нестрогим методам. Он предполагает добавление слоя с высоким показателем преломления к покрытию, не требует выбора направляющего слоя. Снятие этого

ограничения позволяет применять метод ТТР к произвольной многослойной волноводной структуре, и этот метод обеспечивает прямой и простой подход к определению постоянных распространения вытекающих мод и профилей мод волновода.

2. МАТРИЦА ПЕРЕНОСА

Матрица переноса применяется при систематическом подходе к анализу многослойных структур. На рис. 1 представлена геометрия многослойной структуры, где n_c и n_s – показатели преломления слоя покрытия и подложки, n_i – показатель преломления i -го слоя волновода.

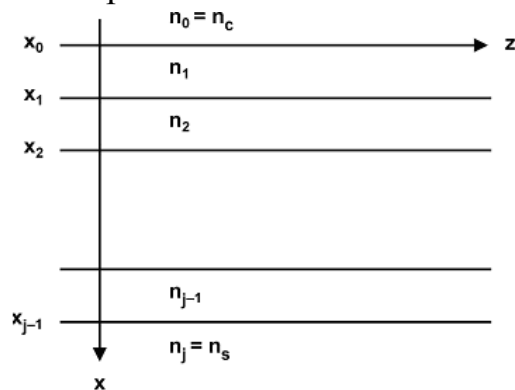


Рис. 1. Геометрия многослойной структуры

Для поперечно-электрической (ТЕ) волны, распространяющейся в направлении $+z$ на i -ом слое, ($x_{i-1} \leq x \leq x_i$) напряженность электрического поля

$$E_i = yE_{yi}(x) \exp[j(\omega t - \gamma z)], \quad (1)$$

где y – единичный вектор в направлении $+y$ и $\gamma = \beta - j\alpha$ – комплексная постоянная распространения, где β и α – фазовый коэффициент и коэффициент затухания соответственно. Эффективный показатель преломления N определяется как $N \equiv \beta/k_0$, где $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ и λ_0 – длина волны. Напряженность электрического поля i -ого слоя, суммирующего волны, распространяющиеся от $-x$ до $+x$, может быть выражена следующим образом

$$E_{yi}(x) = A_i \exp\left[-\kappa_{x,i}(x - x_{i-1})\right] + B_i \exp\left[+\kappa_{x,i}(x - x_{i-1})\right], \quad (2)$$

где A_i и B_i являются комплексными амплитудами поля, распространяющихся в отрицательном и положительном направлениях оси x в i -ом слое, соответственно, $\kappa_{x,i} = (\gamma^2 - k_0^2 n_i^2)^{1/2}$ – поперечный волновой вектор i -ого слоя, и x_i определяет границу между i -ым и $i+1$ -ым слоем.

Через сравнение тангенциальных компонент электрического и магнитного полей на границе раздела, комплексные амплитуды полей в слое покрытия и подложки могут быть связаны с помощью матричного уравнения

$$\begin{pmatrix} A_s \\ B_s \end{pmatrix} = M_{j-1} M_{j-2} \dots M_1 M_0 \begin{pmatrix} A_c \\ B_c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_c \\ B_c \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где матрица переноса для i -ого слоя M_i выглядит следующим образом

$$M_i = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \left[1 + f_i \frac{\kappa_{x,i}}{\kappa_{x,i+1}} \right] \exp(-\kappa_{x,i} d_i) & \left[1 - f_i \frac{\kappa_{x,i}}{\kappa_{x,i+1}} \right] \exp(\kappa_{x,i} d_i) \\ \left[1 - f_i \frac{\kappa_{x,i}}{\kappa_{x,i+1}} \right] \exp(-\kappa_{x,i} d_i) & \left[1 + f_i \frac{\kappa_{x,i}}{\kappa_{x,i+1}} \right] \exp(\kappa_{x,i} d_i) \end{pmatrix}, \quad i=0, \dots, j-1, \quad (4)$$

где для ТЕ волны $f_i = 1$, а для ТМ волны $f_i = n_{i+1}^2 / n_i^2$, d_i – толщина i -ого слоя. Для ТМ волн вместо $E_{y,i}$ в формуле (2) будет $H_{y,i}$.

Формула (3) через коэффициент пропускания и коэффициент отражения переписется в виде

$$\begin{pmatrix} t_s \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ r_c \end{pmatrix}, \quad (5)$$

$$\begin{pmatrix} r_s \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ t_c \end{pmatrix}, \quad (6)$$

для случаев падающей плоской волны для покрытия и для подложки, соответственно [9,10].

В случае падения света на слой покрытия компонента поля в направлении $-x$ в подложке равна нулю ($B_s = 0$). В случае падения света на подложку компонента поля в направлении $+x$ в слое покрытия равна нулю ($A_c = 0$). В результате получим

$$\begin{aligned} r_c &= -\frac{m_{21}}{m_{22}}, & r_s &= \frac{m_{12}}{m_{22}}, \\ t_c &= \frac{1}{m_{22}}, & t_s &= \frac{m_{11} m_{22} - m_{12} m_{21}}{m_{22}}. \end{aligned} \quad (7)$$

Доля энергии отражения

$$R_c = |r_c|^2, \quad R_s = |r_s|^2. \quad (8)$$

Доля энергии пропускания

$$T_c = T_s = |t_c|^2 \frac{n_c \cos(\theta_c)}{n_s \cos(\theta_s)} = |t_s|^2 \frac{n_s \cos(\theta_s)}{n_c \cos(\theta_c)} = |t_c t_s|, \quad (9)$$

где θ_c – угол падения света на слой покрытия и θ_s – угол выхода света из подложки, и, наоборот, θ_s – угол падения света на подложку и θ_c – угол выхода света из слоя покрытия. Равенство (9) вытекает из обратимости хода лучей. Из (7) видно, что при $m_{22} = 0$ коэффициенты отражения и пропускания становятся бесконечными. Поэтому величина γ , при которой $m_{22} = 0$ (или минимальная), будет равна константе распространения каналируемой моды (если γ вещественная) или вытекающей моды (если γ мнимая) [11].

3. МЕТОД ПОПЕРЕЧНОГО ПРОПУСКАНИЯ/ОТРАЖЕНИЯ (TTR)

Метод TTR определяет все моды только в том случае, если показатели n_c , и n_s больше, чем эффективный показатель N интересующих мод. Это условие достигается за счет добавления слоя (слоёв) с показателем выше, чем эффективный показатель любой волноводной моды, к покрытию многослойной структуры. В результате структура будет возмущенной версией начальной структуры с немного смещенной действительной частью постоянной распространения и чуть большим коэффициентом затухания по сравнению с постоянной распространения начальной моды. Следует отметить, что α и β , определяемые методом TTR, рассматриваются для возмущенной структуры, которая содержит добавленный слой с высоким показателем.

Для получения решений вытекающих мод волноводной структуры с добавленным слоем с высоким показателем методом TTR необходимо отыскать минимум m_{22} как функции от двух аргументов α и β численным методом. В данной работе для отыскания минимума был использован метод спуска по координатам [12].

4. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ МОД МНОГОСЛОЙНОЙ ПЛАНАРНОЙ СТРУКТУРЫ

Для нахождения вытекающих мод методом TTR был произведен расчет для структуры ARROW (anti-resonant reflecting optical waveguide). Структура ARROW представляет собой многослойный планарный оптический волновод, свойства которого определяются антирезонансным отражением от многослойной оболочки [13]. Структуры ARROW используют тонкие и с высокой отражательной способностью слои между направляемым слоем и подложкой для уменьшения потерь излучения мод.

В данном конкретном случае была рассмотрена структура, представленная на рис. 2(a), первоначально покрытие – воздушное, поэтому слой с высоким показателем должен быть добавлен выше воздушного слоя для возбуждения вытекающих мод с эффективным показателем больше 1. Толщина воздушного зазора, d_a , выбирается $0,5\lambda$ для достижения соответствующей интенсивности. Рис. 2(b) показывает структуру с добавленным слоем с высоким показателем. Длина волны в свободном пространстве для этой структуры составляет 0.6328 мкм .

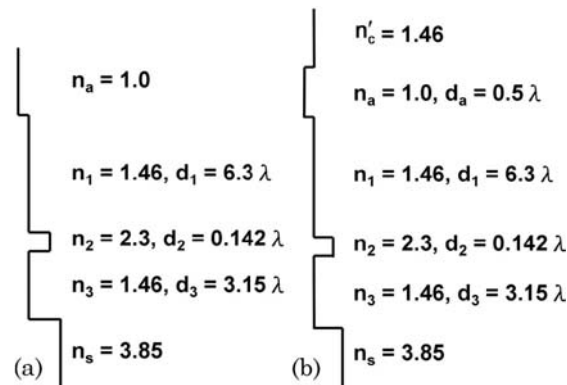


Рис. 2. (a) Структура ARROW. (b) Структура ARROW с добавленным слоем с высоким показателем

Рассчитанные с точностью $\varepsilon = 10^{-13}$ постоянные распространения вытекающих мод для структуры, представленной на рис. 2(b) приведены в табл. 1. В табл. 2 представлены результаты моделирования TTR методом структуры ARROW, описанной в работе [1]. Полученные константы распространения для вытекающей моды исследуемой структуры совпадают с аналогичными константами в работе [1] с точностью 10^{-2} .

Таблица 1.

Расчет нормированной постоянной распространения $\gamma_n / k_0 = (\beta_n - j\alpha_n) / k_0 = N_n - jHWHM_n$ вытекающей моды TE_n для структуры ARROW, представленной на рис. 3 (b).

Мода TE_n	γ_n / k_0
TE_1	1,457837895957 - j1,269362923598 e-013
TE_2	1,45188 - j4,96e-005
TE_3	1,45123 - j1,75e-004
TE_4	1,440422432800073 - j5,2e-006
TE_5	1,4269 - j1,995e-004
TE_6	1,424889613177957 - j7,036e-004

Результаты моделирования TTR методом структуры ARROW,
приведенные в работе [1]

Мода TE_n	γ_n / k_0
TE_1	$\sim 1,45794$
TE_2	$1,45192 - j4,97e-005$
TE_3	$1,45122 - j1,78e-004$
TE_4	$1,44137 - j5,47e-006$
TE_5	$1,42740 - j2,02e-004$
TE_6	$1,42462 - j7,15e-004$

Также для каждой из рассчитанных мод $TE_1 - TE_4$ из табл. 1 был найден профиль, который содержит волны, распространяющиеся от волновода в слой с высоким показателем и в подложку. Профили указанных мод представлены на рис. 3-6.

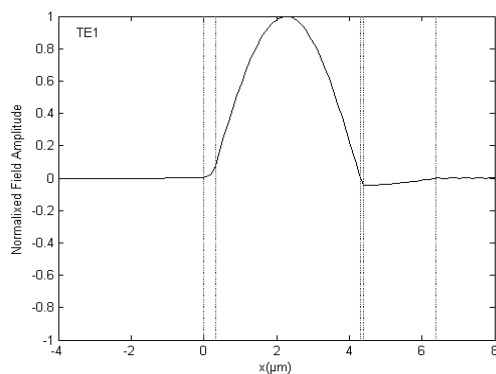


Рис. 3. Профиль моды TE_1 из табл. 1 структуры ARROW, представленной на рис. 2 (b)

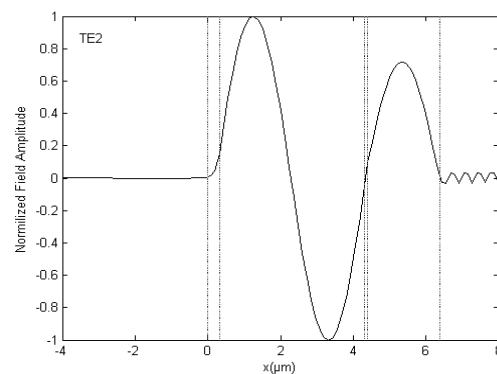


Рис. 4. Профиль моды TE_2 из табл. 1 структуры ARROW, представленной на рис. 2 (b)

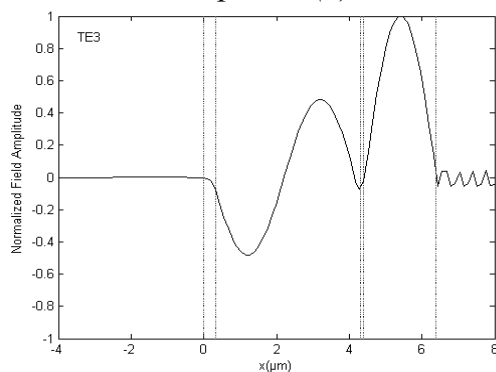


Рис. 5. Профиль моды TE_3 из табл. 1 структуры ARROW, представленной на рис. 2 (b).

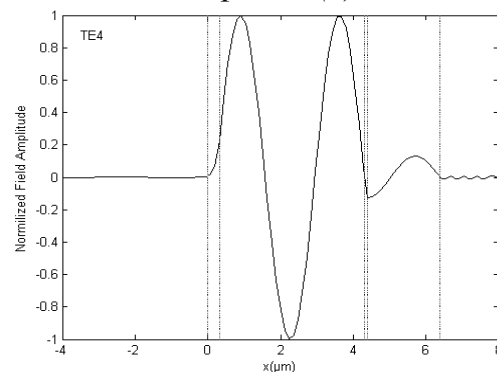


Рис. 6. Профиль моды TE_4 из табл. 1 структуры ARROW, представленной на рис. 2 (b).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен численный метод расчета констант распространения волноводных и вытекающих мод многослойного планарного волновода, где минимум функции двух переменных отыскивается методом спуска по координатам. Проведено моделирование 6-ти слойной антирезонансной отражающей структуры ARROW и рассчитаны комплексные константы распространения для 6-ти первых вытекающих мод; эти константы отличаются от полученных в [1] в третьем знаке после запятой (отклонение 10^{-2}) в реальной части. Также для 4 первых вытекающих мод планарного 6-ти слойного волновода ARROW построены их нормированные профили. Из этих 4 мод только фундаментальная мода (основная) распространяется без потерь и является каналируемой модой.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. C.Lin, Gaylord T.K. Attenuation and mode profile determination of leaky/lossy modes in multilayer planar waveguides by a coupling simulation method // *J. Appl.Opt.*, 2009. V. 19. P. 3603–3613.
2. Marcuvitz N. On field representations in terms of leaky modes or eigenmodes // *IRE Trans. Antennas Propag*, 1956. V.4, P. 192–194.
3. Tamir T., Kou F.Y. Variety of leaky waves and their excitation along multilayered structures // *J. Quantum Electron*, 1986. V. 22. P. 544–551.
4. Anemogiannis E., Glytsis E.N. Multilayer waveguide: efficient numerical analysis of general structures // *J. Lightwave Technol.*, 1992. V. 10. P. 1344–1351.
5. Smith R.E., Houde-Walter S.N. Leaky guiding in nontransparent waveguides // *J. Opt. Soc. Am. A*, 1995. V. 12. P. 715–724.
6. Anemogiannis E., Glytsis E.N., Gaylord T.K. Efficient solution of eigenvalue equations of optical waveguiding structures // *J. Lightwave Technol.*, 1994. V.12. P. 2080–2084 ()
7. Koshiba M., Kumagami H., Suzuki M. Finite-element solution of planar arbitrarily anisotropic diffused optical waveguide // *J. Lightwave Technol.*, 1985. V. 3, P. 773–778.
8. Ghatak A.K., Thyagarajan K., Shenoy M.R. Numerical analysis of planar optical waveguides using matrix approach // *J. Lightwave Technol.*, 1987. V. 5. P. 660–667.

9. Snyder A.W., Love J.D. Optical Waveguide Theory // Chapman and Hall, 1983.

10. Ulrich R., Theory of prism-film coupler by plane-wave analysis // J. Opt. Soc. Am., 1970. V. 60. P. 1337–1350.

11. Azzam R.M.A., Bashara N.M. Ellipsometry and Polarized Light // Elsevier, 1977.

12. Калиткин Н.Н. Численные методы: учебное пособие для вузов. М.: Наука, 1978. 512 с.

13. Kersten R.T. The prism-film coupler as a precision instrument Part I. Accuracy and capabilities of prism coupler as instruments // Opt. Acta, 1975. V. 22. P. 503–513.

БЕЗЛИНЗОВАЯ ФУРЬЕ–ГОЛОГРАММА СФОКУСИРОВАННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

**Я.В. Тараканчикова, С.А. Савонин, А.Ю. Абрамов,
О.А. Перепелицына, В.П. Рябухо**

*ГОУ ВПО «Саратовский государственный университет
им. Н.Г. Чернышевского» Саратов, ул. Астраханская, 83
klaviran@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

Проведен теоретический анализ процессов записи аналоговой безлинзовой фурье-голограммы сфокусированных изображений и восстановления основного голографического изображения объекта с учетом апертурных ограничений, предложена оригинальная схема регистрации цифровой безлинзовой фурье-голограммы сфокусированных изображений для исследования динамики изменений фазовых объектов, приведены результаты экспериментальных исследований.

1. ВВЕДЕНИЕ

Современный этап развития оптической голографии связан, в первую очередь, с использованием цифровых средств регистрации голограмм и, соответственно, с применением численных процедур преобразования полученной цифровой голограммы для восстановления объектного волнового поля и формирования изображения. Такой метод записи голограммы и восстановления с нее необходимой информации о записанном объектном волновом поле называется цифровой голографией. В зависимости от используемой схемы регистрации цифровой голограммы для численной реконструкции голографических изображений используются преобразования Френеля или Фурье. Благодаря относительной простоте и, главное, скорости реализации алгоритма быстрого численного преобразования Фурье в цифровой голографии наибольшее распространение нашли схемы записи фурье-голограмм, в которых производится запись объектного поля в дальней области его дифракции.

В методе цифровой голографии численные процедуры восстановления комплексных амплитуд полей позволяют реализовать процедуры интерференционного сравнения этих полей и формирования интерференционных

картин, отображающих изменения фазовых распределений в объектном поле в результате тех или иных процессов в исследуемом объекте. Таким образом, например, реализуется возможность наблюдения и изучения динамики изменения формы объекта, распределения показателя преломления в прозрачном объекте, величин микроперемещений и деформаций объектов с точностью до долей длины волны лазерного излучения.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Отличительной особенностью схемы записи безлинзовой фурье-голограммы сфокусированных изображений является особенное расположение опорного точечного источника: он не должен находиться в плоскости объекта, как это обычно принято при записи безлинзовых фурье-голограмм. Поскольку в задней фокальной плоскости объектива протяженность предметного пучка является минимальной, предпочтительнее размещать опорный точечный источник вблизи задней фокальной плоскости объектива. На рис. 1 представлен фрагмент оптической системы записи фурье-голограммы сфокусированных изображений.

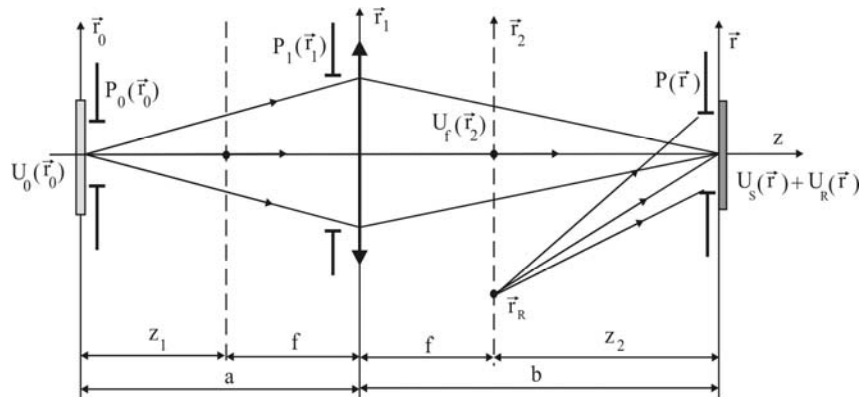


Рис. 1. К расчету комплексных амплитуд полей при записи безлинзовой фурье-голограммы сфокусированных изображений

Комплексная амплитуда предметного поля $U_f(\vec{r}_2)$ в задней фокальной плоскости линзы $\vec{r}_2 = \vec{r}_2(x_2, y_2)$ с точностью до постоянных множителей описывается выражением:

$$U_f(\vec{r}_2) = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} U_0(\vec{r}_0) P_0(\vec{r}_0) h(\vec{r}_2, \vec{r}_0) d^2\vec{r}_0. \quad (1)$$

где $h(\vec{r}_2, \vec{r}_0)$ – импульсный отклик оптической системы с апертурной функцией $P_1(\vec{r}_1)$, $U_0(\vec{r}_0)$ – комплексная амплитуда светового поля в плоскости

объекта, $P(\vec{r}_0)$ – функция пропускания (или отражения) объекта, играющая роль апертурной функции, $\delta(\vec{r}_0 - \vec{r}_R)$ – функция пропускания опорного точечного источника в плоскости \vec{r}_2 .

В плоскость регистрации голограммы, которая одновременно является и плоскостью действительного изображения объекта, приходит предметное световое поле $U_S(\vec{r})$

$$U_S(\vec{r}) = F \left\{ U_f(\vec{r}_2) \exp \left(i \frac{\pi}{\lambda z_2} \vec{r}_2^2 \right) \right\}, \quad (2)$$

где символ $F\{\dots\}$ обозначает процедуру фурье-преобразования, и опорное поле $U_R(\vec{r})$

$$U_R(\vec{r}) = \exp \left(i \frac{\pi}{\lambda z_2} (\vec{r} - \vec{r}_R)^2 \right). \quad (3)$$

Голограммная структура, с учетом апертурной функции регистратора $P(\vec{r})$, отражающей линейные размеры голограммы, имеет вид:

$$P(\vec{r})I(\vec{r}) = P(\vec{r}) \cdot |U_S(\vec{r}) + U_R(\vec{r})|^2. \quad (4)$$

В аналоговой голографии для восстановления основного голографического изображения объекта может быть использована телескопическая оптическая система, показанная на рис. 2. Если реконструирующий коллимированный лазерный пучок падает нормально на голограммную структуру, то в плоскости $\vec{\xi}$ можно путем установки диафрагмы P_F выделить из всей совокупности восстановленных с голограммы световых полей поле $V_o(\vec{\xi}) \sim U_f \left(\vec{\xi} - \frac{\vec{r}_R}{\lambda z_2} \right)$, соответствующее основному изображению, т.е. осуществить пространственную фильтрацию. При условии, что диафрагма P_F полностью пропускает это поле, в плоскости \vec{R} комплексная амплитуда восстановленного с голограммы светового поля $V_o(\vec{R})$ будет иметь вид:

$$V_o(\vec{R}) = P(-\vec{R}) U_S(-\vec{R}) \exp \left(-i \frac{\pi}{\lambda z_2} \vec{R}^2 \right) \exp \left(-i \frac{2\pi}{\lambda z_2} \vec{R} \vec{r}_R \right). \quad (5)$$

Таким образом, показано, что основное изображение объекта, восстановленное с безлинзовой фурье-голограммы сфокусированных изображений, может быть получено путем осуществления двойного фурье-

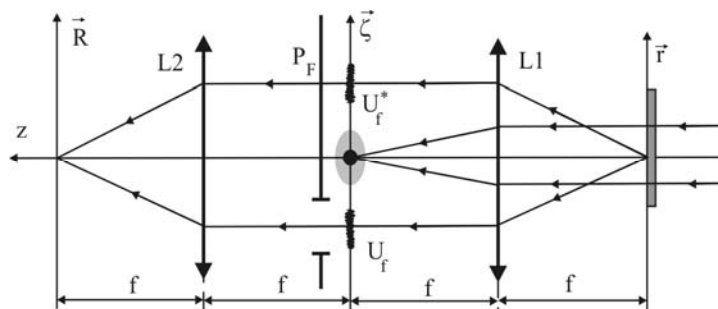


Рис. 2. Восстановление основного изображения объекта с аналоговой безлинзовой фурье-голограммы сфокусированного изображения

преобразования голограммной структуры при условии проведения пространственной фильтрации.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Особенность записи цифровых голограмм заключается в необходимости разрешения спекл-структуры изображения объекта и голограммной интерференционной структуры. Сильный спекл-шум связан с существенно меньшей разрешающей способностью цифровых камер (50-100 лин/мм) по сравнению с классическими фоточувствительными материалами.

Из теоремы Котельникова следует основное условие записи цифровой голограммы, заключающееся в необходимости использования достаточно малых углов между опорным и объектным пучками [1]:

$$\theta_{\max} \sim \frac{\lambda}{2\Delta x}, \quad (6)$$

где Δx – расстояние между пикселями. В наших экспериментах $\theta_{\max} \leq 5.6$.

Схема регистрации цифровой безлинзовой фурье-голограммы сфокусированных изображений, приведена на рис. 3. В ней осуществляется деление исходного пучка не по амплитуде, а по волновому фронту, что существенно упрощает реализацию метода цифровой голографии [2-5].

Пучок He-Ne лазера LSR коллимируется системой линз L1-L2 и делится по волновому фронту на опорный и объектный пучки. Объектный пучок ослабляется нейтральным фильтром F1, проходит через исследуемый фазовый объект C. Объектная линза LO формирует изображение исследуемого объекта в плоскости матрицы цифровой камеры CMOS. Ослабленный фильтром F2, опорный пучок проходит через линзу LR, испытывает отражения в системе зеркал M1-M2, и фокусируется в заднюю фокальную плоскость FP линзы LO. Оба пучка, проходя через нейтральный фильтр

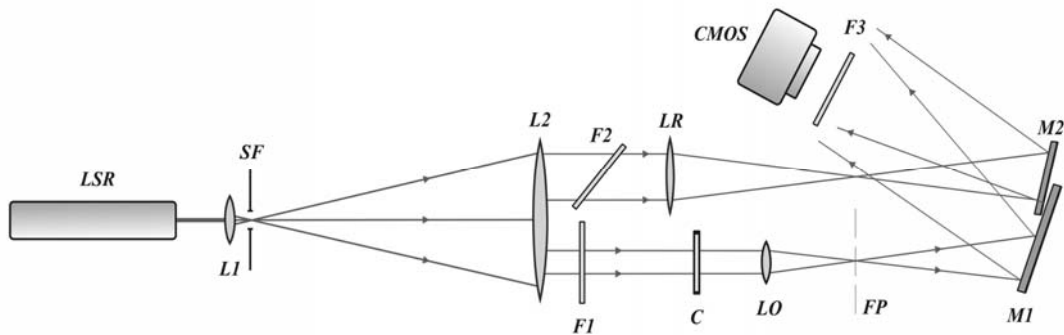


Рис. 3. Схема регистрации цифровой голограммы сфокусированного изображения: LSR – He-Ne лазер; SF – пространственный фильтр; L1-L2 – коллиматор; F1,F2,F3 – нейтральные фильтры; C – исследуемый фазовый объект; LO – объектная линза; LR – опорная линза; FP – фокальная плоскость линзы LO; M1,M2 – зеркала; CMOS – цифровая фотокамера

F3, перекрываются под небольшим углом θ в плоскости матрицы камеры CMOS.

Разработанное программное обеспечение позволяет реализовать процедуры численного восстановления комплексной амплитуды и интенсивности объектного поля в плоскости его изображения, с записанной цифровой голограммы, а также последующий многоэкспозиционный интерференционный анализ динамики изменения изучаемого фазового объекта. Цифровая голограмма (рис. 4), как матрица распределения интенсивности $I(x, y)$ в плоскости матричного сенсора камеры, подвергается дискретному фурье-преобразованию, которое определяется выражением:

$$U_D(\xi, \eta) = \sum_{x=0}^{M-1} \sum_{y=0}^{N-1} I(x, y) U_r(x, y) \exp\left(-i2\pi\left(\frac{x\xi}{M} + \frac{y\eta}{N}\right)\right), \quad (7)$$

где $U_r(x, y)$ – комплексная амплитуда восстанавливаемого поля; $\xi = 0, 1, 2, \dots, M-1$ и $\eta = 0, 1, 2, \dots, N-1$. В результате вычисляется фурье-массив $U_D(\xi, \eta)$, представляющий собой комплексный спектр пространственных частот голограммы (рис. 5). Из данного спектра выделяются пространственные частоты, соответствующие объектному полю (рис. 6). Отфильтрованная область спектра подвергается второму фурье-преобразованию для восстановления комплексной амплитуды поля сфокусированного изображения объекта.

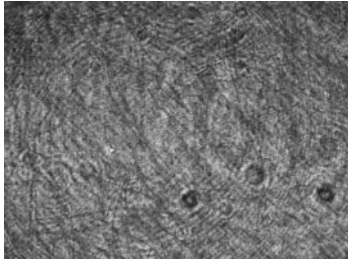


Рис.4. Цифровая голограмма

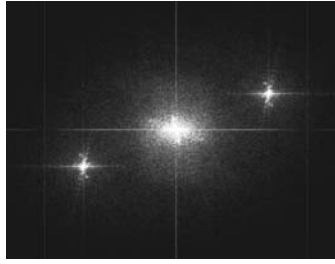


Рис.5. Спектр пространственных частот голограммы

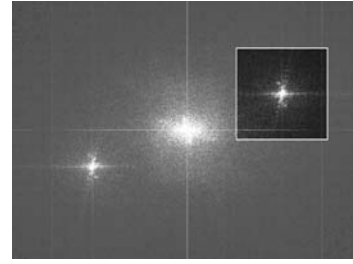


Рис.6. Пространственно частотная фильтрация голограммы

Цифровая голография сохраняет главное преимущество классической голографии – возможность восстановления комплексной амплитуды объектного поля, что позволяет осуществлять интерференционные исследования контролируемого фазового объекта. Картина интерференционных полос – цифровая интерферограмма – отражает фазовые изменения исследуемого объекта. Для её формирования вычисляется квадрат модуля разности комплексных амплитуд объектных полей, соответствующих различным состояниям микрообъекта:

$$I_{\text{inf}}(\xi, \eta) = |U_2(\xi, \eta) - U_1(\xi, \eta)|^2, \quad (8)$$

где $U_2(\xi, \eta)$ и $U_1(\xi, \eta)$ – комплексные амплитуды объектных полей.

4. ИССЛЕДОВАНИЕ МОДЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ

Разработанный метод применялся для исследования кинетики процесса взаимодиффузии в системе этиловый спирт-вода. Взаимодиффузия жидкостей приводит к изменению пространственного распределения показателя преломления и, как следствие, к изменению фазового сдвига объектного поля. Формируемые цифровые интерферограммы качественно и количественно отражает закономерности пространственного распределения показателя преломления в образующемся растворе (рис. 7).

По полученным интерферограммам рассчитывались профили распределения показателя преломления и концентрационные профили [8-9].

Поскольку показатель преломления данной системы линейно зависит от концентрации компонентов, то профиль изменения показателя преломления совпадает с концентрационным профилем (рис.8).

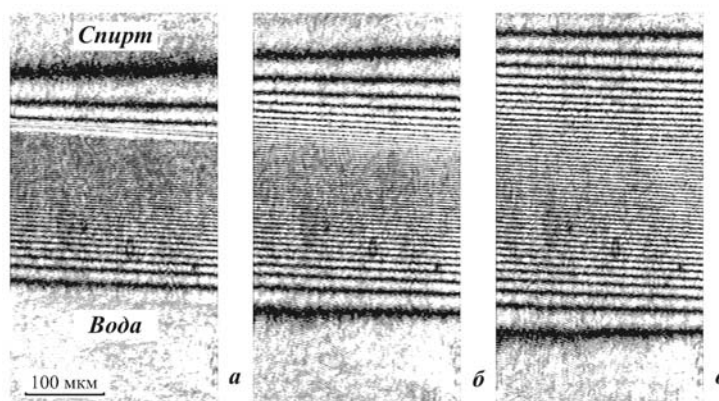


Рис. 7. Цифровые интерферогаммы процесса диффузии в различные моменты времени: а – 58 с, б – 124 с, в – 202 с.

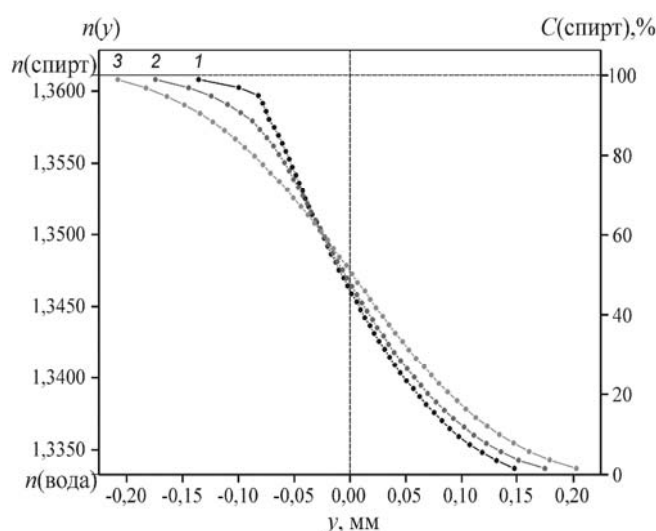


Рис. 8. Распределение показателя преломления $n(y)$ и концентрации этилового спирта $C(y)$ в ходе процесса диффузии: 1 – время диффузии 58 с, 2 – 124 с, 3 – 202 с.

В зоне взаимодиффузии наблюдается непрерывное изменение концентрации и показателя преломления при переходе от одного компонента к другому, обусловленное образованием раствора.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе проведенного теоретического анализа процессов записи безлинзовой фурье-голограммы сфокусированных изображений и восстановления основного голографического изображения объекта. Предложена оригинальная схема регистрации цифровой безлинзовой фурье-голограммы сфокусированных изображений. Разработано программное обеспечение для реализации процедуры численного восстановления комплексной ам-

плитуды и интенсивности объектного поля в плоскости его изображения. Проведены экспериментальные исследования кинетики процесса взаимодиффузии в системе этиловый спирт-вода

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Басараб М.А., Зелкин Е.Г., Кравченко В.Ф. и др. Цифровая обработка сигналов на основе теоремы Уиттекера-Котельникова-Шеннона. – М.: Радиотехника, 2004. 72 с.

2. Shaked N.T., Newpher T.M., Ehlers M.D., et al. Parallel on-axis holographic phase microscopy of biological cells and unicellular microorganism dynamics // *Appl. Opt.*, 2010. V.49. №15. P. 2872-2878.

3. Marquet P., Rappaz B., Magistretti P. and et al. Digital holographic microscopy: a noninvasive contrast imaging technique allowing quantitative visualization of living cells with subwavelength axial accuracy // *Optics letters*, 2005. V.30. №.5. P.468-470.

4. Kemper B., von Bally G. Digital holographic microscopy for live cell applications and technical inspection // *Appl. Opt.*, 2008. V.47. №4. P.52-61.

5. Dubois F., Schockaert C., Callens N. and et al. Focus plane detection criteria in digital holography microscopy by amplitude analysis // *Optics Express*, 2006. V.14. №13. P.5895-5908.

6. Абрамов А.Ю., Рябухо В.П., Шиповская А.Б. Исследование процессов растворимости и диффузии полимера методом лазерной интерферометрии // *Журнал технической физики*, 2007. Т.77. В.12. С. 45-50.

7. Абрамов А.Ю., Диков О.В., Рябухо В.П., Шиповская А.Б. Исследование процессов взаимодиффузии в тонких прозрачных средах методами лазерной интерферометрии // *Компьютерная оптика*, 2008. Т.32. № 3, С. 253-264.

КВАНТОВЫЕ НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ И КОГЕРЕНТНЫЕ СОСТОЯНИЯ ТРЕХМЕРНОЙ ГРУППЫ ЛОРЕНЦА

Д.И. Умов, А.В. Горохов

Самарский государственный университет

АННОТАЦИЯ

Настоящая работа посвящена приложениям теоретико-групповых когерентных состояний к описанию нелинейных оптических эффектов. Изучен важный в современной квантовой информатике процесс параметрической вниз – конверсии. Показано, что использование когерентных состояний группы $SU(1,1)$ адекватно описывает процесс параметрического распада.

1. ВВЕДЕНИЕ

Спонтанное параметрическое рассеяние света (СПР) представляет собой оптический параметрический процесс спонтанного распада фотонов падающего на среду монохроматического излучения (накачки) с частотой ω_0 на пары фотонов – сигнальный (частоты ω_1) и холостой (частоты ω_2). Сумма частот родившихся фотонов равна частоте накачки. Как было показано Д.Н. Клышко (см. [1,2]), СПР может быть описано только в рамках последовательной квантовой теории.

2. ВЫРОЖДЕННЫЙ ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ УСИЛИТЕЛЬ, ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИЙ С КВАНТОВАННОЙ ЛАЗЕРНОЙ МОДОЙ

В рассматриваемой модели лазерное поле накачки квантованное и имеется вырождение по частоте для сигнальной и холостой мод. Гамильтониан системы тогда имеет вид [3]:

$$\hat{H} = \sum_{i=0}^1 \hbar \omega_i \hat{a}_i^+ \hat{a}_i + \hbar g(t) [\hat{a}_0^+ \hat{a}_1^2 + \hat{a}_0 \hat{a}_1^{+2}], \quad (1)$$

где $g(t)$ – константа взаимодействия, \hat{a}_i и \hat{a}_i^+ – операторы рождения и уничтожения фотонов в i -ой моде, ω_0 и ω_1 – частоты поля накачки и частот сигнального и холостого фотонов.

В данной работе мы описываем динамику моды при помощи когерентных состояний (КС) группы $W_1 \otimes SU(1,1)$ – прямого произведения

группы Гейзенберга-Вейля W_I и группы $SU(I, I)$ – квантовомеханического аналога трехмерной группы Лоренца [4]. Алгебра Ли группы W_I порождается операторами рождения и уничтожения фотонов моды накачки. Явный вид генераторов группы $SU(I, I)$ – операторов K_+, K_-, K_0 определяется выражениями [4,5]:

$$K_+ = \frac{1}{2}a_1^+a_1^+, K_- = \frac{1}{2}a_1a_1, K_0 = \frac{1}{2}\left(a_1^+a_1 + \frac{1}{2}\right), \quad (2)$$

где a_1^+, a_1 – операторы рождения и уничтожения генерируемых фотонов. При этом

$$[K_0, K_\pm] = \pm K_\pm, [K_-, K_+] = 2K_0. \quad (3)$$

Тогда гамильтониан (1) представится в виде:

$$\hat{H} = \hbar\omega_0\hat{a}_0^+\hat{a}_0 + 2\hbar\omega_1\hat{K}_0 + 2\hbar g(t)[\hat{a}_0^+\hat{K}_- + \hat{a}_0\hat{K}_+]. \quad (4)$$

Будем искать эволюцию соответствующих КС следующим образом:

1) найдем диагональный матричный элемент оператора Гамильтона в представлении КС:

$$\mathcal{H} \equiv \mathcal{H}(z, \bar{z}; t) = \langle z | \hat{H}(t) | z \rangle, \quad (5)$$

где \bar{z} – обозначение для комплексно сопряженного z .

2) найдем решение дифференциального уравнения

$$\dot{z} = -\frac{i}{\hbar}\{z, \mathcal{H}\}, \quad (6)$$

где символом $\{z, \mathcal{H}\}$ обозначена скобка Пуассона. Для функций F_1 и F_2 скобка равна [5]:

$$\{F_1, F_2\} = \frac{i}{\hbar} \sum_{\alpha, \beta} g_{\alpha\beta} \left(\frac{\partial F_1}{\partial z^\alpha} \frac{\partial F_2}{\partial \bar{z}^\beta} - \frac{\partial F_1}{\partial \bar{z}^\beta} \frac{\partial F_2}{\partial z^\alpha} \right), \quad (7)$$

а величина $g_{\alpha\beta}$ вычисляется по формуле:

$$g_{\alpha\beta} = \frac{\partial^2 \ln K(z, \bar{z})}{\partial z^\alpha \partial \bar{z}^\beta}, \quad (8)$$

где:

$$K(z, \bar{w}) = \langle z | w \rangle / (\langle z | 0 \rangle \langle 0 | w \rangle) \quad (9)$$

– величина в пространстве голоморфных функций аналогичная δ – функции Дирака.

Вычисляя скобки Пуассона и подставляя результат в (6), получим уравнения для параметров КС:

$$\dot{z}_0 = -\frac{i}{\hbar} \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \bar{z}_0}, \quad \dot{z}_1 = -\frac{i(1-z_1\bar{z}_1)^2}{2\hbar k} \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \bar{z}_1}, \quad (10)$$

где

$$\mathcal{H} = \hbar \left(\omega_0 z_0 \bar{z}_0 - \frac{2k\omega_1 (2g(z_0\bar{z}_1 + z_1\bar{z}_0) + z_1\bar{z}_1 + 1)}{z_1\bar{z}_1 - 1} \right). \quad (11)$$

В явном виде уравнения (10) следующие:

$$\frac{dz_0}{dt} = -i(\omega_0 z_0 + 2g(t)kz_1/(1-z_1\bar{z}_1)), \quad \frac{dz_1}{dt} = -i(2\omega_1 z_1 + g(t)\bar{z}_0 z_1^2) \quad (12)$$

Для нахождения сжатия в фотонной моде используется квадратурная величина, которая равна [6]:

$$V = \langle X_1^2 \rangle - \langle X_1 \rangle^2, \quad (13)$$

где

$$X_1 = \frac{1}{4}(a_1 + a_1^+), \quad X_1^2 = \frac{1}{16}(a_1^2 + a_2^{+2} + a_1 a_1^+ + a_1^+ a_1). \quad (14)$$

Фотонная мода считается сжатой, если $V < 1/4$. Для КС группы $SU(1,1)$ получим:

$$V = \langle X_1^2 \rangle = \frac{k}{4}(1 + z_1 + \bar{z}_1 + z_1\bar{z}_1)/(1 - z_1\bar{z}_1). \quad (15)$$

Нами проведено численное решение системы выведенных комплексных дифференциальных уравнений в пакете Mathematica 6.0. На основании полученных численных решений, мы строили: траектории КС на комплексных плоскостях z_0 и z_1 ; графики зависимости среднего числа фотонов в модах от времени; временные зависимости вероятностей n -квантовых возбуждений; зависимости сжатия от времени в параметрической моде. При расчете учитывалось пространственное разбегание лазерной и параметрической мод. Последнее моделировалось убыванием со временем константы взаимодействия g , которая была выбрана в виде

$$g(t) = g_0 \exp(-t^2/\tau^2), \quad (16)$$

здесь g_0 – начальное значение константы взаимодействия, а параметр τ определяет длительность взаимодействия. Параметры модели обезразмеривались и варьировались в широких пределах.

Ниже приведены результаты одного из расчетов (рис. 1-3) для констант $\omega_0=1$; $\omega_1=0.5$; $g_0=0.5$; $\tau=15$; $k=1/4$ и начальных параметров КС $z_0(0) = 10$ и $z_1(0) = 0.5(1+i)$.

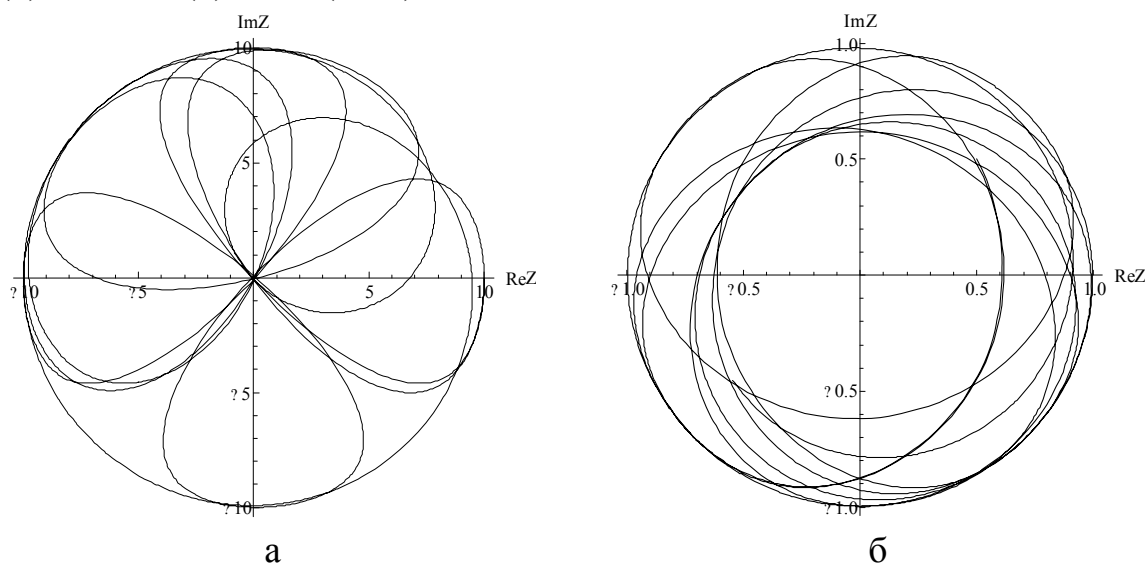


Рис. 1. Траектории КС на фазовой комплексной плоскости для лазерной моды (а) и для параметрической моды (б)

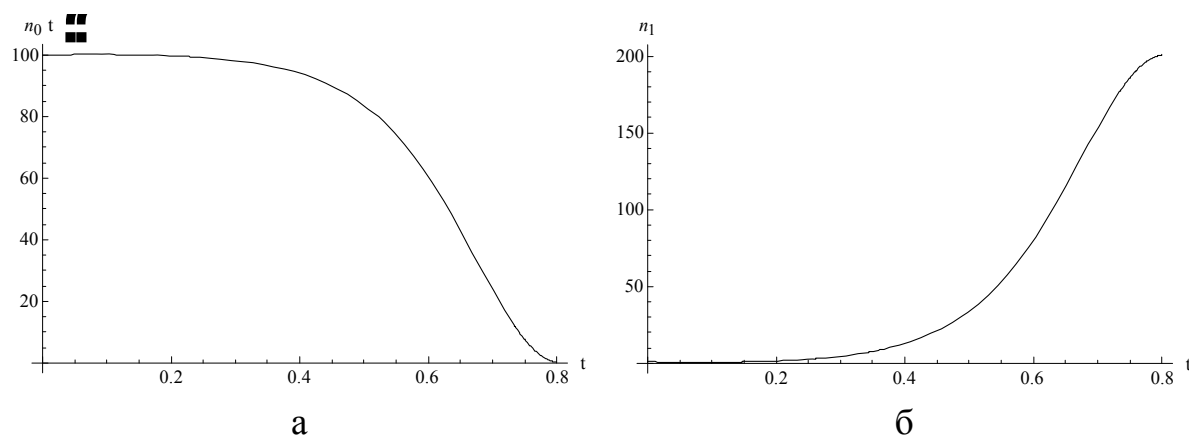


Рис. 2. Временные зависимости средних чисел квантов в лазерной моде (а) и в моде, рождаемой в процессе параметрической генерации (б)

Для того чтобы результат сделать более наглядным начальное среднее число фотонов в лазерной моде принято равным 100 – в реальном эксперименте оно существенно выше. Константа взаимодействия g_0 , напротив, выбрана существенно большей, чем экспериментально реализуемая. На рисунке 1 показаны траектории когерентных состояний, при этом траектория КС параметрической моды (КС группы $SU(1,1)$) расположена внутри круга единичного радиуса $|z_1| < 1$ – плоскости Лобачевского. Рисунок 2 показывает полную перекачку энергии из лазерной моды в параметрическую

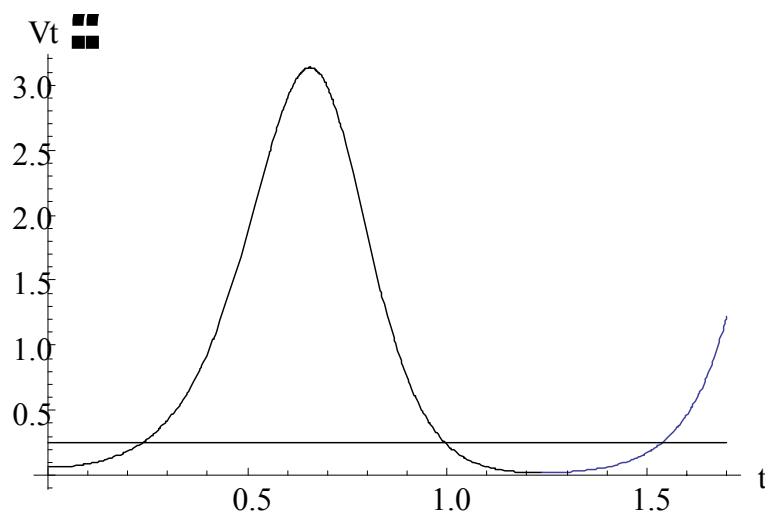


Рис. 3. Временная зависимость параметра сжатия $V(t)$ для $k = 1/4$

моду, поскольку в расчете мы не учитывали потери. Рисунок 3 иллюстрирует временную динамику параметра сжатия для параметрической моды в случае $k = 1/4$ - суперпозиция состояний фотонов с четными числами квантов. Горизонтальная линия соответствует граничному значению $V=0.25$, ниже которого мода находится в сжатом состоянии. Видно, что в начальный момент времени параметрическая мода приготовлена в сжатом состоянии. С течением времени параметр V растет и сжатие исчезает, а затем вновь восстанавливается и вновь исчезает.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе выведены уравнения, описывающие динамику фотонных мод в модели вырожденного параметрического усилителя. Рассчитаны временные эволюции среднего числа фотонов и параметров сжатия. Учитывалось разбегание лазерной и параметрической мод, которое неизбежно есть в силу пространственного синхронизма этих мод. Расчеты наглядно свидетельствуют о генерации сжатия в параметрической моде. Для обобщения развитого подхода мы планируем учесть потери в фотонных модах и наряду с более детальным анализом динамики сжатия рассчитать временную динамику перепутывания сигнальной и холостой мод с параметрами модели, привязанными к реальным экспериментам [1,2].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бурлаков А.В., Кулик С.П., Рытиков Г.О., Чехова М.В. Генерация бифотонного света в поляризационно-частотных Белловских состояниях // ЖЭТФ, 2002. Т.122. С.738-745.
2. Китаева Г.Х., Пенин А.Н. Спонтанное параметрическое рассеяние света // Письма в ЖЭТФ, 2005. Т.82. Вып.6. С.388-394.
3. Шляйх В.П. Квантовая оптика в фазовом пространстве / под ред. В.П. Яковлева. М.: ФИЗМАТЛИТ. 2005. 760 с.
4. Переломов А.М. Обобщенные когерентные состояния и их применения. М.: Наука, 1977.
5. Горохов А.В. Методы теории групп в задачах квантовой физики. Ч. 3. Куйбышев: Изд. КуГУ, 1983.
6. Мандель Л., Вольф Э., Оптическая когерентность и квантовая оптика / под ред. В. В. Самарцева. М.: Наука. Физматлит, 2000. 896 с.

ДИАГНОСТИКА КАЧЕСТВА РАСПЫЛА ТОПЛИВА СОПЛОВЫМИ УСТРОЙСТВАМИ ДВИГАТЕЛЕЙ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ДВУХ ДЛИНАХ ВОЛН

В.В. Даньшин, Р.И. Мухарьямов, Х.Д. Ламожапов

*Самарский государственный университет путей сообщения
Ramil00007@mail.ru*

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Одной из важнейших деталей инжекторных двигателей является форсунка. В ходе эксплуатации форсунки, как и многие другие механические устройства, способны выходить из строя. Они начинают подавать более крупные капли топлива в камеру сгорания. Что приводит к тому, что топливо прогорает не полностью и часть топлива выбрасывается в атмосферу. Это нецелесообразно в плане экономии и в плане экологии.

В настоящее время работа по проверки форсунок производится визуально. Это приводит к тому что в практике начинают использоваться неисправные (менее исправные) сопловые устройства. Необходимо было организовать процесс получения численных характеристик факела распыла свечей тепловых двигателей.

2. ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ

Нами в этой работе была предложена более точная методика исследования исправности сопловых устройств. Скорость окисления углеводородов в воздухе определяется Аррениусовской зависимостью: $Q = e^{-\frac{E}{kT}}$. В силу этого, малые отклонения, например, температуры от среднего, усиливаются экспоненциально. Если даже распределение температуры будет отвечать нормальному закону вероятности, то скорость реакции будет определяться по Лог-нормальному закону, которое будет иметь широкие «хвосты». Это приводит к тому, что каждый последующий момент случайной величины будет больше предыдущего. Тогда использование первого момента – математического ожидания или среднего, также второго момента – дисперсии становится неадекватным. Возникает, так называемая, «перемежаемость». Тогда основной вклад в общий интеграл дают области с

малой вероятностью возникновения, но в которых сосредоточен основной вклад. Тогда «перемежаемость» наблюдается во всех тех случаях, когда функция распределения не является Гауссовой и медленно убывает на бесконечности. Например, прочность веревки будет определяться не средним сечением, а наименьшим. Маловероятным, но самым влияющим. С физической точки зрения процесс горения становится неоднородным и к нему не применимы обычные модели математической физики, так как переменные параметры процесса становятся недифференцируемыми. Поэтому для описания процессов горения необходимо использовать теорию перколяции. Теория перколяции определяет условия возникновения бесконечно связанных областей из сфер, центры которых разбросаны в пространстве случайным образом. Сферы могут иметь ненулевой контакт или даже пересечение. Несколько сфер имеющих общий контакт называем кластером. Порог возникновения бесконечного кластера называется порогом перколяции. Теория перколяции позволяет оценить часть непрогоревшей смеси, в отличие от классических моделей. Известно, что кластер на пороге перколяции обладает самоподобием и может характеризоваться фрактальной размерностью. Фрактальная размерность кластера лежит в пороге от 1 до 3.

Фрактальная размерность обычно определяется по известному алгоритму «box counting» подсчета пересекающихся кубов. Наклон линии в дважды логарифмических координатах $\log(N)$ от $\log(r)$. Сечение фрактального кластера имеет размерность на единицу меньше: $D_{\text{кластера}} = D_{\text{сеч}} - 1$

Таким образом, данная модель позволяет ввести количественную оценку качества факела распыла. Исходя из этих представлений, нами был составлен лазерно-компьютерный комплекс для диагностики факела распыла.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Чтобы узнать размерность дисперсности фазы был исследован факел распыла (рис.1), который получали при просвечивании впрыскиваемого топлива «лазерным ножом». В момент просвечивания производилась цифровая съемка, в результате которой мы получали цифровое изображение факела распыла. Полученное изображения переформатировали в *.bmp формат и проанализировали в программном пакете «FractalAnalysis». Данный программный пакет позволил проанализировать фрактальность дисперсной двухфазной среды.

Таким образом, были получены более точные результаты исследования форсунок (рис.2)

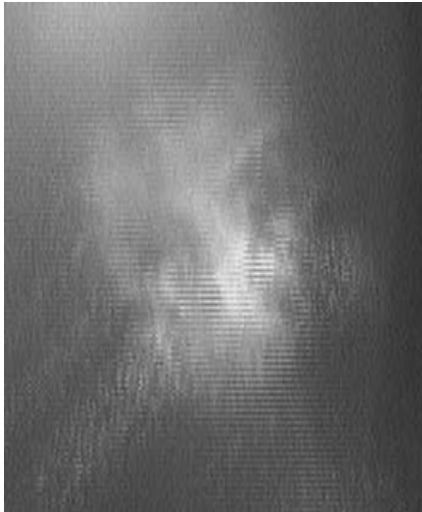


Рис. 1 Факел распыла

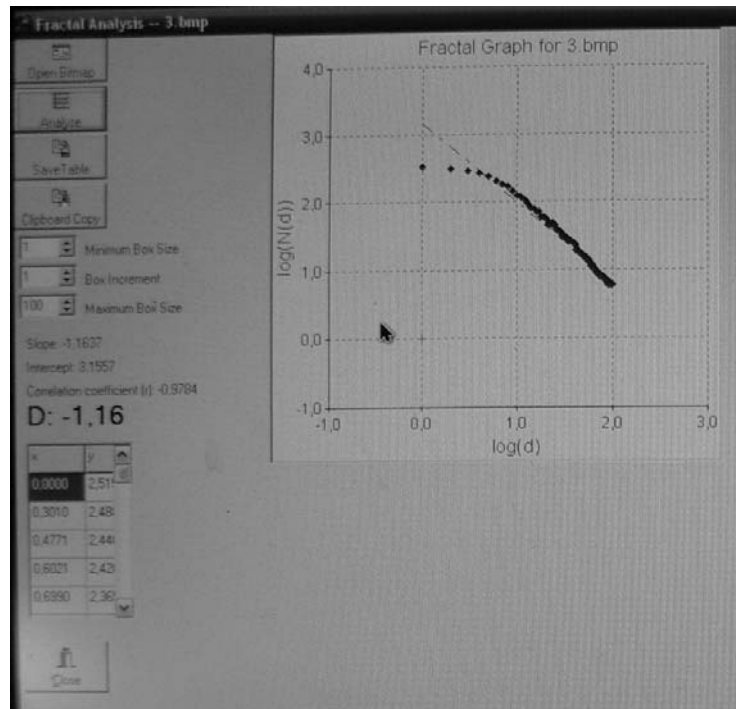


Рис. 2. Результаты измерения

Помимо этого данная тест-установка (рис.3) позволяет тестировать форсунки online.

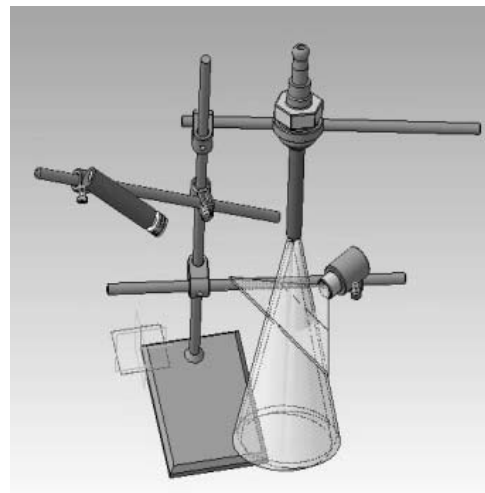


Рис. 3. Тест-установка

Под тест-установкой подразумевалась система устройств : лазер, линзы (для создания лазерного ножа), фотоприемник с соответствующим передатчиком информации на компьютер.

Характеристики лазера: 25 см шириной, 1,5мм толщиной (рис.4).



Рис. 4. Лазерный нож

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ.

Мы произвели исследования на двух длинах волн 0,6 и 0,8 мкм. В ходе экспериментальных работ выявили, что на длине волны 0,6 мкм качество изображения факела распыла лучше, чем на длине волны 0,8 мкм. Также производили исследования с использованием поляроида (он ставился перед фотокамерой). Съемка производилась с последующим изменением угла поворота поляроида. Результаты показали что изображение, которое получается при просвечивании «лазерным ножом» неполяризованное. Нам удалось дать численную оценку факела распыла газовой смеси.

СЕКЦИЯ АСПИРАНТОВ И МОЛОДЫХ СПЕЦИАЛИСТОВ

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ИЗМЕНЕНИЙ В ОПТИЧЕСКОМ ПОГЛОЩЕНИИ, НАВЕДЕННЫХ В КРИСТАЛЛЕ $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca, Ga}$, ИЗЛУЧЕНИЕМ ИЗ ВИДИМОГО И ИК ДИАПАЗОНОВ

А.С. Акрестина, В.В. Попугаева, Л.А. Кабанова

*Томский государственный университет систем управления
и радиоэлектроники (634050, г. Томск, пр. Ленина, 40)
aka_83@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

Представлены результаты экспериментальных исследований спектральных зависимостей изменений в оптическом поглощении в легированном кальцием и галлием кристалле титаната висмута, наведенных монохроматическим излучением из видимой и ИК областей спектра. Проведена аппроксимация полученных спектральных зависимостей в рамках модели, учитывающей вклад в примесное поглощение процессов фотовозбуждения электронов в зону проводимости с глубоких доноров и внутрицентровых переходов.

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес исследователей к фоторефрактивным кристаллам силленитов $\text{Bi}_{12}\text{MO}_{20}$ ($M = \text{Bi}, \text{Si}, \text{Ge}$) обусловлен возможностью их применения в качестве функциональной среды в устройствах оптической памяти, голографической интерферометрии, светомодулирующих устройствах [1]. Освоение методики управления фоторефрактивными свойствами силленитов позволит оптимизировать параметры устройств, работающих на их основе.

В работах [2, 3] наблюдалось существенное увеличение эффективности двухпучкового взаимодействия для излучения из ближней ИК области на формируемых в нелегированных кристаллах титаната висмута ($\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, ВТО) фоторефрактивных голограммах после предварительной экспозиции видимым излучением. Это позволило авторам работ [2, 3] сделать вывод о наличии в кристаллах ВТО глубокого донорного центра, с которого может происходить фотовозбуждение электронов в зону проводи-

мости, с последующим захватом некоторой их части на ловушки. В работе [4] показано, что засветка кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ импульсным излучением с длиной волны 532 нм приводит к значительному фотохромному эффекту, который также был связан авторами с заполнением электронами ловушечных центров.

Исследование влияния воздействия световым излучением на спектральные зависимости оптического поглощения дает возможность получить информацию о структуре уровней дефектных центров и их роли в фотоиндуцированных явлениях и процессах перераспределения зарядов, что может дополнить существующие модели фоторефрактивного эффекта в кристаллах силленитов.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований фотоиндуцированных изменений спектра оптического поглощения кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca},\text{Ga}$ в диапазоне 430-1100 нм, наведенных лазерным излучением с длинами волн 1064, 660 и 532 нм. Проведена аппроксимация полученных спектральных зависимостей с учетом как фотовозбуждения электронов в зону проводимости с глубоких доноров [4], так и внутрицентровых переходов [5].

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

В экспериментах исследовался кристалл титаната висмута, легированный кальцием и галлием ($\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca},\text{Ga}$), толщиной $d = 8,9$ мм. Фотоиндуцированные изменения оптического поглощения наводились в течение 5 минут лазерными импульсами с длинами волн $\lambda = 1064$ нм (средняя интенсивность излучения ~ 850 мВт/см²) и 532 нм (средняя интенсивность ~ 580 мВт/см²); непрерывным лазерным излучением ($\lambda = 660$ нм, интенсивность ~ 21 мВт/см²). Спектры пропускания кристаллов $T(\lambda)$ регистрировались с помощью спектрофотометра СФ-56 в диапазоне 430 – 1100 нм с шагом 1 нм. Все эксперименты проводились при комнатной температуре в отсутствие внешней засветки.

На рис. 1 представлены экспериментальные спектральные зависимости коэффициента поглощения $k(\lambda)$, измеренные для исходного состояния кристалла (кривая 1), а также после его засветки лазерным излучением с $\lambda = 1064$ нм (кривая 2), 660 нм (кривая 3) и 532 нм (кривая 4). Как видно из рисунков 1,а и 1,б, облучение лазерными пучками с длинами волн 1064 и 660 нм приводит к увеличению оптического поглощения кристалла в об-

ласти 430-590 нм и уменьшению его в области 610-840 нм. Облучение светом с $\lambda=532$ нм приводит к увеличению коэффициента поглощения в диапазонах 430-620 нм и 760-1100 нм (рис.1,в). Наведенные изменения во всех экспериментах сохранялись в течение около 6 часов.

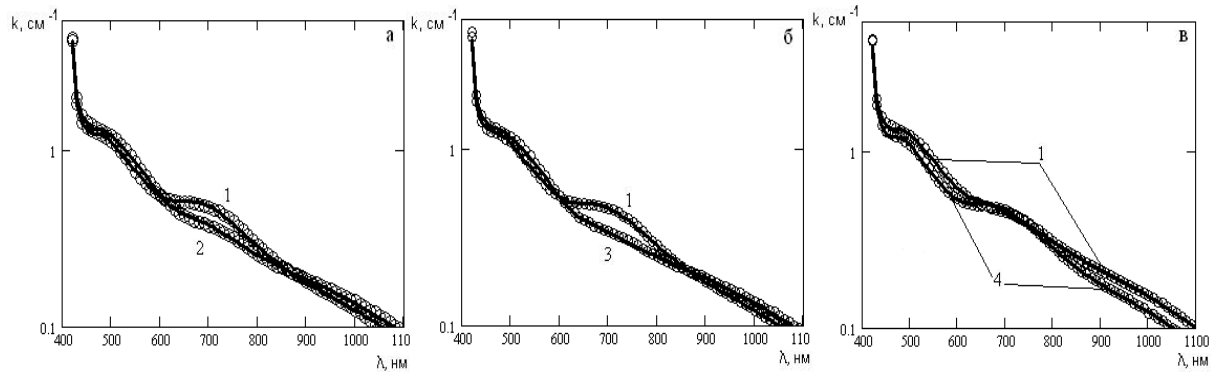


Рис. 1. Экспериментальные и расчетные спектральные зависимости коэффициента поглощения в кристалле $Bi_{12}TiO_{20}:Ca,Ga$ до облучения (1), после воздействия лазерным излучением с $\lambda = 1064$ нм (2), $\lambda = 660$ нм (3) и $\lambda = 532$ нм (4). Крестики – экспериментальные данные, сплошные линии – расчетные зависимости

Спектры наведенных лазерным излучением изменений в поглощении, полученные как разность $\Delta k_n(\lambda) = k_n(\lambda) - k_0(\lambda)$, представлены на рис. 2.

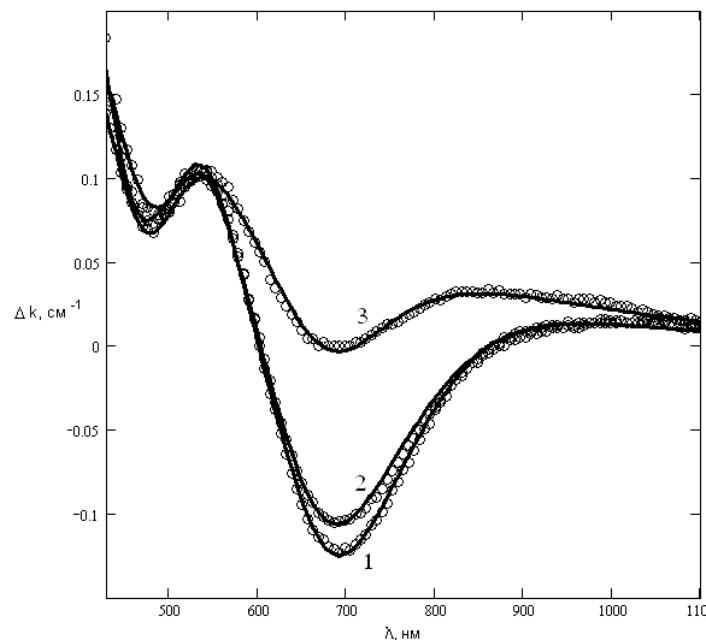


Рис. 2. Экспериментальные и расчетные спектральные зависимости наведенных изменений в поглощении в кристалле $Bi_{12}TiO_{20}:Ca,Ga$ после засветки лазерным излучением с $\lambda = 1053$ нм (1), $\lambda = 660$ нм (2) и $\lambda = 532$ нм (3). Крестики – экспериментальные данные, сплошные линии – расчетные зависимости.

Из рис. 2 видно, что изменения в спектре поглощения $\Delta k(\lambda)$, вызванные излучением из видимой и ИК областей спектра, имеют резонансный характер. Максимальные изменения оптического поглощения Δk_m были зафиксированы на длинах волн 430, 540 и 690 нм при облучении светом с $\lambda = 1064$ и 660 нм. При облучении на длине волны 532 нм экстремумы в зависимостях $\Delta k(\lambda)$ наблюдались для 430, 540 и 830 нм.

3. АППРОКСИМАЦИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ ПОГЛОЩЕНИЯ

При численной аппроксимации наблюдаемых в кристалле ВТО:Са,Га спектральных зависимостей $k(\lambda)$ использовалась теоретическая модель, учитывающая два типа переходов, дающих вклад в примесное поглощение – фотовозбуждение электронов в зону проводимости с глубоких донорных центров с нормальным законом распределения концентраций по энергии ионизации [4] и внутрицентровые переходы [5].

Полученные расчетные зависимости (сплошные кривые на рис. 1 и 2) в рамках данной модели учитывают пять внутрицентровых переходов со спектральными характеристиками в виде функций Гаусса с максимумами при энергиях кванта, равных 1,3; 1,6; 1,8; 2,3 и 2,58 эВ. Для переходов электронов в зону проводимости в рамках модели [4] были учтены три глубоких донорных центра со средними энергиями ионизации 1,24; 2,0 и 2,78 эВ.

Аппроксимация показывает, что облучение кристалла лазерным излучением с длинами волн 1064 и 660 нм приводит к уменьшению вклада внутрицентровых переходов, соответствующих поглощению квантов света с энергией 1,6 и 1,8 эВ. Вклад внутрицентровых переходов, инициируемых квантами света с энергией 2,3 и 2,58, увеличивается. В то же время заполнение электронами глубоких донорных центров с энергиями ионизации 1,24 и 2,0 эВ после воздействия засветки уменьшается.

При засветке излучением с длиной волны 532 нм уменьшается количество внутрицентровых переходов, соответствующих поглощению фотонов с энергией 1,8 и 2,3 эВ, а вклад остальных внутрицентровых переходов остается неизменным. В отличие от случая воздействия ИК и красного излучения, при «зеленой» засветке заполнение электронами глубоких донорных центров с энергиями ионизации 1,24 и 2,0 эВ увеличивается.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, облучение кристалла ВТО:Са,Га излучением с длинами волн 1064 и 660 нм приводит к увеличению оптического поглощения кристалла в области 430-590 нм и уменьшению его в области 610-840 нм. Облучение светом с $\lambda=532$ нм приводит к увеличению коэффициента поглощения в диапазонах 430-620 нм и 760-1100 нм. Наведенные изменения носят ярко выраженный резонансный характер.

Проведенное численное моделирование показало, что использованная модель, учитывающая 2 типа переходов, удовлетворительно описывает экспериментально наблюдаемые фотоиндуцированные изменения в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca},\text{Ga}$.

Работа выполнена при поддержке программ «Развитие научного потенциала высшей школы (2009-2010 годы)» и ФАНИ (Гос. контракт № 02.740.11.0553). Авторы благодарят Шандарова С.М. и Кистеневу М.Г. за постановку задачи и полезные консультации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. – СПб.: Наука, 1992. 318 с.
2. Odoulov S.G., Shcherbin K.V., Shumeljuk A.N. Photorefractive recording in ВТО in the near infrared // J. Opt. Soc. Am. B., 1994. V.11. №9. P. 1780-1785.
3. Dos Santos P.V., Frejlich J., Carvalho J.F. Direct near infrared photorefractive decoding and pre-exposure controlled hole-electron competition with enchanted decoding in undoped $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ // Appl. Phys. B, 2005. V.81. P.651-655.
4. Толстик А.Л., Матусевич А.Ю., Кистенева М.Г. и др.// Квантовая электроника, 2007. Т. 37. № 11. С. 1027-1032.
5. Шандаров С.М., Кистенева М.Г., Акрестина А.С., Толстик А.Л. / Материалы VII Международной научно-технической конференции «Квантовая электроника – 2008». Минск, 13 – 16 октября 2008 г. С. 40.

МИКРОСКОПИЧЕСКИЙ КОНТРОЛЬ СЕТОЧНЫХ ЭКСПЛАНТАТОВ

И.А. Братченко, В.П. Захаров, П.Е. Тимченко

*Самарский государственный аэрокосмический университет имени
академика С.П. Королева (национальный исследовательский университет)
(г. Самара, Московское шоссе 34, 443086)
ud_liche@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

Целью данной работы является изучение границ применимости оптических методов для контроля процесса трансплантологии, определение закономерностей, проявляющихся при изменении свойств сеточных протезов различной формы, плетения и химического состава в ходе срачивания с тканями организма, и выявление возможностей детектирования различных патологий тканей, появляющихся в зоне срачивания с сеточным протезом.

1. ВВЕДЕНИЕ

Многочисленные исследования и применение различных эксплантатов связаны с попыткой найти идеальный материал, который бы обеспечивал сочетание высоких биомеханических показателей с эффективностью процесса трансплантации и отсутствием послеоперационных последствий и рецидивов. Можно определенно сказать, что ни один из известных на сегодняшний день материалов не отвечает в полной мере данным требованиям, что предопределяет появление на рынке новых материалов и конструкций эксплантатов, поиск медицинских технологий их применения. Вместе с тем эффективность процесса трансплантации во многих практически значимых случаях зависит от реакции тканей организма на используемые эксплантаты и их расположения между различными анатомическими структурами, стимулирования регенерации, изменения физико-механических свойств трансплантатов в процессе эксплуатации. Следует отметить, что на процессы вживления трансплантатов оказывают влияние его плотность, сроки резорбции, топология, наличие микродефектов поверхности, влияющих на процесс инкапсуляции элементов эксплантата, образование сосудистых и нервных связей между тканевыми слоями.

Исследование возможностей приживаемости различных моделей эксплантатов позволяет не только обеспечить контроль эксплантатов и процесса трансплантации, но и служит инструментом для выработки научно-обоснованной эффективной методики их применения. А для медицинских технологий, использующих временную установку эксплантатов с целью формирования нарастающих тканей, исследование приживаемости эксплантатов может применяться как инструментальное средство определения и индивидуализации срока использования данного эксплантата.

Приведенное выше описание процесса трансплантации показывает, что диагностика возможности образования патологических тканей и люфтов в процессе инкапсуляции сеточного эксплантата является важнейшей задачей в постоперационном контроле состояния зоны инкапсуляции. Так как наличие патологий связано с неоднородностью микроскопического строения эксплантатов, требуется использование метода, способного дать исчерпывающую информацию о микроскопическом состоянии протеза.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ КОНТРОЛЬ ЭКСПЛАНТАТОВ

Обычные методы микроскопического контроля, такие как широкопольная микроскопия мало подходят для количественной оценки изображения эксплантатов как в толще ткани, так и свободно от нее, так как эмиссия собирается со всей толщи образца [1]. Электромиография и ультрасонография не обладают достаточным разрешением [2]. Для детального анализа процесса трансплантации требуется обеспечить разрешение на уровне десятков микрометров в слое ткани, заведомо включающем в себя исследуемый эксплантат. Иначе, необходимо обеспечить неразрушающий трехмерный анализ и контроль процесса трансплантации с высоким разрешением. Данное требование может быть удовлетворено только оптическими методами, прежде всего методами конфокальной микроскопии. Конфокальная микроскопия обеспечивает увеличение контраста изображения за счет применения подсветки сфокусированной объективной линзой в область анализа и диафрагмирования излучения в плоскости наблюдения. Такое увеличение контрастности приводит к возможности разрешения объектов, имеющих разницу в интенсивности до 200:1, а также обеспечивает повышение разрешения как в плоскости объекта, так и вдоль оптической оси [3].

Дальнейшее увеличение контрастности возможно за счет эффекта лазерной флуоресценции, используя как естественные флуорофоры биологической ткани, так и специальные окрашивающие вещества. Традиционные методы флуоресцентной микроскопии обладают существенно более низким разрешением по сравнению с электронной или атомно-силовой микроскопией. Однако в отличие от последних, оптическая микроскопия позволяет наблюдать за внутренней микроструктурой клеток и даже небольших организмов, причём не только фиксированных, но и живых. Благодаря этому флуоресцентная микроскопия оказалась наилучшим методом для изучения механизмов функционирования организмов на клеточном, субклеточном и молекулярном уровнях [4].

2.1. Микроскопический анализ сеточных эксплантатов

Исследования проводились для следующих видов сеточных эксплантатов: Prolene PML-1 (синтетический линейный полиолефин) и Prolene Ethycon (викрил) моноволоконные сетки, Линтекс, Mersilene (терефталат полиэтилен) и Vupro (пролен-викрил) многоволоконные сетки – рисунок 1. Установлено, что поверхность сеток Prolene имеет гладкую структуру, од-

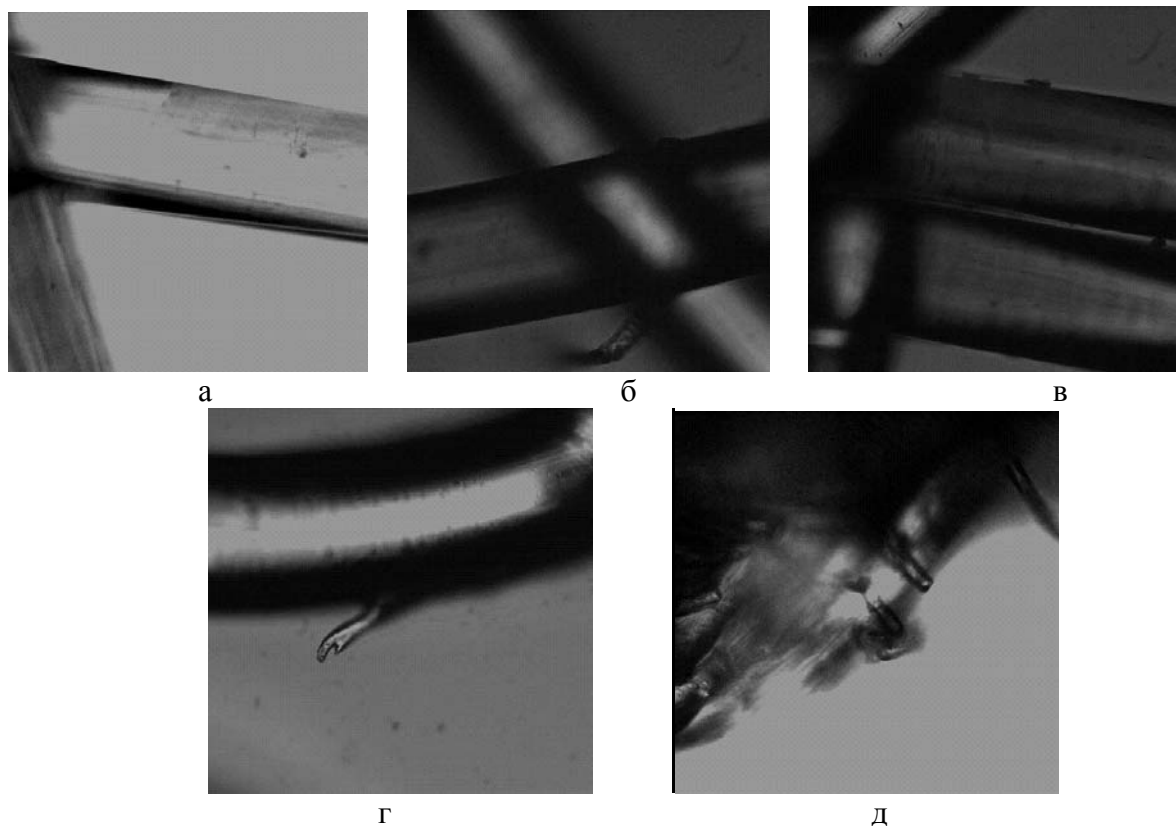


Рис. 1. Микроснимки поверхности сеточных протезов:

а – Prolene PML-1, б – Prolene Ethycon, в – Линтекс, г – Mersilene, д – Vupro

нако в викриловом варианте встречаются отдельные достаточно крупные неоднородности. Если для сетки Prolene PML-1 встречаются незначительные неоднородности размером до нескольких микрон, покрывающие доли процента общей поверхности сетки, то для ее аналога Prolene Ethycon размеры неоднородностей существенно увеличиваются и достигают величин порядка 10-30 микрон, занимая до 2-3% общей поверхности сетки.

Для сеток Линтекс характерно наличие множественных мелкомаштабных дефектов поверхности (средние размеры дефектов лежат в диапазоне 4-6 микрон), плотность которых повышается в области плетения, наличие данных дефектов, по-видимому, связано с технологией вытягивания сетки. Плотность дефектов на единицу поверхности существенно возрастает по сравнению с сетками Prolene PML-1 и составляет порядка 3-5% общей поверхности сетки. Для многоволоконных сеток зарегистрировано отслоение отдельных нитей, образующих дефект в виде острия (особенно характерно для сетки Mersilene). Размеры остриеподобных дефектов колеблются в диапазоне 15-25 микрометров.

Наряду с дефектами в виде острия поверхность сетки Mersilene содержит так же отдельные крупные неоднородности диаметром около 20-40 микрон, что приводит к увеличению доли поверхности, занимаемой неоднородностями, до 10-12%. Для сетки Vurgo наблюдаются дефекты плетения, приводящие к структурным дефектам поверхности и микронарушениям ее топологии: структура данной сетки представляет собой сплетение множества отдельных волокон (диаметром около 15мкм) в большие жгуты (100-150мкм в диаметре), вследствие чего наблюдается большое количество выступающих частей.

Наименьшее повреждающее воздействие оказывал синтетический имплантат «Prolen» Ethycon. Несмотря на однородную структуру сетки Vurgo и наличие комбинации полипропиленовых волокон PROLENE и рассасывающихся полилактиновых волокон VICRYL, данный эксплантат вызывал выраженную альтерацию клеток [5].

Разрешение конфокального микроскопа позволяет диагностировать состояние ткани в зоне имплантации и отслеживать изменения, происходящие под влиянием сеточного эксплантата. На рисунке 2 представлены типичные патологии в зонах инкапсуляции: образование некротической ткани (а), замещение нормальной ткани жировыми клетками (б) и образование люфта вблизи волокон эксплантата (в). Для всех случаев патологий

состояние ткани может быть диагностировано, а сами патологии классифицированы по типам и стадиям развития.

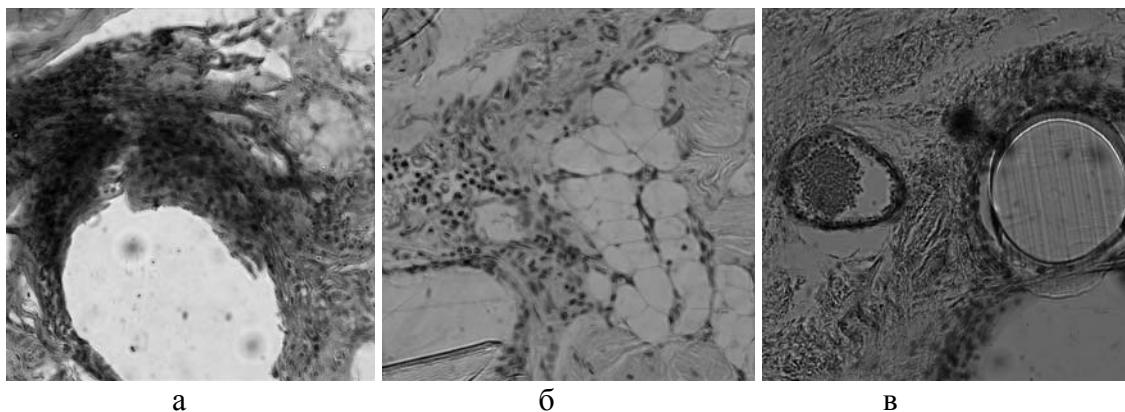


Рис. 2. Микроскопические снимки патологий в тканях, вызванные наличием сеточного эксплантата: а – некроз, б – образование жировой ткани, в – люфт вблизи сосуда

Развитие люфта в области границы ткань – волокно эксплантата представляет угрозу всей целостности зоны инкапсуляции. При наличии люфта механическое повреждение тканей вследствие движения эксплантата внутри ткани приводит к прорезанию ткани волокнами протеза. Данные повреждения не только увеличивают область люфта и препятствуют прорастанию эксплантата вновь образующимися тканями, но и способны вызывать более серьезные повреждения тканей, такие как кровоизлияния.

2.2. Математическое моделирование

Для изучения распространения оптического излучения в многократно рассеивающих средах, к которым относятся биологические ткани, наиболее часто используются численные методы, в частности метод Монте-Карло. Математическая модель сеточного протеза в ткани была разработана и интегрирована в среду TracePro 4.1.2 Expert. На рисунке 3 показаны зависимости отношения интенсивностей обратно рассеянного тканью излучения с вживленным сеточным протезом и нормальной ткани от глубины залегания протеза. Первая кривая относится к случаю вживления моноволоконной сетки, вторая – к случаю вживления многоволоконной. Видно, что при использовании многоволоконной сетки, общая доля рассеянного обратно излучения в среднем на 6-10% больше, чем в случае использования моноволоконной.

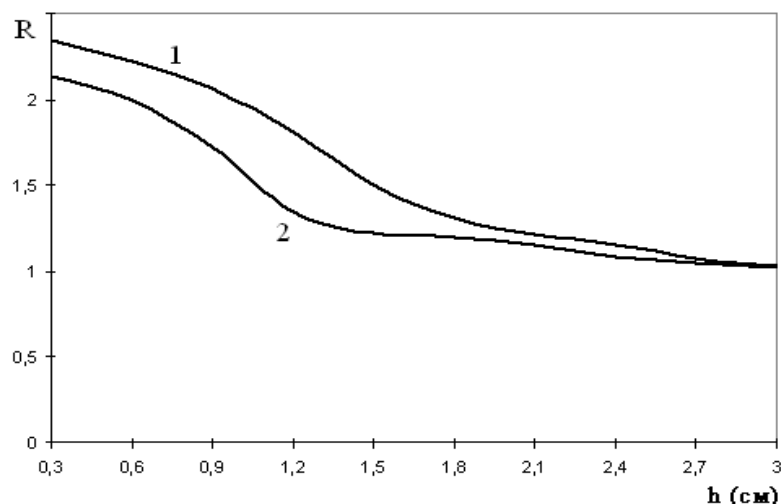


Рис. 3. Зависимость величины коэффициента обратного рассеяния ткани R , содержащей эксплантат, нормированного на величину рассеяния нормальной ткани, от глубины залегания протеза

Для обоих случаев вживления протеза наблюдается существенно нелинейный спад доли рассеянного обратно излучения при увеличении глубины залегания с нескольких миллиметров до полутора сантиметров. При дальнейшем увеличении глубины залегания протеза (1.5 – 3 см) зависимость отношения интенсивностей обратно рассеянного тканью излучения с вживленным сеточным протезом и нормальной ткани приобретает линейный характер.

Моделирование возможности визуализации ячеек сетки представлено на рисунке 4. Для сеточных протезов с относительно малым размером ячеек (до 25 микрометров) возможна визуализация в ткани вплоть до глубины

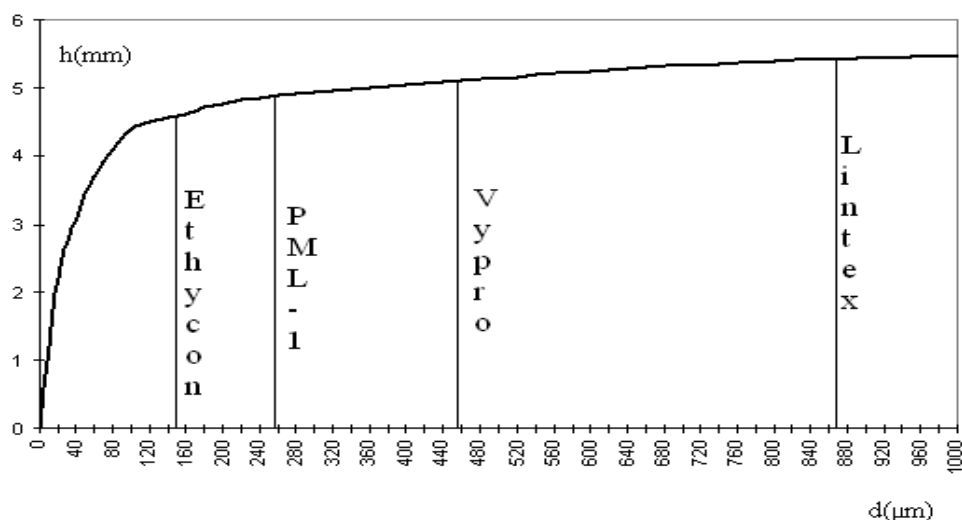


Рис. 4. Зависимость глубины различимости сетки от размера ячейки

2 миллиметра. При увеличении размеров ячеек происходит постепенное увеличение максимальной глубины, на которой возможна визуализация сеточной структуры эксплантата. Для сеточных протезов с размерами ячеек до 100 микрометров максимальная глубина визуализации увеличивается до 4 миллиметров. Максимальная глубина визуализации структуры сеточного протеза составляет 5.3 – 5.5 мм.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрено применение конфокальной флуоресцентной микроскопии для случая контроля физического состояния сеточных эксплантатов вне ткани и состояния тканей, содержащих эксплантат после операции трансплантологии. Показано, что конфокальная люминесцентная микроскопия позволяет производить всесторонний контроль состояния сеточных эксплантатов вне организма, определяя наличие неоднородностей плетения эксплантата, а также позволяет производить диагностику тканей организма в зоне инкапсуляции. Математическое моделирование возможности визуализации эксплантатов внутри ткани возможно на глубине вплоть до шести миллиметров в случае отсутствия некроза.

Работа выполнена при поддержке Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (2009-2013 гг.).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pochaev V. A beginners' guide to practical pitfalls in image acquisition // JCB, 2006, V. 172. №1. P. 9-18.
2. Еськин Н.А. Комплексная оценка повреждений и заболеваний мягких тканей и суставов / Дисс. д-ра мед. наук. М., 2000.
3. Handbook of Biological Confocal Microscopy. — 3rd ed. // Berlin: Springer, 2006.
4. <http://microscopyu.com/articles/fluorescence/fluorescenceintro.html>.
5. Белоконов В.И., Ковалева З.В., Вавилов А.В., Пушкин С.Ю., Пономарева Ю.В., Мелентьева О.Н. Комплексное лечение больных с послеоперационной вентральной грыжей // Хирургия, 2008. №2. С.42–47.

ФОРМИРОВАНИЕ СВЕТОВЫХ ПОЛЕЙ СО СЛОЖНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ СТРУКТУРОЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ АСТИГМАТИЧЕСКОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ ЛИНЗЫ

В.Г. Волостников, Е.Н. Воронцов, С.П. Котова

*Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН,
443011, г. Самара, ул. Ново-Садовая, 221
vorontsoven@fian.smr.ru*

АННОТАЦИЯ

Предлагается способ формирования полей с неоднородной поляризацией на основе интерференционного подхода. Необходимые для реализации метода комплексно сопряженные пучки Лагерра-Гаусса формируются посредством астигматического преобразования пучка Эрмита-Гаусса с использованием специального дифракционного элемента.

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время возрос интерес к полям с неоднородной поляризацией, в том числе к полям с аксиальносимметричным распределением поляризации. Это, в первую очередь, объясняется особыми свойствами таких полей, которые проявляются при их фокусировке и взаимодействии с веществом. Поля с аксиальносимметричным распределением поляризации используют для исследования свойств отдельных молекул [1], для ускорения электронов [2, 3], для обработки, в том числе резки, металлов [4], а также в лазерной манипуляции [5, 6]. Представляется актуальной задача разработки новых способов формирования полей с неоднородной поляризацией. Целью настоящей работы был поиск одного из путей ее решения.

Предложенным ранее общим подходом к формированию пучков с неоднородным распределением поляризации является интерференционное сложение пучков, комплексные амплитуды которых имеют следующий вид [7,8]:

$$\begin{aligned}\vec{E}_1(r, \theta) &= \frac{E_0(r)}{2}(\vec{x} \mp i\vec{y})\exp(im\theta), \\ \vec{E}_2(r, \theta) &= \frac{E_0(r)}{2}(\vec{x} \pm i\vec{y})\exp(-im\theta),\end{aligned}\tag{1}$$

где \vec{x}, \vec{y} – орты декартовой системы координат, введенной в поперечном сечении пучка, m – целое число, определяющее топологический заряд пучка, r, θ – цилиндрические координаты. Как видно, данные пучки имеют противоположные по знаку сингулярности (т.е. комплексно сопряженные фазы), идентичные аксиальносимметричные распределения интенсивности и однородную, но различную по направлению вращения вектора напряженности, круговую поляризацию. В известных экспериментальных схемах для формирования комплексно сопряженных пучков вида (1) используются спиральные фазовые пластинки. Поля, образующиеся при дифракции на таких элементах, не обладают структурной устойчивостью интенсивности и фазы при переходе из ближней в дальнюю зону дифракции [9, 10]. Поэтому интерференционное поле имеет требуемое распределение поляризации только в определенной пространственной области. Пространственно инвариантное распределение поляризации можно получить, используя структурно устойчивые поля вида (1), которыми являются пучки Лагерра-Гаусса:

$$\vec{E}(r, \theta) = E_0 \left(\frac{r}{w} \right)^m \exp\left(-\frac{r^2}{2w^2}\right) L_l^m\left(-\frac{r^2}{w^2}\right) e^{im\theta} \quad (2)$$

где $L_l^m(\bullet)$ – полиномы Лагерра-Гаусса, w – полуширина пучка. Для формирования двух комплексно сопряженных пучков Лагерра-Гаусса в данной работе предлагается использовать специальный дифракционный оптический элемент.

2. АСТИГМАТИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ

В работе [11] было показано, что пучки Эрмита-Гаусса $H_{n,m}$ могут быть преобразованы в пучки Лагерра-Гаусса $LG_{n,m}$ путем следующей операции:

$$\begin{aligned} & \iint_{R^2} \exp(-i(x\xi + y\eta) + 2i\xi\eta) HG_{n,m}(\xi, \eta) d\xi d\eta = \\ & = \frac{\pi}{\sqrt{2}} (-1)^{n+m} \exp\left(-\frac{ixy}{4}\right) \begin{cases} (2i)^n m! LG_{m,n-m}\left(\frac{x}{2\sqrt{2}}, \frac{y}{2\sqrt{2}}\right) & \text{for } n \geq m, \\ (2i)^m n! LG_{n,m-n}\left(\frac{y}{2\sqrt{2}}, \frac{x}{2\sqrt{2}}\right) & \text{for } n \leq m. \end{cases} \quad (3) \end{aligned}$$

Преобразование (3) названо астигматическим, т.к. в его ядро входит астигматическое слагаемое $2\xi\eta$. Экспериментально такое преобразование удастся осуществить с помощью системы сферических и цилиндрических линз (рисунок 1).

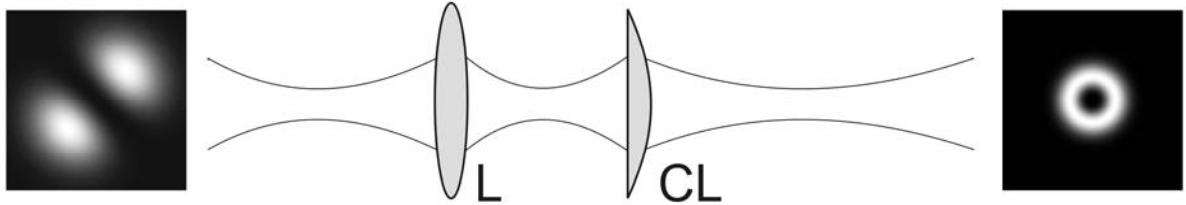


Рис. 1. Экспериментальная схема астигматического преобразования пучков Эрмита-Гаусса в пучки Лагерра-Гаусса. L – сферическая линза, CL – цилиндрическая линза

Оказывается возможным с помощью астигматического преобразования получить комплексно сопряженные пучки Лагерра-Гаусса. Для этого предлагается заменить цилиндрическую линзу, выполняющую астигматическое преобразование пучка Эрмита-Гаусса, на бинарный дифракционный элемент. Фаза такого элемента определяется выражением:

$$\varphi = -\varphi_0 \text{sign} \cos(2xy + \alpha x) \quad (4)$$

По своей структуре дифракционный элемент представляет собой дифракционную решетку, период которой задается параметром α . При дифракции на данном дифракционном элементе пучка Эрмита-Гаусса в ± 1 порядках дифракции формируются пучки Лагерра-Гаусса. В частном случае [12]:

$$\begin{aligned} & \iint_{R^2} \exp(-i(x\xi + y\eta) \pm 2i\xi\eta) HG_{1,0}(\xi, \eta) d\xi d\eta = \\ & = C \begin{cases} LG_{0,1}\left(\frac{x}{2\sqrt{2}}, \frac{y}{2\sqrt{2}}\right) e^{\left(\frac{iy}{4}\right)} & \text{in } +1 \text{ order,} \\ LG_{0,-1}\left(\frac{y}{2\sqrt{2}}, \frac{x}{2\sqrt{2}}\right) e^{\left(\frac{ix}{4}\right)} & \text{in } -1 \text{ order.} \end{cases} \quad (5) \end{aligned}$$

где C – некоторая постоянная. Фазы пучков Лагерра-Гаусса, как следует из математического представления (5), являются комплексно сопряженными. На рисунке 2 представлены результаты численного моделирования.

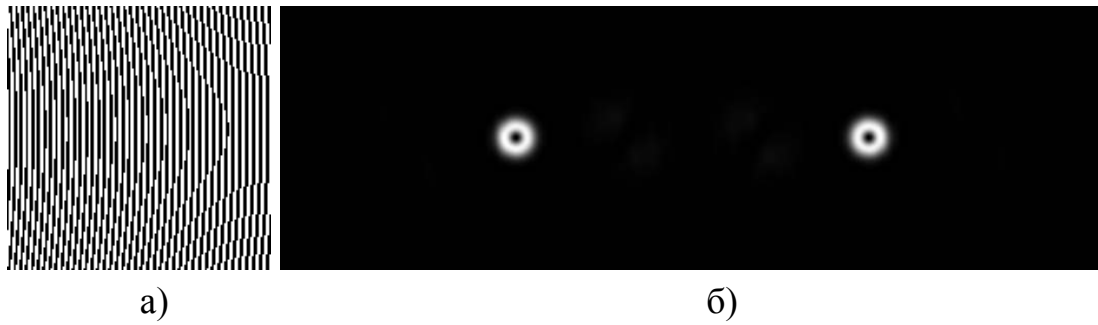


Рис. 2 а) фрагмент структуры дифракционного оптического элемента (4);
б) картина дифракции на данном дифракционном элементе

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ СХЕМА ФОРМИРОВАНИЯ ПОЛЕЙ С НЕОДНОРОДНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ

На основе дифракционного элемента (4) предлагается интерференционная схема формирования полей с неоднородной поляризацией, изображенная на рисунке 3. Гелий-неоновый лазер настроен на генерацию исходного пучка Эрмита-Гаусса с линейной поляризацией. Дифракционный элемент преобразует пучок Эрмита-Гаусса в комплексно сопряженную пару пучков Лагерра-Гаусса. Дополнительные цилиндрические линзы CL1 и CL2 позволяют скомпенсировать остаточный астигматизм $\exp(\pm xy/4)$ (см. формулу 5). Четвертьволновые пластинки QP1 и QP2 преобразуют линейную поляризацию пучков в левую и правую круговую. С помощью делительного кубика осуществляется интерференционное сложение пучков. Таким образом, на выходе из системы формируется два идентичных неоднородно поляризованных пучка. Дифракционная эффективность в данном случае составляет порядка 40%, что превышает эффективность ряда известных интерференционных схем более чем в 3 раза.

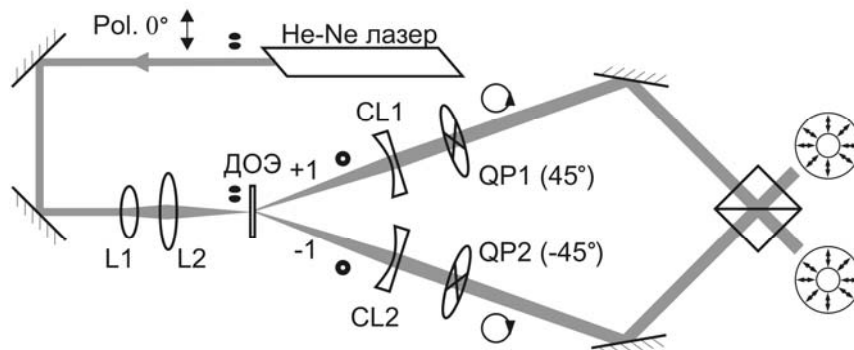


Рис. 3 Схема формирования неоднородно поляризованных пучков на основе дифракционного оптического элемента (ДОЭ).

Дифракционный элемент был изготовлен в Институте систем обработки изображений РАН методом лазерной фотолитографии и химического травления на стеклянной подложке с разрешением 2 мкм. На рисунке 4 изображены фотографии исходного пучка Эрмита-Гаусса и пучков Лагерра-Гаусса, полученных с помощью дифракционного элемента. По характерному расположению интерференционных полос на рисунке 4, г можно судить о комплексной сопряженности пучков Лагерра-Гаусса.

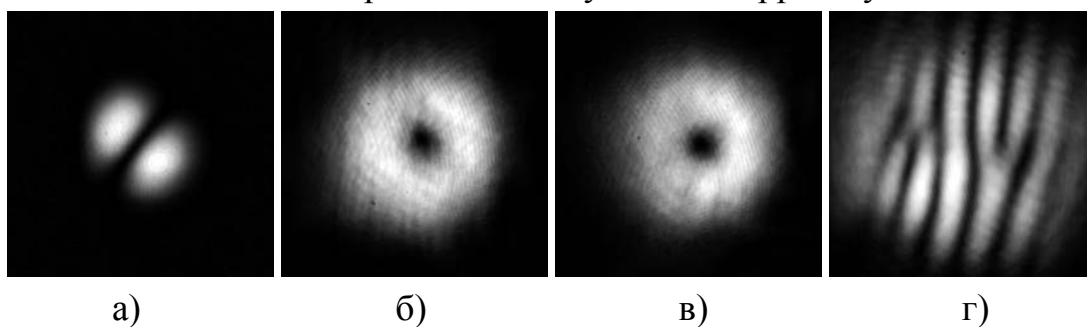


Рис. 4. а) Пучок Эрмита-Гаусса; б), в) пучки Лагерра-Гаусса в ± 1 порядке дифракции, сформированные с помощью дифракционного элемента; г) интерференция пучков Лагерра-Гаусса с противоположными по знаку топологическими зарядами

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассчитан дифракционный оптический элемент, осуществляющий преобразование пучка Эрмита-Гаусса в пару комплексно сопряженных пучков Лагерра-Гаусса, что подтверждено результатами эксперимента. На основе данного оптического элемента разработана интерференционная схема формирования пучков с неоднородной поляризацией, которая имеет дифракционную эффективность более чем в 3 раза превышающую эффективность ряда известных интерференционных схем.

Авторы выражают благодарность сотрудникам Института системы обработки изображений РАН А.В. Волкову, О.Ю. Моисееву и Д.М. Якунковой за помощь в изготовлении дифракционного элемента.

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 годы (Государственный контракт № 14.740.11.0063), программы ОФН РАН «Физические и технологические исследования полупроводниковых лазеров, направленные на достижение предельных параметров» и УНК ФИАН им. П.Н. Лебедева.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Novotny L., Beversluis M.R., Youngworth K.S., Brown T.G. Longitudinal Field Modes Probed by Single Molecules // *Physical Review Letters*, 2001. V. 86. №. 23. P. 5251-5254.
2. Steinhauer L.C., Kimura W.D. A new approach for laser particle acceleration in vacuum // *J. Appl. Phys.*, 1992. V. 72(a), PP. 3238-3245.
3. Serafimm P., Sprangle P., Hafizi B. Optical guiding of a radially polarized laser beam for inverse Cherenkov acceleration in a plasma channel // *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 2000. V. 28. №. 4. P. 1190-1193.
4. Niziev V.G., Nesterov A.V. Influence of beam polarization on laser cutting efficiency // *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 1999. V. 32, P. 1455–1461.
5. Kozawa Y., Sato S. Optical trapping of micrometer-sized dielectric particles by cylindrical vector beams // *Opt. Exp.*, 2010. V. 18, № 10. P. 10828-10833.
6. Zhan Q. Trapping metallic Rayleigh particles with radial polarization // *Opt. Exp.*, 2004. V. 12. № 15. P. 3377-3382.
7. Tidwell S.C., Ford D.H., Kimura W.D. Generating radially polarized beams interferometrically // *Appl. Opt.*, 1990. V. 29. № 15. P. 2234-2239.
8. Tidwell S.C., Kim G.H., Kimura W.D. Efficient radially polarized laser beam generation with a double interferometer // *Appl. Opt.*, 1993. V. 32. № 27, P. 5222-5229.
9. Котляр В.В., Ковалев А.А., Хонина С.Н., Скиданов Р.В., Соيفер В.А., Турунен Я. Дифракция конической волны и гауссового пучка на спиральной фазовой пластинке // *Компьютерная оптика*, 2005. № 28. С. 29-36.
10. Garcia-Gracia H., Gutiérrez-Vega J.C. Diffraction of plane waves by finite-radius spiral phase plates of integer and fractional topological charge // *J. Opt. Soc. Am. A*, 2009. V. 26. № 4. P. 794-803.
11. Abramochkin E., Volostnikov V. Beam transformations and nontransformed beams // *Optics Communications*, 1991. V. 83. № 1-2. P. 123-135.
12. Volostnikov V.G., Kotova S.P., Moiseev O.Yu., Volkov A.V., Vorontsov E.N., Yakunenkova D.M. Light fields of complex polarization structure // *Conference proceedings CAOL 2010*, 2010. P. 74-75.

СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ ТРЕХМЕРНЫХ МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ

П.Н. Дьяченко, С.В. Карпеев, В.С. Павельев

*Институт систем обработки изображений РАН, Самара
Самарский государственный аэрокосмический университет, Самара
dyachenko@ssau.ru*

АННОТАЦИЯ

Реализован синтез металлодиэлектрических фотонных кристаллов методом интерференционной литографии с последующим нанесением нанослоя золота. Запись решетки осуществлялась излучением гелий-кадмиевого лазера на длине волны 442 нм в фоторезисте SU-8. Исследованы спектры отражения полученных фотонных кристаллов в инфракрасном диапазоне.

1. ВВЕДЕНИЕ

Фотонные кристаллы представляют собой периодически структурированный материал, в котором достигается большая амплитуда модуляции диэлектрической проницаемости. Световые волны, распространяющиеся в средах с периодически распределенной диэлектрической проницаемостью, могут быть описаны в терминах фотонных энергетических зон с возможностью существования запрещенных зон, где распространение электромагнитных волн невозможно. Идея о контроле спонтанного излучения с помощью периодически изменяющегося показателя преломления впервые высказана В.П. Быковым в 1972 г. [1]. После работ Э. Яблоновича и С. Джона [2, 3] фотонные кристаллы стали одним из наиболее интенсивно исследуемых объектов в современной оптике.

К настоящему моменту предложено множество способов синтеза фотонных кристаллов [4-7]. Однако получение макроскопически однородных, бездефектных кристаллов до сих пор представляется весьма сложной технической задачей. Одним из наиболее перспективных методов синтеза в настоящее время представляется метод интерференционной литографии [8]. Данный метод состоит в получении трехмерной структуры из фотополимера за счет освещения трехмерной интерференционной картиной четырьмя (или более) когерентными пучками света. Преимуществами данно-

го метода являются идеальная периодичность решетки, отсутствие дефектов структуры, возможность получения образцов большой площади и низкая стоимость. Интерес к данному методу особенно возрос после того, как в ряде работ [9,10] было показано, что с его помощью можно изготовить трехмерные фотонные кристаллы с запрещенной зоной при относительно небольших показателях преломления материала ($n > 2.0$).

Полимерные матрицы фотонных кристаллов не могут иметь полные запрещенные зоны, в силу недостаточного значения показателя преломления полимера. Для того чтобы обойти данную проблему, в ряде работ предложено наносить нанослой металла на полимерную матрицу [11, 12]. В работе [11] был нанесен слой меди на полимерную матрицу фотонного кристалла, полученного методом двухфотонной полимеризации. В работе [69] методом электроосаждения на полимерную матрицу был нанесен слой никеля толщиной 300 нм. Авторами данной работы [12] были измерены коэффициенты отражения таких фотонных кристаллов, и на длине волны равной примерно периоду решетки у фотонного кристалла возникает запрещенная зона. Таким образом, актуальной является задача разработки методов синтеза и исследование трехмерных металлодиэлектрических фотонных кристаллов на основе комбинации методов интерференционной литографии и магнетронного напыления металлов.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ

Для формирования трехмерной решетки из фоторезиста методом интерференционной литографии использовалось трехкратное экспонирование пленки фоторезиста картиной интерференции двух волн, аналогично тому, как это было сделано в работе [11]. Схема эксперимента показана на рис.1. После каждого экспонирования образец поворачивается на 120 градусов вокруг вертикальной оси. Время каждой из экспозиций должно быть одинаковым. В результате экспонирования в объеме фоторезиста получается следующее распределение поглощенной энергии:

$$I(\vec{r}) = \sum_{i=1}^N I_i \cos^2(\vec{b}_i \vec{r} + \phi_i)$$

где $b_i = k1_i - k2_i$, $k1_i$, $k2_i$ – волновые вектора интерферирующих волн при i -ой экспозиции. Легко видеть, что вектора b_i являются базисными векторы обратной решетки синтезируемого кристалла. На данном этапе нами реали-

зован только случай, когда угол между интерферирующими пучками в каждой из трех экспозиций был одинаковым, т.е. базисные векторы обратной решетки имели одинаковую длину. Угол между базисными векторами также был одинаковым. Таким образом, нами реализовывался случай орторомбической решетки.

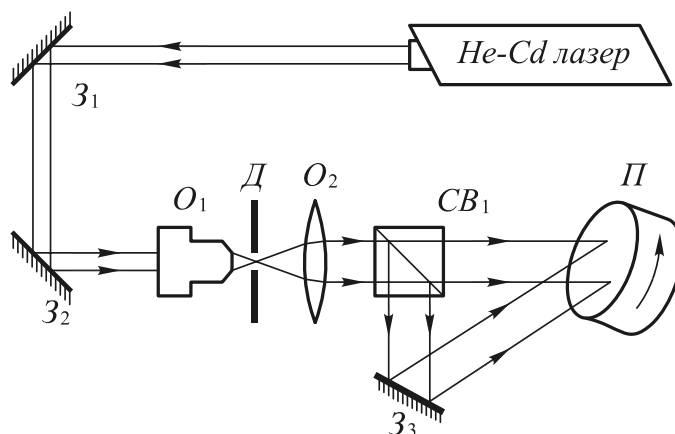


Рис.1. Буквами обозначены: Z_1, Z_2, Z_3 – зеркала, O_1, O_2 – объективы, D – диафрагма, CB_1 – делительный кубит, P – подложка из стекла с нанесенным на нее фоторезистом.

Для синтеза полимерных матриц фотонных кристаллов описанным методом была собрана экспериментальная установка в соответствии с оптической схемой рис. 1. Мы использовали гелий-кадмиевый лазер ГКЛ-60В(И) мощностью 80 мВт. Луч лазера расширялся примерно в 2,5 раза при помощи микрообъектива 8X O_1 , фильтра - диафрагмы D диаметром около 50 мкм и объектива O_2 с фокусным расстоянием 50 мм. Для поворота и разделения луча использовались зеркала Z_1, Z_2, Z_3 и светоделитель CB_1 с просветлением граней под данную длину волны. Фоторезист наносился на подложку методом центрифугирования в соответствии с рекомендациями производителя, то есть в два этапа. Предварительное распределение фоторезиста по поверхности образца при 500 об/мин в течение 10 сек формирование нужной толщины при скорости 3000 об/мин в течение 30 сек. Описанная процедура давала толщину слоя при использовании SU-8-50 около 40-50 мкм, в соответствии со спецификациями фоторезиста. Затем образец подвергался сушке также в два этапа – вначале 5 минут при температуре 60 градусов Цельсия, а затем 20 мин. при температуре 95 градусов для удаления растворителя. Экспонированный фоторезист запекался при температуре 95 градусов Цельсия в течении 6 минут. После запекания

фоторезист помещался в проявитель PGMEA (2-(1-метокси) пропилацетат) на 5 – 7 минут, и затем промывался в изопропиловом спирте. Время экспозиций было одинаковым и составляло от 10 до 20 минут.

Далее проводились исследования режимов записи трехмерно-периодических решеток с различными периодами и орторомбическим типом симметрии. При этом для разных периодов подбиралось время экспозиции, запекания и проявления. Менялись и углы наклона образца для сохранения симметрии решеток. Указанные параметры оказывают комплексное влияние на качество решеток, и подбираться должны также в комплексе.

На рис. 2 представлена электронная фотография полученного фотонного кристалла. Период решетки составил 2.5 мкм. Представленные на рис. 2 решетки не позволяют существовать фотонной запрещенной зоне, поэтому в дальнейшем производилось нанесение нанослоя золота на данную решетку.

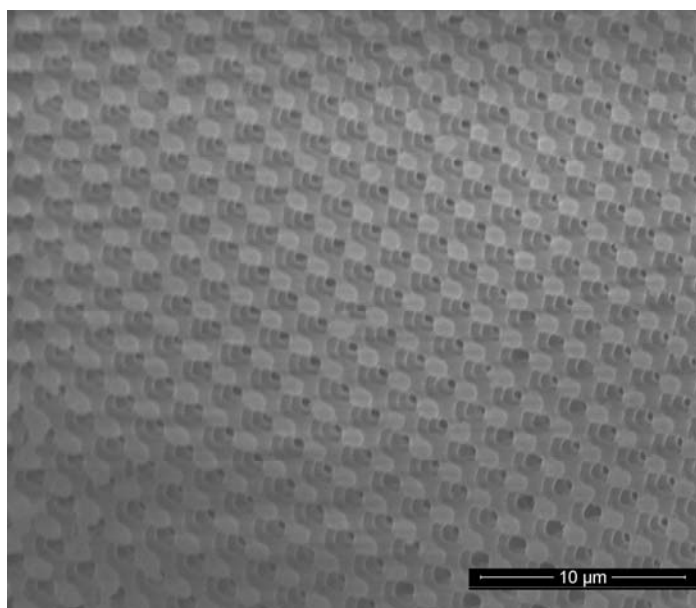


Рис. 2. Электронная фотография трехмерного фотонного кристалла

Методом магнетронного распыления (SPI-Module Sputter Coater (США)) на фотонные кристаллы был нанесен слой золота толщиной 50 нм. Толщина слоя определялась при помощи кварцевого датчика толщины (SPI Quartz Crystal Thickness Monitor Model 12161). Электронные фотографии полученных образцов представлены на рис. 3.

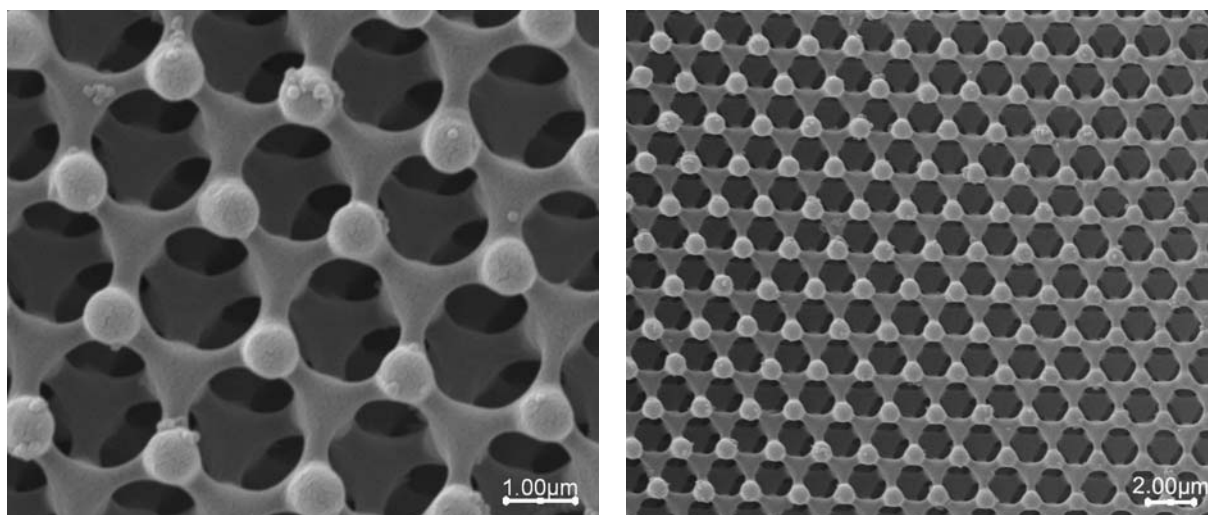


Рис. 3. Электронные фотографии фотонного кристалла с нанесенным на него слоем золота 50 нм

Для исследования оптических свойств фотонных кристаллов использовался инфракрасный микроскоп Hyperion 1000 (Bruker Optics (Германия)) с фурье-спектрометром Tensor 27 (Bruker Optics (Германия)), при помощи которого измерялись коэффициенты отражения структур. Коэффициенты отражения фотонных кристаллов получались путем нормирования полученных спектров структур к спектрам золотого зеркала. Полученные спектры отражения представлены на рис. 4. Кривой черного цвета (2) обозначен спектр отражения фотонного кристалла, полученный при помощи ИК-объектива Schwarzschild 15x. Кривой красного цвета (1) обозначен спектр отражения фотонного кристалла, полученный при помощи объектива скользящего падения 15x. Синим цветом (3) отмечен спектр отражения пленки золота на фотополимере SU-8. Как можно заметить из графика, в спектре отражения фотонного кристалла присутствует пик на длине волны 2,6-2,8 мкм, что равняется периоду решетки фотонного кристалла. Данный пик в спектре отражения указывает на появление фотонной запрещенной зоны с центром на длине волны 2,6-2,8 мкм. Данное положение хорошо согласуется с результатами работы [13], в которой методом конечных разностей были рассчитаны коэффициенты отражения трехмерного фотонного кристалла, покрытого слоем никеля. Относительно небольшая интенсивность пика может объясняться неоднородностью слоя золота или недостаточным числом периодов фотонного кристалла.

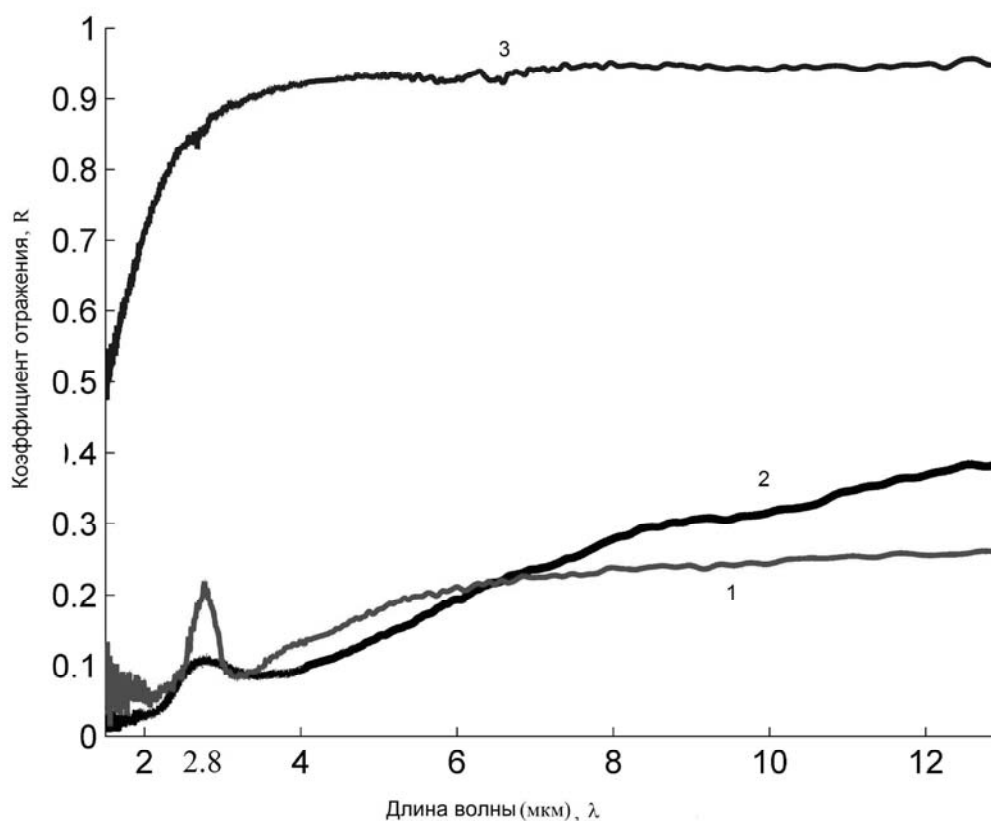


Рис. 4. Спектры отражения фотонного кристалла.

- 1) спектр от объектива скользящего падения 15х; 2) спектр, полученный от ИК-объектива Schwarzschild 15х; 3) спектр отражения пленки золота на фотополимере SU-8.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Реализован синтез металлодиэлектрических фотонных кристаллов методом интерференционной литографии слабопоглощаемым излучением с последующим нанесением нанослоя золота методом магнетронного напыления. Исследованы спектры отражения полученных фотонных кристаллов в инфракрасном диапазоне. Сделан вывод о появлении фотонной запрещенной зоны у фотонных кристаллов с центром на длине волны 2,6-2,8 мкм.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Выков V.P.; Spontaneous emission in a periodic structure // Sov. Phys. JETP, 1972. V. 35. P. 269-273.
2. Yablonovitch Y. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics // Phys. Rev. Lett., 1987. V. 58. P. 2059-2062.
3. John S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices // Phys. Rev. Lett., 1987. V. 58. P. 2486-2489.

4. Wijnhoven J.E.G.J., Vos W.L. Preparation of photonic crystals made of air spheres in titania // *Science*, 1998. V. 281. P. 802-804.
5. Lin S.Y., Fleming J.G., Hetherington D.L., Smith B.K., Biswas R.B., Ho K.M., Sigalas M.M., Zubrzycki W., Kurtz S.R., Bur J. A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths // *Nature*, 1998. V. 394, P. 251-253.
6. Ho K.M., Chan C.T., Soukoulis C.M., Biswas R., Sigalas M. Photonic band gaps in three dimensions: New layer-by-layer periodic structures // *Solid State Communications*, 1994. V. 89. P. 413-416.
7. Blanco A., Chomski E., Grabtchak S., Ibsate M. John S., Leonard S.W., Lopez C., Meseguer F., Miguez H., Mondla J.P., Ozin G.A., Toader O., Van Driel H.M., Large-scale synthesis of a silicon photonic crystal with a complete three-dimensional bandgap near 1.5 micrometres // *Nature*, 2000. V. 405. P. 437-440.
8. Campbell M., Sharp D.N., Harrison M.T., Denning R.G., Turberfield A.J. Fabrication of photonic crystals for the visible spectrum by holographic lithography // *Nature*, 2000. V. 404. P. 53-56.
9. Sharp D.N., Turberfield A.J., Denning R.G. Holographic photonic crystals with diamond symmetry // *Phys. Rev. B*, 2003. V. 68. P. 205102.
10. Ullal C.K., Maldovan M., Thomas E.L., Chen G., Han Y.-J., Yang S. Photonic crystals through holographic lithography: Simple cubic, diamond-like, and gyroid-like structures // *Appl. Phys. Lett.*, 2004. V. 84. P. 5434-5436.
11. Miklyaev Yu.V., Karpeev S.V., Dyachenko P.N., Pavelyev V.S. Fabrication of three-dimensional photonic crystals by interference lithography with low light absorption // *Journal of Modern Optics*, 2009. V. 56. P. 1133–1136.
12. Tal A., Chen Y.-S., Williams H.E., Rumpf R.C., Kuebler S.M. Fabrication and characterization of three-dimensional copper metallodielectric photonic crystals // *Opt. Express*, 2007. V. 15. P. 18283-18293.
13. Mizeikis V., Juodkazis S., Tarozaitė R., Juodkazyte J., Juodkazis K., Misawa H. Fabrication and properties of metallo-dielectric photonic crystal structures for infrared spectral region // *Opt. Express*, 2007. V. 15. P. 8454-8464.

ОПТИМИЗАЦИЯ И ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ ДИФРАКЦИОННОЙ МИКРООПТИКИ, ФОРМИРУЮЩИХ ПРОДОЛЬНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ

Д.Г. Качалов¹, С.Н. Хонина^{1,2}, В.С. Павельев^{1,2}, Р.В. Скиданов^{1,2},
О.Ю. Моисеев²

¹ Самарский государственный аэрокосмический университет
им. академика С.П. Королева, 443086, г. Самара, ул. Московское шоссе, 34

² Учреждение Российской академии наук Институт систем обработки
изображений РАН, 443001, г. Самара, ул. Молодогвардейская 151,
kachalov@ssau.ru

АННОТАЦИЯ

Применена стохастическая оптимизационная процедура к расчету микрорельефа бинарного дифракционного оптического элемента (ДОЭ), предназначенного для формирования продольного светового отрезка с равномерной интенсивностью. Проведено численное моделирование и экспериментальное исследование рассчитанного ДОЭ.

1. ВЫБОР АЛГОРИТМА ОПТИМИЗАЦИИ

Существует несколько подходов к оптимизации микрорельефа оптического элемента методами прямого поиска [1]. Прежде всего, это алгоритм полного перебора, когда производится поиск по всей области допустимых решений без каких-либо ограничений. Этот метод хорошо применим для плохо формализованных задач. Минусы его очевидны – это большие вычислительные затраты. Популярен также алгоритм имитации отжига [2], однако его особенности таковы, что по мере выполнения итераций все менее вероятным становится выход из локального минимума. Также существуют эволюционные алгоритмы, основанные на моделировании процесса естественной эволюции. В данной работе был использован метод оптимизации, предложенный Джоном Холландом [3] – генетический алгоритм. Этот алгоритм является разновидностью «эволюционных вычислений» и работает с группами решений, что дает возможность выхода из локальных минимумов при разумных вычислительных затратах.

Отличительной особенностью генетического алгоритма является акцент на использовании оператора «скрещивания», который производит ре-

комбинацию решений-кандидатов. Ранее было показано [4], что генетический алгоритм эффективен для решения задач синтеза ДОЭ с квантованным микрорельефом.

Фаза ДОЭ представлялась в виде дискретного набора отсчетов $\varphi(r_j), j = 1, \dots, M$ вдоль радиуса ДОЭ.

Для количественной оценки каждого решения использовался функционал, учитывающий специфику данной задачи (в частности, снижение интенсивности излучения вдоль оптической оси по мере удаления от источника света):

$$\Phi(\varphi(r)) = \sum_{i=1}^N \left| \exp\left(\frac{I(z_i) - \bar{I}(z_i)\mu}{\bar{I}(z_i)\mu}\right) - 1 \right|, \quad (1)$$

где $I(z_i)$ – интенсивность на оптической оси, сформированная рассчитанным ДОЭ, $\bar{I}(z_i)$ – требуемый уровень интенсивности, μ – параметр, определяющий соотношение между энергетической эффективностью и равномерностью распределения интенсивности, N – количество отсчетов вдоль оптической оси.

В качестве критериев оценки ДОЭ были выбраны энергетическая эффективность e и среднее квадратичное отклонение (СКО) δ . Энергетическая эффективность определяется как отношение между уровнем интенсивности, сформированным ДОЭ, и требуемым уровнем интенсивности:

$$e = \left(\sum_{i=1}^N I(z_i) \right) \left(\sum_{i=1}^N \bar{I}(z_i) \right)^{-1}. \quad (2)$$

Среднее квадратичное отклонение определялось следующим образом:

$$\delta = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (I(z_i) - \mu \bar{I}(z_i))^2}{\sum_{i=1}^N \mu^2 \bar{I}^2(z_i)}}. \quad (3)$$

2. ОПТИМИЗАЦИЯ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДОЭ, ФОРМИРУЮЩЕГО СВЕТОВОЙ ОТРЕЗОК

Была решена задача [5] оптимизации микрорельефа бинарного радиально-симметричного ДОЭ с радиусом $R = 3,6$ мм и количеством радиальных отсчетов $M = 128$, фокусирующего гауссов пучок с длиной волны

$\lambda = 1,06$ мкм и радиусом $\sigma = 2$ мм в десять равномерно распределенных фокусов, составляющих световой отрезок, на расстоянии от $F_1 = 200$ мм до $F_2 = 220$ мм.

В процессе оптимизационной процедуры была получена фаза ДОЭ, обеспечивающего следующие показатели качества распределения интенсивности: $e = 4,58 \%$, $\delta = 2,07 \%$. На рис. 1 представлены распределения интенсивности вдоль оптической оси, формируемые рассчитанным ДОЭ, для различных длин волн освещающего пучка.

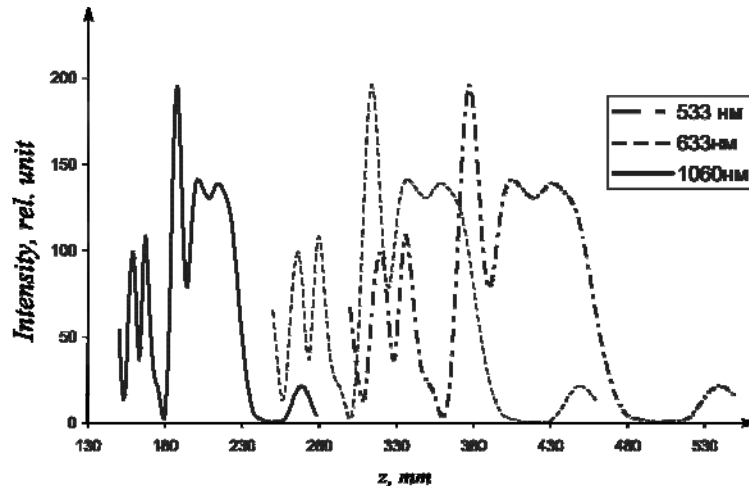


Рис. 1. Распределение интенсивности вдоль оптической оси

Вид радиального сечения рассчитанной бинарной фазы приведен на рис. 2.

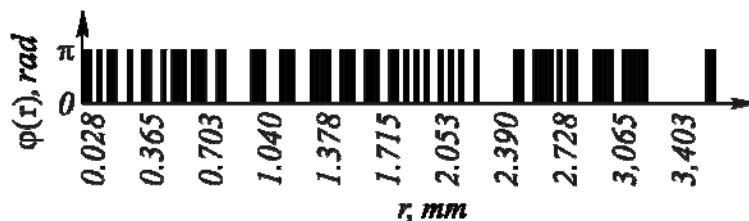


Рис.2. Фаза бинарного ДОЭ, формирующего осевое распределение интенсивности

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДОЭ

По рассчитанной фазе оптического элемента (Рис.2) был изготовлен его амплитудный аналог в виде фотошаблона, записанного на стеклянной подложке с нанесенным слоем хрома толщиной 100 нм.

Запись фотошаблона производилась на станции лазерной записи CLWS-200 путем создания защитной пленки окиси хрома на засвечиваемых участках с последующим удалением слоя хрома в жидкостном травителе.

Оптическая схема эксперимента представлена на рис. 3.

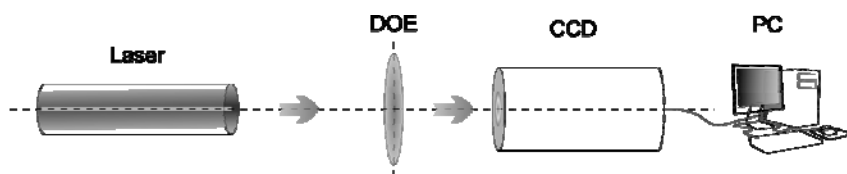


Рис. 3. Оптическая схема эксперимента

Луч лазера расширялся (без коллиматора) до размеров дифракционно-го оптического элемента (DOE), затем полученное распределение фиксировалось ПЗС-камерой (CCD). В эксперименте использовался гелий-неоновый лазер с длиной волны 633 нм.

В ходе эксперимента проводилось измерение средней интенсивности в круге с радиусом, который бы полностью захватывал центральную часть сформированного пучка. На рис. 4 представлен график зависимости усредненной интенсивности от расстояния между ДОЭ и плоскостью измерения.

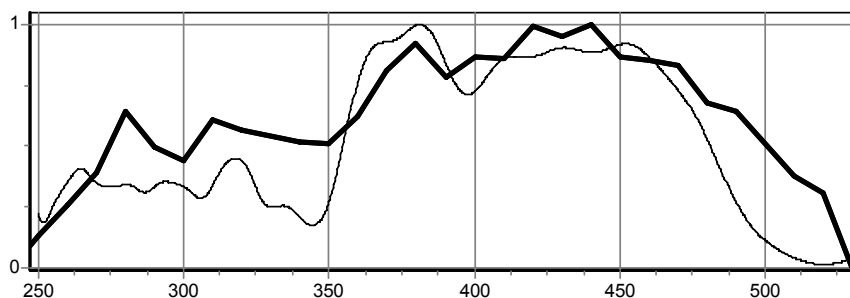


Рис. 4. Зависимость усредненной интенсивности в центре сфокусированного пучка от расстояния: экспериментальные результаты (толстая линия) и результаты моделирования с учетом слаборасходящегося сферического фронта (тонкая линия)

Для $\lambda_1=1,06$ мкм (расчетная длина волны) середина отрезка приходилась на $z_c=210$ мм и расчетная протяженность отрезка фокусировки составляла $\Delta z=30$ мм, для $\lambda_2=0,633$ мкм (длина волны освещающего излучения) z_c увеличится в $\lambda_1/\lambda_2 \approx 1,67$ раз, т.е. будет $z_0=351$ мм и $\Delta z=50$ мм.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведено численное и экспериментальное исследование характеристик бинарного ДОЭ, предназначенного для формирования соосного светового отрезка.

Анализ полученных экспериментальных результатов с учетом небольшой расходимости волнового фронта освещающего пучка показал хорошее согласование с результатами численного моделирования, что под-

тверждает применимость стохастического метода оптимизации для эффективного решения задач синтеза бинарных ДОЭ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Meister M., Winfield R.J. Novel approaches to direct search algorithms for the design of diffractive optical elements / *Optics Communications*, 2002. V. 203, P. 39–49.

2. Kirkpatrick S., Gelatt C.D., Vecchi M.P. Optimization by Simulated Annealing / *Science*, 1983. V. 220. № 4598. P. 671-680.

3. Holland J. H. *Adaptation in Natural and Artificial Systems* / University of Michigan Press, M.I., 1975.

4. Pavelyev V.S. Technology-oriented stochastic optimization of radially symmetric DOEs / *Proceedings SPIE*, 2005. V. 5962. P. 891-897.

5. Хонина С.Н., Скиданов Р.В., Качалов Д.Г., Павельев В.С., Моисеев О.Ю. Исследование формирования осевого отрезка с помощью оптимизированного бинарного ДОЭ / *Компьютерная оптика*, 2010. Т. 34. Вып. 3. С. 350–360.

ФОТОФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В БИС-ЦИАНИНАХ

Э.Р. Кашапова, Г.В. Майер, В.Я. Артюхов

НИ ТГУ, г. Томск, 634050

ekashapova@sibmail.com

АННОТАЦИЯ

С использованием полуэмпирического метода частичного пренебрежения дифференциальным перекрыванием (ЧПДП) со специальной спектроскопической параметризацией [1] определены энергия и природа электронно-возбужденных состояний, сила осциллятора, поляризация переходов, дипольные моменты, рассчитаны константы скоростей фотофизических процессов, оценен квантовый выход флуоресценции из нижнего флуоресцентного состояния в молекулах мономера индокарбоцианина и его бис-производных.

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение фотофизических процессов и фотохимических реакций цианиновых красителей до сих пор привлекает значительное внимание благодаря их широкому применению в различных областях, связанных с преобразованием световой энергии. В отличие от интенсивного исследования фото процессов в мономерных цианинах, фотофизические и фотохимические свойства ковалентно связанных цианинов ограничено в основном спектрально-люминесцентными свойствами.

Интерес исследования фото процессов в цианинах с двумя ковалентно связанными хромофорами обусловлен несколькими причинами. Важно понимать механизм переноса энергии и электронной плотности в агрегатах высокого порядка (в основном J-агрегатах) из-за ключевой роли, которую J-агрегаты играют в спектральной сенсбилизации. Димеры могут быть рассмотрены как наипростейшие ассоциаты в процессе формирования агрегатов высокого порядка, которые образуются, когда концентрация красителя увеличивается. Обычно димеризация рассматривается как первый шаг агрегации. Изучение агрегатов может встретить некоторые сложности при интерпретации результатов из-за различия чисел агрегации и потому что в растворе равновесие существует между агрегатами различных состава

вов, включающих их с мономерами. Бис-хромофоры, которые присутствуют в их мономерных формах в достаточно разбавленных растворах, свободны от этих недостатков [2].

Цель данной работы – установление влияния структуры мономера цианина и его бис-производных на спектрально-люминесцентные свойства и фотофизические процессы, протекающие в молекулах.

2. ОБЪЕКТЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

В качестве объектов исследования выбраны мономер индокарбоцианина (1,1',3,3,3',3'-гексаметилиндокарбоцианин тетрафторборат, А-1) и его бис-производные, в которых два хромофора связаны одной (А-2, А-3 - ангулярные) и двумя (А-4, А-5 - циклические) цепочками, состоящими из различного числа метиленовых групп. Структура исследованных молекул представлена на рисунке 1.

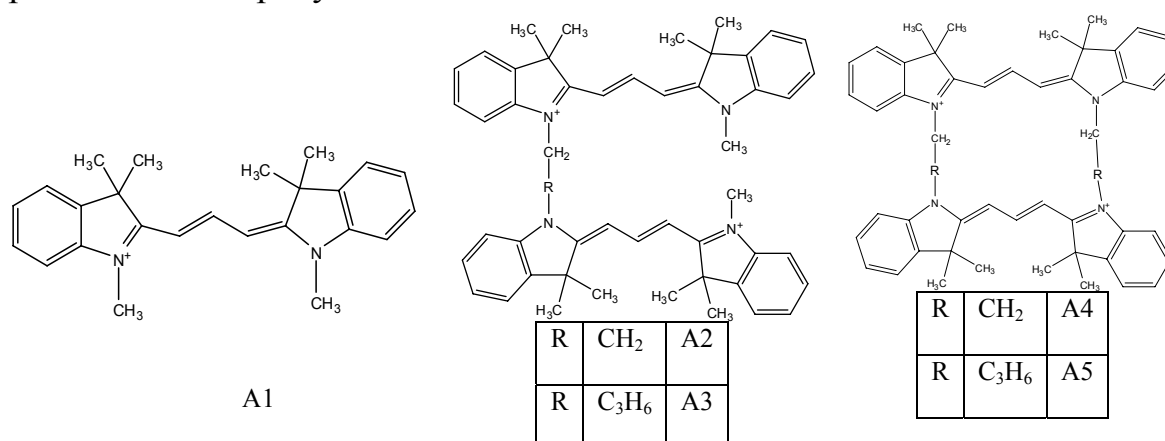


Рис. 1. Структура исследованных бис-цианинов

Расчеты электронной структуры и спектров выполнены с использованием пакета программ, в основе которого лежит квантово-химический полуэмпирический метод частичного пренебрежения дифференциальным перекрытием (ЧПДП) с параметризацией [1]. Важным преимуществом данного пакета программ перед существующими вариантами полуэмпирических и *ab initio* методов расчета, широко используемых многими исследователями, является возможность расчета констант скоростей всех фотофизических процессов (радиационных переходов, внутренней и интеркомбинационной конверсий).

3. ВЫБОР ГЕОМЕТРИИ ИССЛЕДОВАННЫХ СОЕДИНЕНИЙ

Выбор геометрии молекул для модельных расчетов основывался на рентгеноструктурных данных для сходного класса соединений [3]. Но окончательным критерием выбора геометрии являлось наилучшее совпадение рассчитанных и полученных из эксперимента спектрально-люминесцентных характеристик молекул. Во всех исследуемых молекулах длины С–Н связей в ароматических циклах были взяты равными 1.08 Å. В метильных СН₃-группах длины связей С–Н равна 1.09 Å, валентные углы Н–С–Н = 109.5°. В невозбужденном состоянии в расчетах приняты длины углерод-углеродных связей в шестичленных кольцах равные 1.4 Å, а все валентные углы – по 120°. Оба фрагмента плоские.

Известно, что молекулы цианинов могут быть представлены двумя доминантными резонансными формами с положительными зарядами на противоположных концах полиметиновой цепи (ПЦ). Следовательно, каждая С–С-связь может быть охарактеризована как одиночная связь в одной форме и двойная связь в другой, что приводит к формированию неальтернированной структуры, в которой каждая связь рассматривается как полуторная вместо одиночной или двойной. Исследование структуры методом РСА подтвердило предсказанное выравнивание длин С–С-связей [4]. Поэтому в расчетах спектров поглощения исследуемых молекул длины связей С – С ПЦ взяты выровненными и равными 1.40 Å. При этом атомы углеродов ПЦ поочередно, сохраняя симметрию молекулы, выводились из этой плоскости таким образом, чтобы из двух соседних атомов углерода один был над, а другой – под плоскостью молекулы. Предпосылкой к этому является альтернация положительных и отрицательных зарядов на углеродных атомах полиметиновой цепи. При наличии большого отрицательного заряда на sp^2 гибридованном атоме он частично переходит в sp^3 гибридизацию, вследствие чего можно допустить его частичный выход из плоскости сопряжения.[5]

4. ЭЛЕКТРОННЫЕ СПЕКТРЫ ПОГЛОЩЕНИЯ

В таблице 1 приведены теоретические и экспериментальные данные для спектров поглощения всех исследованных соединений. Спектр поглощения индокарбоцианина (А1) в растворе при комнатной температуре характеризуется интенсивным главным пиком и относительно слабым плечом при меньших длинах волн (таблица 1), которые приписываются пере-

ходам, соответствующую щим полностью транс-изомерам мономерных цианиновых красителей [2]. Установлено, что длинноволновая полоса поглощения мономера образованна электронным переходом с верхней занятой молекулярной орбитали (ВЗМО) на нижнюю вакантную молекулярную орбиталь (НВМО). И ВЗМО, и НСМО локализованы на атомах углерода полиметиновой цепи. В случае циклических бис-цианинов нижнее S_1 состояние образовано электронным переходом с ВЗМО на НСМО, локализованных на атомах углерода ПЦ одного хромофора, и электронным переходом с ВЗМО-1 на НСМО+1, локализованных на атомах углерода ПЦ другого хромофора.

Таблица 1.

Теоретические и экспериментальные данные для спектров поглощения. λ_{abs} [нм]-длина волны, E [см^{-1}]-энергия состояния, μ [D]-дипольный момент, ϵ [$\text{М}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$]-молярный коэффициент экстинкции, P -поляризация перехода

Состояние	Расчет						Эксперимент [2]	
	$E, \text{см}^{-1}$	$\lambda_{abs},$ нм	f	μ, D	P	переход	$\lambda_{abs},$ нм	$\epsilon \times 10^{-5},$ $\text{М}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$
A1 $\mu_{S0}=2,61D$								
$S_1(\pi\pi^*)$	18473	541.4	1.149	0.40	X	69→70	515, <u>546</u>	1.3
$S_2(\pi\pi^*)$	30074	332.5	0.068	2.45	Y	68→70, 69→71		
A2, случай, когда хромофоры расположены под углом 180° $\mu_{S0}=45.30 D$								
$S_1(\pi\pi^*)$	17846	560.4	2.235	44.78	X	137→138, 136→139	<u>565</u>	1.9
$S_2(\pi\pi^*)$	18493	540.8	0.004	44.88	X	137→138, 137→139	504	
A3, случай, когда хромофоры расположены под углом 180° $\mu_{S0}=53.41 D$								
$S_1(\pi\pi^*)$	18053	553.9	2.271	52.76	X	143→145, 142→144, 145	<u>552</u>	2.1
$S_2(\pi\pi^*)$	18185	549.9	0.026	52.51	X	143→145; 142→144	513	
A4 $\mu_{S0}=26,45 D$								
$S_1(\pi\pi^*)$	17640	566.9	0.01 4	25.40	X	136→137, 135→138	555	
$S_2(\pi\pi^*)$	20999	476.2	2.66 1	25.68	X	136→138, 137; 135→137, 138	<u>498</u>	3.9
A5 $\mu_{S0}=38.94 D$								
$S_1(\pi\pi^*)$	18090	552.8	0.05 1	37.55	X	148→149, 147→150	(475), 545	
$S_2(\pi\pi^*)$	19667	508.5	2.50 3	38.02	X	147→150, 148→149	<u>508</u>	2.8

Для двух бис-цианинов с открытой цепочкой (A2,A3) новая характерная полоса появляется с меньшей интенсивностью, чем полоса главного поглощения. Спектры A2 и A3 только незначительно отличаются от спектра мономера индокарбоцианина A1, в то время как спектры A4 и A5 отличаются сильно, так как их главный максимум сдвинут в коротковолновую область (таблица 1). Кроме того, $\epsilon(\lambda_{abs})$ связанных соединений значительно больше, например, в три раза для A4 относительно A1.

Так как для ангулярных бис-цианинов A2 и A3 возможны различные ориентации соседних хромофоров, были исследованы конформации с различными углами двух связанных мономеров. При сопоставлении с экспериментальными данными, предположена наиболее оптимальная конфигурация, когда два хромофора находятся под углом 180° друг к другу, при этом хромофоры могут отклоняться от параллельной ориентации плоскостей. Данный результат согласуется с наличием двух полос поглощения, наблюдаемых в эксперименте. Таким образом, сопоставление экспериментальных и теоретических данных говорит об их удовлетворительном соответствии как по положению полосы поглощения, так и по распределению интенсивности.

4. ФОТОФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ИССЛЕДОВАННЫХ СОЕДИНЕНИЯХ

Известно, что после поглощения кванта света в молекуле протекают релаксационные процессы, приводящие к изменению ее структурных параметров. Проявлением такой перестройки является, например, стоксов сдвиг спектра флуоресценции молекулы по отношению ее спектра поглощения. Иными словами, геометрия молекулы во флуоресцентном состоянии может заметно отличаться от геометрии молекулы в основном состоянии. Не учет этого факта может приводить к несовпадению экспериментальных и теоретических выводов о свойствах молекулы. Экспериментальное определение изменений геометрических параметров молекулы во флуоресцентном состоянии возможно, но не является прямым, а поэтому оказывается не всегда точным.

Для учета изменения геометрии молекул во флуоресцентном состоянии использовалось линейное соотношение между заселенностью химической связи A–B (P_{AB}), рассчитанной по Малликену, и ее длиной:

$$\Delta R_{AB} \approx -k\Delta P,$$

где ΔR_{AB} и ΔP_{AB} – изменение длины и заселенности (электронной плотности) химической связи при возбуждении молекулы, соответственно.

Квантовый выход флуоресценции рассчитывался по формуле:

$$\Phi_f = k_r / (k_r + k_{BK} + k_{ST}),$$

где k_r – константа скорости радиационного распада, k_{BK} – константа скорости внутренней конверсии, k_{ST} – константа скорости интерсистемной конверсии.

В таблице 2 приведены теоретические и экспериментальные данные для положения полосы флуоресценции, квантового выхода флуоресценции, а также рассчитанные значения для констант скоростей фотофизических процессов. Из таблицы 2 видно, что Φ_{fl} существенно зависит от температуры: с понижением температуры квантовый выход флуоресценции приближается к 100% для A1, A2, A3, A5. Что касается A4, то для данного соединения квантовый выход также возрастает с понижением температуры, но составляет всего 18%. Следует обратить внимание, что наибольший стоксов сдвиг наблюдается именно для A4, то есть при электронном возбуждении в данном соединении происходят значительные структурные изменения, которые не были учтены в расчете. Необходимо отметить, что расчетные данные для положения нижнего триплетного состояния являются заниженными по энергии, что могло привести к недооценке константы скорости интерсистемной конверсии.

Таблица 2.

Теоретические и экспериментальные данные для спектров флуоресценции исследованных соединений

	$\lambda_{exp}[2]/\lambda_{теор}, \text{нм}$	$k_r, \text{с}^{-1}$	$k_{SOSI}, \text{с}^{-1}$	$k_{ST}, \text{с}^{-1}$	$\Phi_{fl}(\text{теор})$	$\Phi_{fl_exp}(297 \text{ K}) / \Phi_{fl_exp}(77 \text{ K})[2]$
A1	<u>565</u> ; 603 / <u>567.4</u>	2.5×10^8	3.6×10^7	7.7×10^2	0.875	0.042 / 0.94
A2	<u>580</u> (624) / <u>571.9</u>	4.8×10^8	8.4×10^7	8.8×10^2 2.7×10	0.850	0.019 / 0.96
A3	<u>568</u> ; 612 / <u>563.7</u>	4.5×10^8	7.6×10^7	3.9×10^2 3.2×10	0.855	0.036 / 0.91
A4	580; 675; <u>720</u> / <u>552</u> ; 678	1.4×10^6	4.4×10^8	2×10^2 3.3×10^4	0.003	0.018 / 0.18
A5	<u>584</u> ; 629 / <u>575</u> ; 632.2	8.5×10^6	2.7×10^8	1.8×10^4 10^3	0.031	0.071 / 0.88

Так как для мономеров цианинов основном каналам дезактивации энергии S_1 -состояния является транс-цис-изомеризация [2], нами проведено моделирование данной фотохимической реакции для молекулы А1. В таблице 3 приведены значения констант скоростей фото процессов и квантовый выход флуоресценции в зависимости от угла поворота С-С связи.

Таблица 3.

Зависимость квантового выхода флуоресценции А1 от угла между концевыми фрагментами.

	0°	30°	60°	75°	90°	105°	120°
k_r	4.5×10^8	3.9×10^8	1.5×10^8	3.2×10^7	5.4×10^3	3×10^7	1.2×10^8
k_{S0S1}	3.9×10^6	5.5×10^6	2.5×10^7	5×10^7	4×10^5	4.9×10^7	2.2×10^7
k_{ST}	7.2×10^{-2}	2.7×10^3	2.7×10^3	8.3×10^7	2.2×10^7	1.7×10^8	1.9×10^6
Φ_f	0.991	0.985	0.851	0.182	2.3×10^{-4} (с учетом k_{ST}) 0.011 (без учета k_{ST})	0.122	0.831

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в результате проведенного теоретического исследования были определены спектрально-люминесцентные свойства мономера цианина и его бис-производных. Результаты расчета находятся в удовлетворительном соответствии с экспериментальными данными. Установлено, что уменьшение квантового выхода флуоресценции в бис-цианинах А4 и А5 происходит за счет уменьшения константы скорости радиационного распада на два порядка и роста константы скорости внутренней конверсии, константа скорости интерсистемной конверсии возрастает по сравнению с этой же величиной для мономера, но по-прежнему не может конкурировать с константой скорости внутренней конверсии. На примере мономера А1 показано, как влияет перестройка геометрии в ходе процесса транс-цис-фотизомеризации на дезактивацию энергии S_1 состояния. Для ангулярных бис-цианинов предложена наиболее вероятная ориентация связанных мономеров.

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы (госконтракты № П 1128, мероприятие 1.2.1 и № 02.740.11.0444, мероприятие 1.1)

и гранта Президента РФ для государственной поддержки ведущих научных школ РФ (НШ-4297.2010.2).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Майер Г.В., Артюхов В.Я., Базыль О.К. и др. Электронно-возбужденные состояния и фотохимия органических соединений. Новосибирск: Наука, 1997. 232 с.

2. Chibisov A.K., Zakharova G.V., Gerner H. and others. Photorelaxation Processes in Covalently Linked Indocarbocyanine and Thiocarbocyanine Dyes // J. Phys. Chem., 1995. № 99. P. 886-893.

3. Китайгородский А.И., Зоркий Н.М., Бельский А.И. Строение органического вещества. Данные структурных исследований. 1971-1973. М.: Наука, 1982. 511 с.

4. Dahne S., Kulpe S. Structural Principles of Unsaturated Organic Compounds. With special reference to X-ray structure analysis of coloured substances // Berlin: Abhandlungen der Wissenschaften, Abteilung Mathematik, Naturwissenschaften Academie-Verlag, 1977. 128 p

5. Базыль О.К., Светличный В.Я., Артюхов В.Я., Ищенко А.А. Электронная структура и внутримолекулярные фотофизические процессы катионов симметричных индополикарбозианиновых красителей // Оптика и спектроскопия, 2008. №3. С. 370-379.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ЛАЗЕРА С ОТСТРОЙКОЙ ЧАСТОТЫ

А.А. Кренц, Д.А. Анчиков

*Самарский филиал Учреждения Российской академии наук Физического института им.П.Н. Лебедева РАН
(443011 Россия, г. Самара, ул. Ново-Садовая, 221)
Самарский государственный аэрокосмический университет
(национальный исследовательский университет)
(443086 Россия, г. Самара, Московское шоссе, 34)
krenz86@mail.ru, swadimaz@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

На основе уравнений Максвелла-Блоха проведено численное моделирование пространственно-временной динамики поперечного профиля оптического поля в лазере с отстройкой частоты. Показано, что при определенных значениях лазерных параметров наблюдаются автоволны, распространяющиеся поперек апертуры. Также показано, что в исследуемой системе наблюдается переход к пространственно-временному хаосу через каскад бифуркаций удвоения тора.

1. ВВЕДЕНИЕ

Данная работа посвящена исследованию процессов, происходящих в поперечном сечении световой волны, распространяющейся в широкоапертурном лазерном резонаторе. В [1] было показано, что с увеличением числа Френеля в широкоапертурном резонаторе Nd-YAG лазера происходит переход от стационарных поперечных картин к периодическим, квазипериодическим и хаотическим картинам. Аналогичная картина получена в [2] для электроразрядного CO₂ лазера, работающего на одной продольной моде. В широкоапертурном лазере (при числах Френеля больших 30) почти постоянная интенсивность становится промодулирована в пространстве периодической структурой и слабо промодулирована по времени с частотой ~150 кГц, которая зависела от величины отстройки моды от центра линии перехода. С увеличением числа Френеля, отстройки или накачки картина становилась сильно нерегулярной с полной потерей пространственной и временной корреляции. В [3] впервые показано, что наблюдаемые

эффекты могут быть качественно объяснены на основе простой системы уравнений Максвелла–Блоха с отстроенной продольной частотой, которая описывает рождение бегущих периодических волн в результате бифуркации Андронова-Хопфа.

В настоящей работе, на основе численного решения распределенной системы уравнений Максвелла-Блоха с адиабатически исключенной поляризацией исследована пространственно-временная динамика поперечной структуры оптического поля в широкоапертурных лазерах.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ. АВТОМОДЕЛЬНЫЕ РЕШЕНИЯ В ВИДЕ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ

В качестве исходной, рассмотрим систему уравнений Максвелла-Блоха с адиабатически исключенной поляризацией:

$$\frac{\partial E}{\partial t} - i \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \frac{\nu}{2} E \left(\frac{N}{1 + \Delta_0^2} - 1 \right) (1 - i \Delta_0), \quad \frac{\partial N}{\partial t} = N_{un} - N \left(1 + \frac{J}{1 + \Delta_0^2} \right). \quad (1)$$

Система уравнений (1) описывает пространственно-временную динамику лазера в предположении, что поляризация мгновенно следует за изменениями оптического поля. Такая модель в литературе часто называется стандартным адиабатическим исключением поляризации. Предполагается также, что генерация происходит на одной продольной моде резонатора Фабри-Перо. Здесь E – медленно меняющаяся амплитуда поля в широкоапертурном лазере в одномерном (планарном) приближении, обезразмеренная на величину E_s , E_s – амплитуда поля насыщения в активной среде, $N = g / g_t$; g, g_t – коэффициенты усиления активной среды на центральной частоте лазерного перехода и потери, усредненные по длине резонатора; безразмерное время t и координата x связаны с размерными величинами t_d и x_d как $t = t_d / T_i$, $x = x_d (2k / T_i c)^{1/2}$, k – волновое число; c – скорость света; T_i – время релаксации населенности уровней активной среды; $\nu = c T_i g_t$ – коэффициент, определяющий отношение времени релаксации населенности активной среды ко времени жизни фотонов в резонаторе; $\Delta_0 = (\omega_0 - \omega) T_p$ – отстройка частоты генерации от центра линии усиления активной среды, обезразмеренная на полуширину линии усиления; T_p –

время релаксации поляризации; $J = |E|^2$, $N_{un} = g_{un} / g_l$, g_{un} – ненасыщенный коэффициент усиления на частоте ω_0 .

Система уравнений (1) имеет два однородных состояния равновесия. Первое состояние равновесия соответствует отсутствию генерации ($E = 0, N = N_{un}$). Второе состояние равновесия ($E = E_{st}, N = N_{st} = 1 + \Delta_0^2$) соответствует режиму стационарной генерации с интенсивностью $J_{st} \equiv |E_{st}|^2 = N_{un} - 1 - \Delta_0^2$.

В работах [4,5] решение системы уравнений (1) искалось в виде бегущих с постоянной скоростью волн, с использованием замены переменных $\xi = t - \beta x$, где $w = 1/\beta$ – скорость волны, распространяющейся в поперечном к оси резонатора направлении. В этой модели конечность апертуры резонатора не учитывается. Таким образом, исследовалась не полная распределенная система уравнений, а система ОДУ, параметризованных при помощи β , при этом, полагалось $E = E' + iE''$. В дальнейшем эту систему будем называть автомодельной. В работе [4] проведен линейный анализ устойчивости режима стационарной генерации, который показал, что существует критическое значение β_{cr} , при котором режим стационарной генерации становится неустойчивым. При $\beta = \beta_{cr}$ происходит бифуркация Андронова-Хопфа, в результате чего рождается семейство периодических волн интенсивности малой амплитуды, параметризованных при помощи β .

Численное решение системы нелинейных ОДУ, проведенное в [5], показало, что все решения системы с начальными условиями вблизи положения равновесия (режима стационарной генерации) притягиваются к аттрактору – устойчивому двумерному эргодическому тору. В работах [6,7] показано, что исследуемая автомодельная система реализует не описанную в литературе бифуркацию рождения тора из замкнутой особой кривой. Существование в фазовом пространстве системы аттрактора в виде устойчивого двумерного тора соответствует бегущим в поперечном направлении квазипериодическим волнам для амплитуды оптического поля и периодическим волнам для интенсивности. При изменении управляющего параметра $\varepsilon = (\beta - \beta_{cr}) / \beta_{cr}$ наблюдается каскад бифуркаций удвоения периода тора, приводящий к режиму динамического хаоса. Для интенсивности наблюдается более простой механизм перехода к хаосу – через каскад бифуркаций удвоения периода цикла. Бесконечная последовательность уд-

воений приводит к фрактальной структуре странного аттрактора, что и определяет хаотическую динамику исследуемой системы.

3. ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕННОЙ СИСТЕМЫ

Важным недостатком поиска решения уравнений (1) в виде волны бегущей с постоянной скоростью является предположение о бесконечно широкой лазерной апертуре. Известно, что подобные решения не всегда устойчивы при конечных размерах пространственной области, т.е. в данном случае при конечной ширине лазерной апертуры. Кроме того, в автомобильной системе в качестве управляющего параметра выступает скорость волн, которую не удастся привязать к параметрам реальной лазерной системы. Также нет возможности менять данный параметр в эксперименте с целью управления свойствами лазерного излучения. Таким образом, автомобильная система может лишь помочь предсказать возможные режимы лазерной генерации.

В настоящей работе решается задача проверки устойчивости полученных ранее автомобильных решений на конечной апертуре с заданием периодических граничных условий $E(-L/2,t) = E(L/2,t)$, $N(-L/2,t) = N(L/2,t)$, где L – длина расчетной области. Область изменения переменной x бралась $L = 5a$, где a – ширина лазерного резонатора. Это позволяет практически исключить влияние граничных условий, и физически соответствует открытому резонатору [8]. Уровень накачки брался однородным по всей ширине резонатора.

Для численного решения уравнений (1) использовалась простая неявная разностная схема с четырехточечным шаблоном на равномерной сетке, нелинейные слагаемые брались с предыдущего временного слоя [9]. Значения безразмерных лазерных параметров брались $a = 10$, $\Delta_0 = -1$, $N_{in} = 5$, как и в автомобильной задаче [5]. Параметр v использовался в качестве управляющего параметра.

Численные расчеты показали, что при небольших значениях управляющего параметра v любое начальное пространственное распределение поля $E(x,t=0)$ с течением времени эволюционирует в стационарную пространственную структуру, показанную на рис. 1. При этом небольшая часть излучения выходит за границы открытого резонатора за счет явления дифракции.

При увеличении управляющего параметра, наблюдается рождение семейства автоволн (рис. 2). При этом если построить временную зависимость $E(x=0,t)$ и $N(x=0,t)$ в центре резонатора, то мы получаем режимы генерации, качественно эквивалентные режимам автомодельной системы. В фазовом пространстве $E'(x=0,t), E''(x=0,t), N(x=0,t)$ существует аттрактор в виде устойчивого двумерного тора (рис. 3), предсказанный в автомодельной системе.

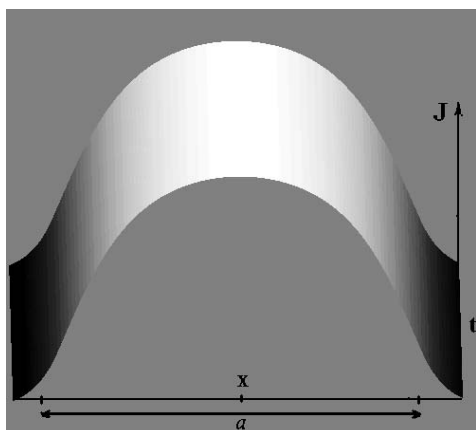


Рис.1. Пространственно-временная динамика при $\nu = 5$

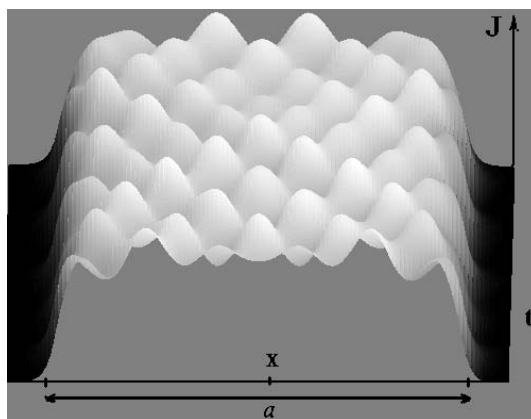


Рис.2. Пространственно-временная динамика при $\nu = 9.5$

При дальнейшем увеличении управляющего параметра в фазовом пространстве $E'(x=0,t), E''(x=0,t), N(x=0,t)$ наблюдается каскад бифуркаций удвоения периода двумерного тора и соответствующее усложнение пространственно-временных структур. Каскад бифуркаций удвоения приводит к переходу системы в режим пространственно-временного хаоса (рис. 4).

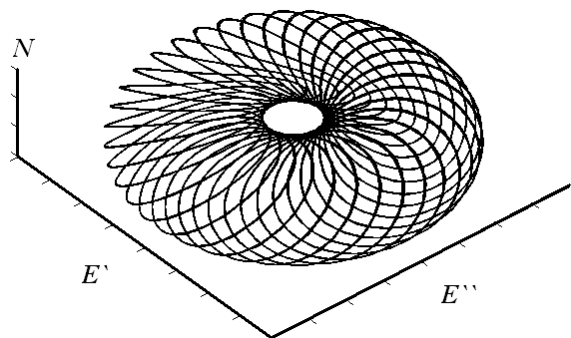


Рис.3. Аттрактор в виде устойчивого двумерного тора при $\nu = 9.5$

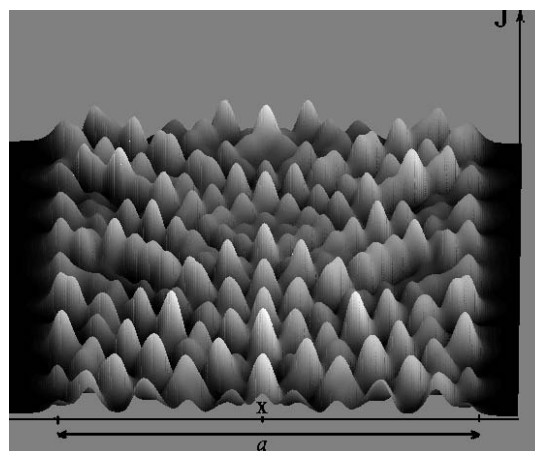


Рис.4. Пространственно-временная динамика при $\nu = 15$

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работах [4,5] показано, что в лазерах с отстройкой частоты в предположении бесконечно широкой апертуры при некоторых значениях лазерных параметров, возможно существование пространственно-временного профиля генерации в виде распространяющихся поперек апертуры автоволн. В работе [5] детально исследованы бифуркации автоволн, показано существование в автомодельной системе аттрактора в виде устойчивого двумерного тора. В данной работе расчеты произведены с учетом конечности лазерной апертуры. Найдены примеры значений параметров лазерной системы, при которых реализуется предсказанный автомодельной системой режим распространяющихся поперек апертуры автоволн. Подтверждено существование в распределенной системе аттрактора в виде устойчивого двумерного тора. Найдены значения параметров, при которых в системе происходит скачкообразное качественное изменение пространственно-временной динамики (бифуркации), а также параметры, при которых наблюдается пространственно-временной хаос.

Однопараметрический анализ режимов генерации, при фиксированных значениях других параметров, проведенный в настоящей работе, интересен с точки зрения выявления возможных режимов генерации и механизма перехода к хаосу в распределенной системе. На практике же маловероятно, что реальный лазер попадет именно в ту область фиксированных параметров, для которой проводился однопараметрический бифуркационный анализ. В этой связи для дальнейших исследований практический интерес представляет построение многопараметрических диаграмм режимов генерации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hollinger F., Jung Chr., Weber H. Simple mathematical model describing multitransversal solid-state lasers // J. Opt. Soc. Am. B., 1990. V. 7, № 6. P. 1013-1018.
2. Huyet J.R. Tredicce Spatio-temporal chaos in the transverse section of lasers // Physica D, 1996. V. 96. P. 209-214.
3. Huyet G., Martinoni M.C., Tredicce J.R., Rica S. Spatio-temporal Dynamics of lasers with a large Fresnel number // Phys. Rev. Lett., 1995. V. 75, № 22. P. 4027-4030.

4. Заикин А.П., Кургузкин А.А., Молевич Н.Е. Периодические автоволновые структуры в широкоапертурном лазере с отстройкой частоты. 1. Бифуркационный анализ // Квантовая электроника, 1999. Т. 27. №3. С. 246 –248.
5. Кренц А.А., Молевич Н.Е. Каскад бифуркаций удвоения тора в лазере с отстройкой частоты // Квантовая электроника, 2009. №8. С. 751-756.
6. Кренц А.А., Молевич Н.Е. Исследование сценария перехода к хаосу в динамической системе с особой окружностью на фазовой плоскости // Известия Самарского научного центра Российской академии наук, 2010. №4. С.108-112
7. Кренц А.А., Молевич Н.Е. Рождение устойчивого тора из замкнутой особой кривой и его бифуркации в лазерной системе с отстройкой частоты // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика, 2010. №5.
8. Елкин Н.Н. Нестационарные режимы лазерной генерации // Математическое моделирование, 1998. Т. 10. №4. С. 91-103.
9. Федоренко Р.П. Введение в вычислительную физику: Учебное пособие для вузов. Долгопрудный: Издательский Дом «Интеллект», 2008. 504 с.

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ В ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СМЕКТИЧЕСКИХ МИКРО- И НАНОСТРУКТУРА: ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЕ ПРОЯВЛЕНИЯ В СВЕТОРАССЕЯНИИ

В.Е. Молькин, Е.П. Пожидаев, В.А. Барбашев

*ФИАН им. П.Н.Лебедева, 119991, Москва, Ленинский п-т, д. 53
molkin85@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

В данной работе представлен новый тип рассеяния света на самоорганизующихся микроструктурах в сегнетоэлектрических жидких кристаллах при фазовых переходах в электрическом поле.

1. ВВЕДЕНИЕ

В истории эволюции величины шага спирали геликоида сегнетоэлектрических жидких кристаллов (далее СЖК) можно выделить два ключевых этапа. Первый продолжался от момента создания первого СЖК в тысяча девятьсот семьдесят пятом году до конца первой половины восьмидесятых годов. Типичное значение шага спирали находилось в диапазоне от двух до десяти микрометров, что накладывало ограничения на некоторые параметры жидкокристаллических материалов, и прежде всего – время срабатывания на включение внешнего поля, или время включения, которое составляло на тот момент около двадцати миллисекунд в лучших образцах. Следующий этап начался во второй половине восьмидесятых годов и продолжался около двадцати лет, шаг спирали удалось довести до видимого диапазона света, а соответствующее время включения уменьшить на два порядка до примерно двухсот микросекунд.

Нужно отметить, что существует два подхода к проблеме уменьшения шага спирали. С одной стороны, можно создавать новые однокомпонентные СЖК, шаг спирали которых будет зависеть от параметров молекул и их закручивающей способности. С другой, имея заранее подготовленную смектическую матрицу, состоящую из двух или более веществ, вводить в нее хиральную добавку, которая имеет дополнительную закручивающую способность, и тем самым позволяет уменьшить шаг спирали получившей-

ся смеси. Впервые такие работы проводились в конце восьмидесятых годов, тогда была получена добавка, позволившая достичь значений для шага спирали p_0 порядка двухсот нанометров.

Необходимо также отдельно коснуться процедуры определения шага спирали ЖК. В эксперименте измеряется полоса селективного отражения гомеотропно-ориентированного слоя СЖК (рис.1.).

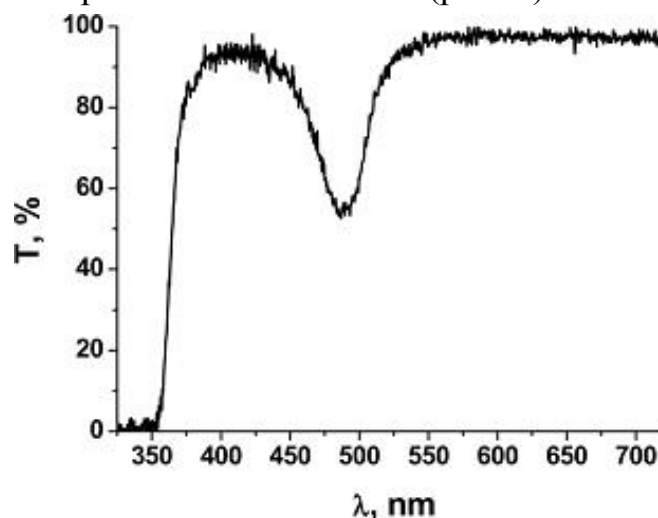


Рис.1. Спектр пропускания гомеотропно-ориентированной смеси 14.3 мольных процента структуры 4 и 85.7 мольных процентов смектической матрицы.

Измерения выполнены при $T=18^{\circ}\text{C}$

На таком графике для СЖК есть хорошо различимый минимум на некоторой длине волны λ_{\min} , которая пропорциональна шагу спирали. Коэффициент пропорциональности есть не что иное, как показатель преломления ЖК. Таким образом, хоть в работах тех лет и удалось переместить шаг спирали в УФ область спектра, пик селективного отражения получившегося материала находился в видимом диапазоне света.

Второй особенностью подобных жидкокристаллических материалов являлось то, что в рассеянном свете всегда наблюдалась дифракция.

2. СМЕКТИЧЕСКИЕ С* ЖИДКИЕ КРИСТАЛЛЫ С ШАГОМ СПИРАЛИ $P_0 < 400$ НМ

Это и побудило не опускать руки и искать новые решения проблемы уменьшения спирали. Оно было найдено сравнительно недавно, благодаря синтезу в ходе цикла совместных работ нашей физической группы и группы синтетиков Харьковского НИИ монокристаллов новой хиральной структуры ФОТДА. Как уже было сказано выше, для экспериментального

изучения ФОТДА вводился в бинарную матрицу, которая представляла собой смектический С* кристалл (рис.2).

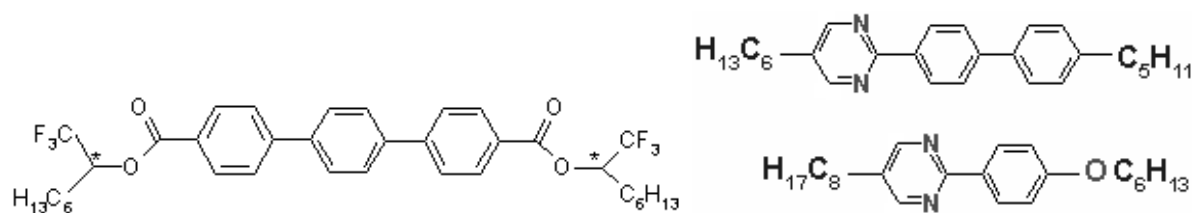


Рис.2. Химическая формула хиральной структуры *(S,S)*-bis-(1,1,1-трифлуороооcт-2-yl)-4,4''-терфенилдикарбоксилата (FOTDA) (слева) и бинарной матрицы (справа)

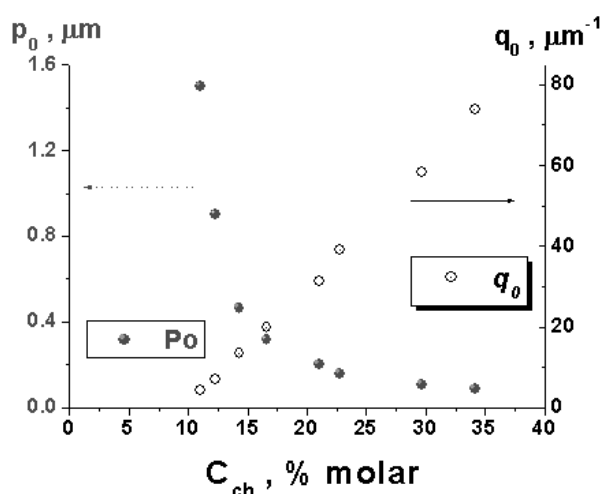


Рис.3. Зависимость шага спирали p_0 и волнового вектора $q_0=2\pi/p_0$ смеси от молярной концентрации хиральной структуры ФОТДА

Благодаря тому, что в новом жидкокристаллическом материале шаг спирали можно уменьшить вплоть до ста нанометров (рис. 3), в рассеянном свете отсутствуют оба вида дифракции. Как видно из представленных фотографий на рис. 4, рассеяние и при отсутствии внешнего поля, и при его наличии практически одинаковы.

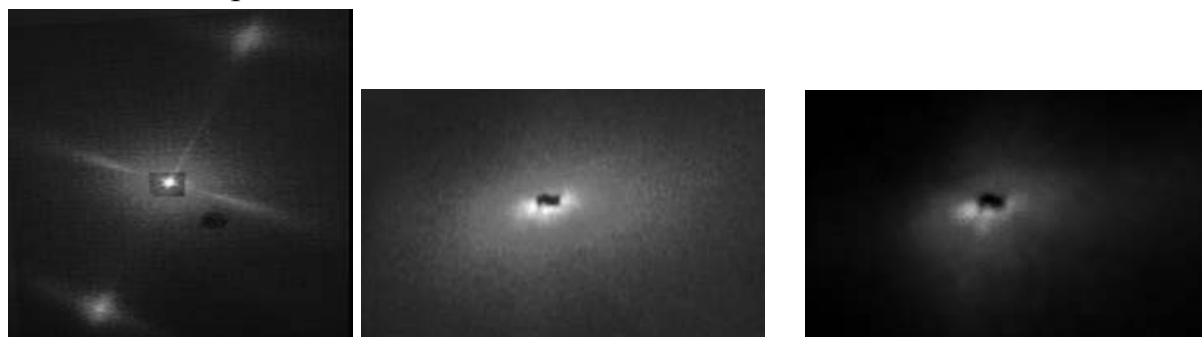


Рис.4. Слева: комбинированное рассеяние света и дифракция. Ячейка толщиной 5,2 μm , заправленная СЖК-451А, $p_0=520$ нм. В центре и справа: Рассеяние света без дифракции при $U=0\text{В}$ (в центре) и $U=100\text{В}$ (справа). Ячейка толщиной 21 μm , заправленная СЖК-576, $p_0=170$ нм.

3. ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД

Зависимости пропускания и времени включения модулятором света, выполненный на полученной смеси СЖК-576, от приложенного внешнего поля имеют один экстремум (рис.5). Пик времени включения и соответствующее уменьшение пропускания соответствуют фазовому переходу в СЖК, при котором происходит раскручивание спирали геликоида и переход от слабдеформированной геликоидальной структуры (т.н. DHF-моды) к пространственно-однородной структуре СЖК. При фазовом переходе пик также имеет диэлектрическая восприимчивость.

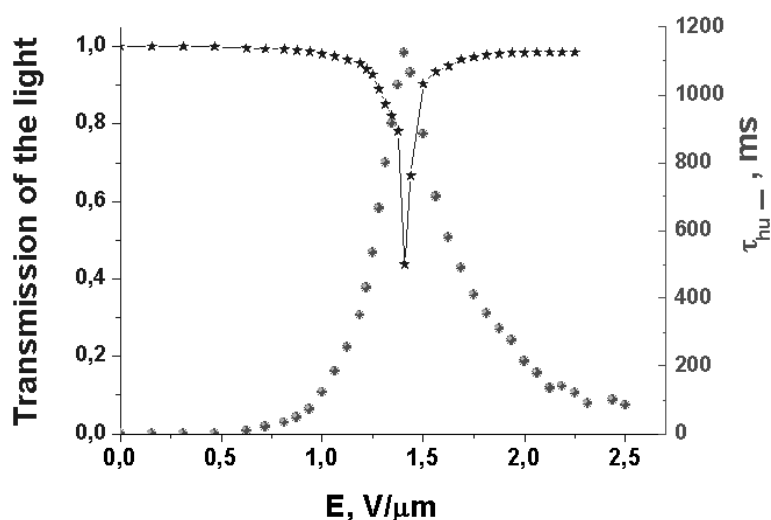


Рис.5. Зависимости пропускания и времени включения модулятором света, выполненном на смектической наноструктуре СЖК-576, толщина ячейки 16 μm. Знакопеременные импульсы. Поляризаторы отсутствуют

Как оказалось, структура СЖК-576 по-разному реагирует на процессы скрутки и раскрутки спирали во внешнем электрическом поле (рис.6).

Так, скрутка спирали, то есть появление геликоида, сопровождается возникновением после фазового перехода горизонтальных структур (перпендикулярно натиранию ячейки), размер которых порядка нескольких микрометров. При раскрутке спирали возникают уже двумерные структуры с хорошо очерченными областями перехода. Размер таких границ - порядка десяти микрон.

Таким образом, нами установлено, что фазовом переходе образование спирали не является непрерывным, а идет с образованием микроструктур, обладающих другими свойствами. Модуляция светорассеяния белого света осуществляется на неоднородностях показателя преломления нашего ма-

териала, причем размер этих областей гораздо больше длины волны проходящего света. Кроме того, поскольку модуляция структур осуществляется во взаимно перпендикулярных направлениях, это рассеяние практически не зависит от направления, являясь почти изотропным.

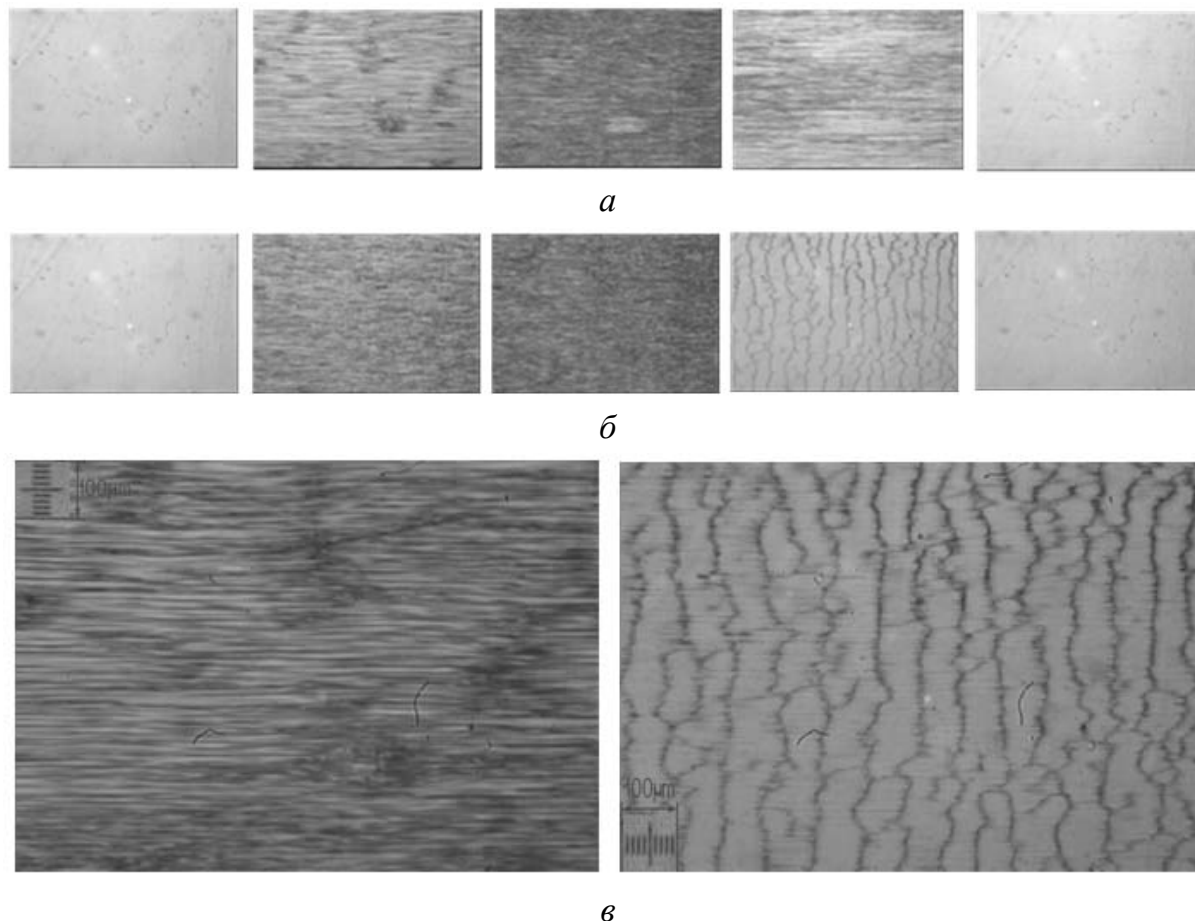


Рис.6. Структура ЖК при изменении напряжения: а) от -400 В до 0 В (скрутка), б) от 0 В до +400 В (раскрутка), в) характерный размер возникающих неоднородностей. Толщина ячейки 50 мкм. Направление натирания ориентанта – сверху вниз. Поляризаторы отсутствуют

4. СВЕТОРАССЕЯНИЕ

Внешний вид исследуемого модулятора света как в обычном (прозрачном состоянии без внешнего управляющего напряжения), так и в режиме переходного рассеяния представлен на рис.7. Хорошо видно рассеяние белого света. Такое же рассеяние наблюдается в тумане или облаках, но специального названия не имеет.



Рис.7. Модулятор рассеяния света, выполненный на смектической наноструктуре СЖК-576, толщина слоя СЖК - 30 $\mu\text{м}$, шаг спирали $r_0=165$ нм. Слева направо: прозрачное состояние модулятора (управляющее напряжение выключено), модулятор работает в режиме переходного рассеяния, прозрачное состояние модулятора (управляющее напряжение выключено), модулятор работает в режиме переходного рассеяния на частоте 450 Гц (прозрачное и рассеивающее состояния модулятора чередуются через равные интервалы времени)

На рис.8 представлен спектр пропускания неполяризованного полихроматического белого света исследуемого модулятора. Необходимо отметить, что во включенном состоянии модулятор осуществляет ахроматическую модуляцию, не зависящую от длины волны проходящего сквозь него (модулятор) света. Это еще раз подтверждает тезис о том, что рассеяние происходит на частицах, размер которых много больше длины волны света видимого диапазона.

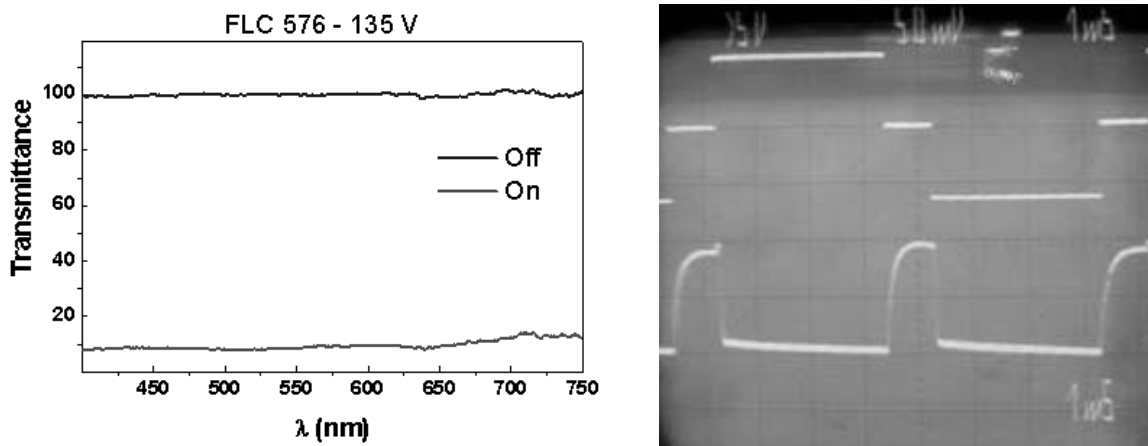


Рис. 8. Слева – спектры пропускания модулятора светорассеяния на основе смектической наноструктуры СЖК-576, толщина слоя СЖК – 21 $\mu\text{м}$, шаг спирали $r_0=165$ нм. Справа – фотография экрана осциллографа светорассеивающей моды

Из анализа режима переходного светорассеяния изготовленного модулятора света можно сделать вывод, что обнаруженная мода рассеяния

является очень быстрой: время включения рассеивающего состояния не превышает 300 μs , время выключения - около 100 μs .

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана новая хиральная структура для создания жидких кристаллов с малым шагом спирали. При помощи нее пик селективного отражения перемещается в УФ область.

Показано, что при полевом фазовом переходе возникает модуляция рассеяния полихроматического неполяризованного света на смектических микроструктурах с характерным временем не более 300 μs , что на один-два порядка меньше, чем время срабатывания известных ранее модуляторов светорассеяния на основе капсулированных полимером нематических жидких кристаллов и динамического рассеяния в нематиках.

Новая мода светорассеяния найдена и охарактеризована, однако не ясны и не описаны физические причины ее возникновения, отсутствует теоретическая модель явления.

На основе новой моды светорассеяния создан новый тип неполяризованного модулятора «белого» света.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pozhidaev E.P., Torgova S. I., Molkin V.E., Minchenko M.V., Vashchenko V.V., Krivoshey A.I., Strigazzi A. New Chiral Dopant Possessing High Twisting Power // *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, 2009. V.509. P. 1042–1050.

ПОЛУЧЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ НА МИКРО-ДОЭ С МАЛЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ

А.А. Морозов

*Самарский государственный аэрокосмический университет
им. С.П. Королева, г. Самара, ул. Московское шоссе 34
ragefalcon@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

В ходе работы была исследована возможность формирования оптических вихрей малыми бинарными ДОЭ. По полученным результатам можно оценить качество изображений формируемых такими ДОЭ и целесообразность их использования для формирования оптических «вихрей», а также определить минимальный размер и разрешение ДОЭ для этих задач.

1. ВВЕДЕНИЕ

Целью эксперимента было получить изображения с помощью ДОЭ малых размеров (десятки и сотни микрометров) и микро-ДОЭ с малым разрешением, а также групп таких элементов расположенных регулярно, оценить качество полученной дифракционной картины.

При проведении эксперимента использовался лазер с длиной волны $\lambda = 535$ нм, различные линзы и светофильтры, микрообъективы, камера, подключенная к компьютеру. Схема крепилась на оптический стол с помощью специальных держателей. Эксперимент проводился на следующих дифракционных оптических элементах (рисунок 1):

1. Группа ДОЭ, каждый из которых формирует оптический «вихрь» первого порядка, имеет размер 409,6мкм и размерность фазовой маски 512x512 точек.

2. Группа ДОЭ, каждый из которых формирует оптический «вихрь» третьего порядка, имеет размер 409,6мкм и размерность фазовой маски 512x512 точек.

3. Группа ДОЭ, каждый из которых формирует оптический «вихрь» первого порядка, имеет размер 204,8мкм и размерность фазовой маски 256x256 точек.

4. Группа ДОЭ, каждый из которых формирует оптический «вихрь» третьего порядка, имеет размер 204,8мкм и размерность фазовой маски 256x256 точек.

5. Группа ДОЭ, каждый из которых формирует оптический «вихрь» первого порядка, имеет размер 102,4мкм и размерность фазовой маски 128x128 точек.

6. Группа ДОЭ, каждый из которых формирует оптический «вихрь» третьего порядка, имеет размер 102,4мкм и размерность фазовой маски 128x128 точек.

7. Группа ДОЭ, каждый из которых формирует оптический «вихрь» первого порядка, имеет размер 51,2мкм и размерность фазовой маски 64x64 точек.

8. Группа ДОЭ, каждый из которых формирует оптический «вихрь» третьего порядка, имеет размер 51,2мкм и размерность фазовой маски 64x64 точек.

9. Группа ДОЭ, каждый из которых формирует оптический «вихрь» первого порядка, имеет размер 25,6мкм и размерность фазовой маски 32x32 точек.

10. Группа ДОЭ, каждый из которых формирует оптический «вихрь» третьего порядка, имеет размер 25,6мкм и размерность фазовой маски 32x32 точек.

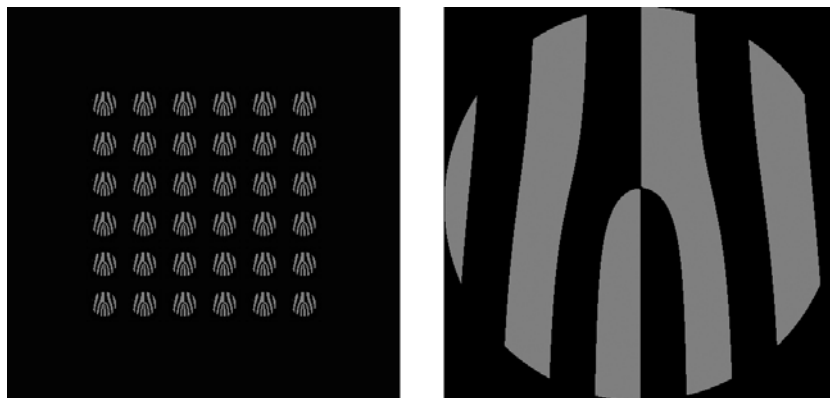


Рис. 1. Слева группа ДОЭ формирующих оптический «вихрь» третьего порядка с разрешением 32x32 точек, справа ДОЭ формирующий оптический «вихрь» первого порядка с разрешением 512x512 точек

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Для получения изображений, на столе закреплялась специальная оптическая схема (рисунок 2), которая позволяла сжимать лазерный луч до

размеров исследуемого элемента. В случае групп ДОЭ и ДОЭ с разрешением 512x512 и 256x256 точек сжатие пучка производилось с помощью простых линз, для элементов размером 102,4мкм и меньше необходимо было для этих целей использовать микрообъектив.

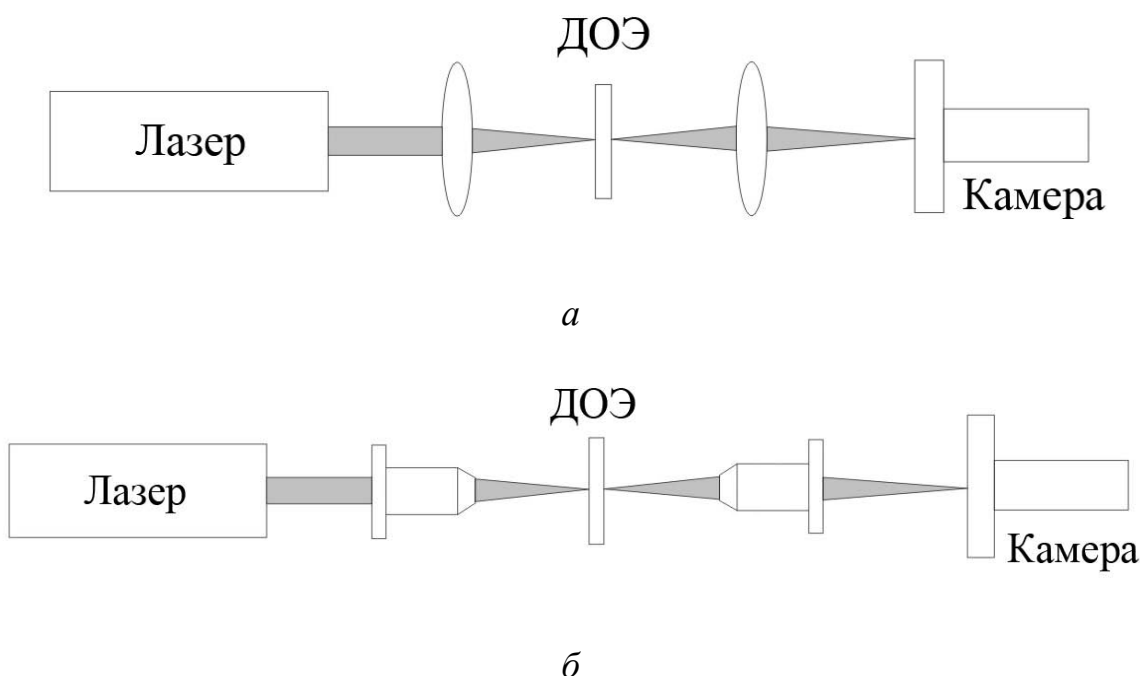


Рис. 2. Общий вид оптических схем с использованием линз(а) и с использованием микрообъективов(б)

С помощью приведенных выше схем были получены дифракционные картины, формирующиеся при засвечивании отдельных ДОЭ, а так же при засвечивание групп ДОЭ (рисунок 3,4). Видно, что с уменьшением разрешения ДОЭ соответственно падает качество изображения. При использовании ДОЭ с разрешением 64x64 точек формируются уже не очень четкие световые кольца, а при разрешении 32x32 точки световые кольца уже трудно различимы и непригодны для использования в большинстве задач. Ну а при разрешениях выше 64x64 точки изображения имеют вполне удовлетворительный вид. На изображениях, полученных от групп ДОЭ, различимы очертания колец, но на них наложена четкая интерференционная картина, повторяющая по расположению регулярную структуру из ДОЭ.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе эксперимента были получены все необходимые изображения. По ним можно оценить влияние размера и разрешения ДОЭ на качество

получаемой дифракционной картины. Было показано, что с уменьшением размерности фазовой маски и размеров ДОЭ соответственно падает качество изображения. Нужно отметить, что получение изображений на ДОЭ малых размеров связано с техническими трудностями. По данным результатам можно сделать вывод о целесообразности использования микро-ДОЭ при размере более 100мкм для формирования оптических «вихрей».

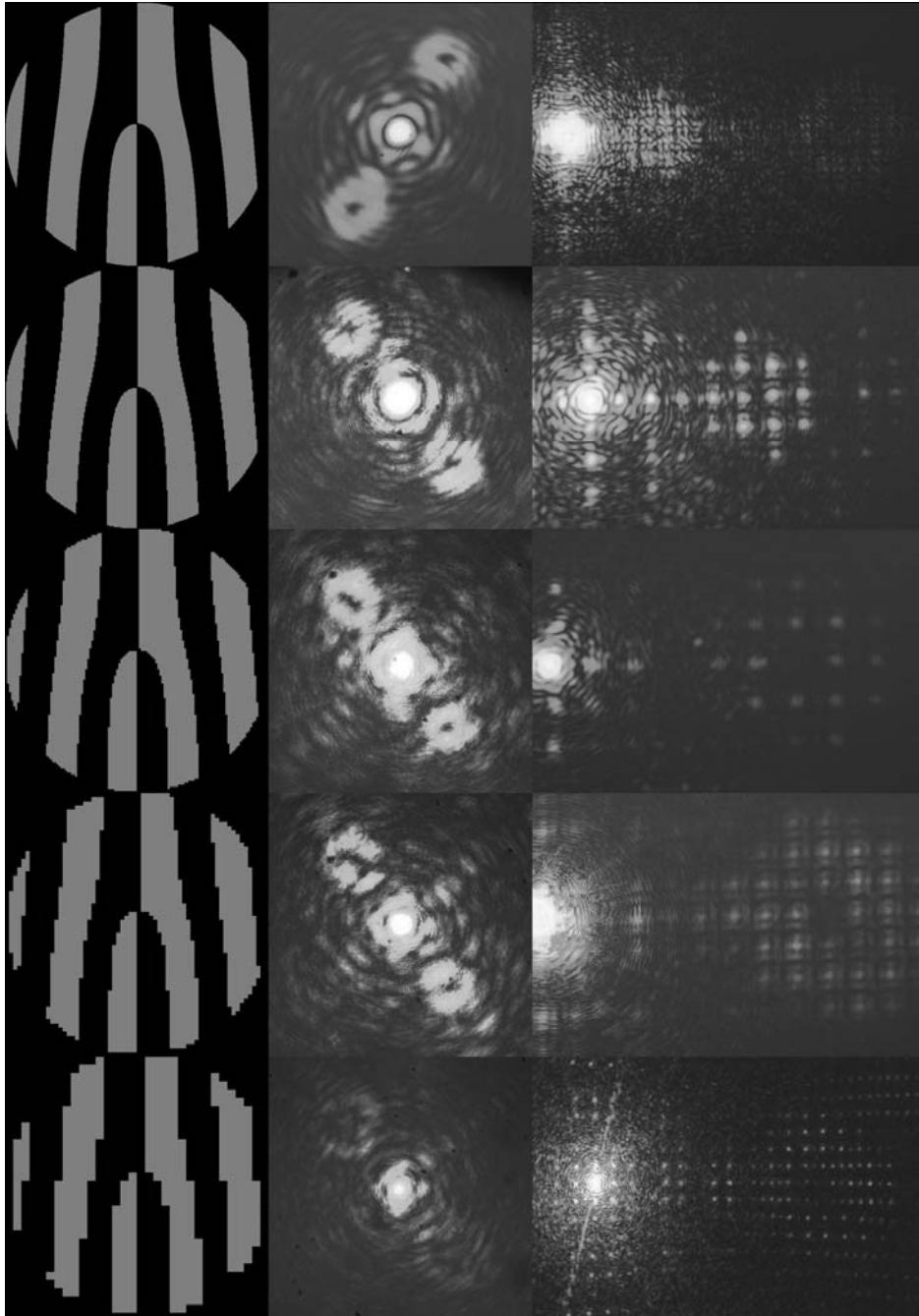


Рис. 3. Слева направо: ДОЭ формирующие оптический «вихрь» первого порядка, изображения от отдельных ДОЭ, изображения от групп ДОЭ; сверху вниз размерность фазовой маски ДОЭ меняется от 512x512 до 32x32 точки

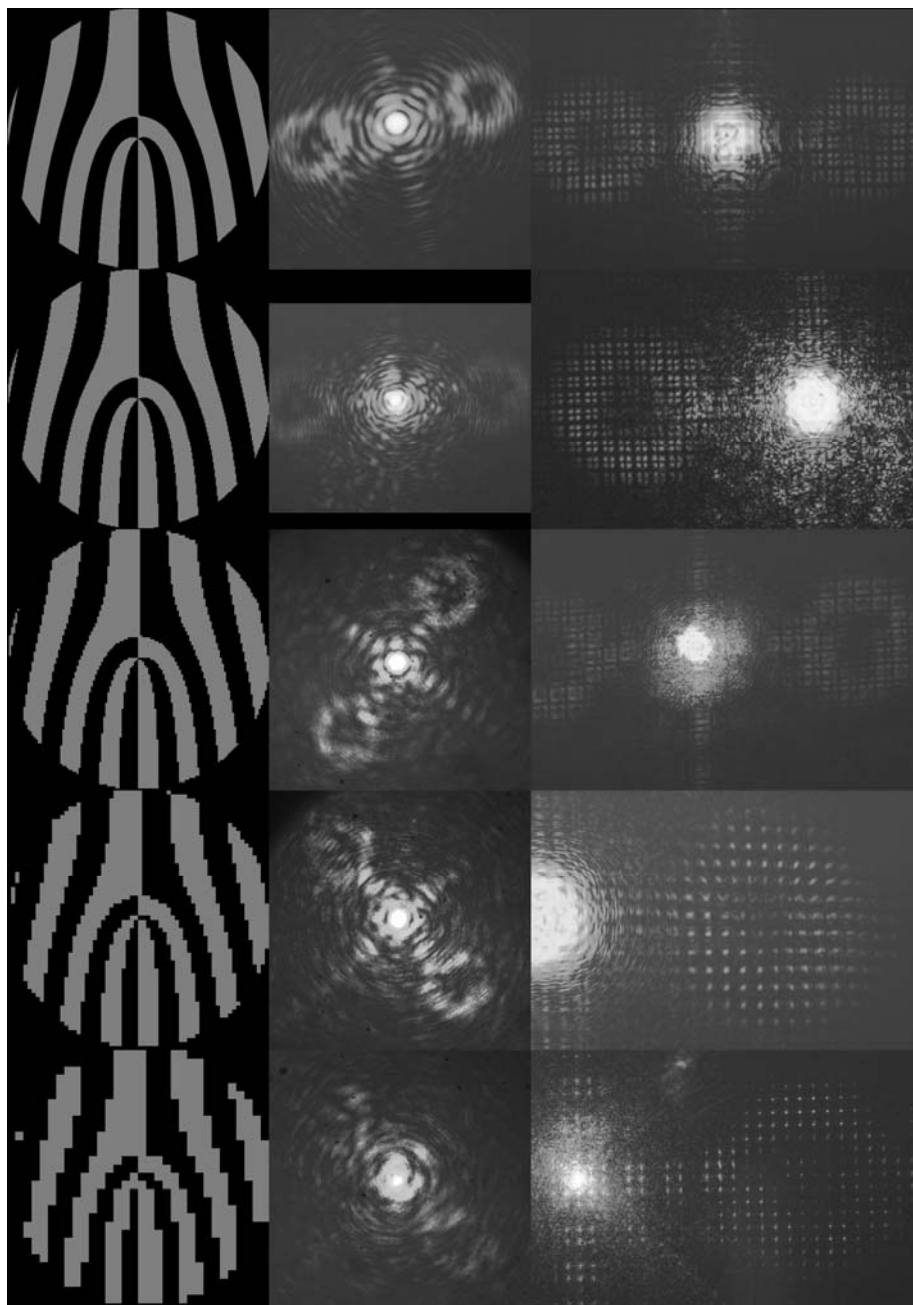


Рис. 4. Слева направо: ДОЭ формирующие оптический «вихрь» третьего порядка, изображения от отдельных ДОЭ, изображения от групп ДОЭ; сверху вниз размерность фазовой маски ДОЭ меняется от 512x512 до 32x32 точки

Было предположение, что дифракционная картина от групп элементов будет давать также изображения колец. На полученных изображениях различимы очертания колец оптического «вихря», но с наложенной на них четкой интерференционной картиной, повторяющей по расположению регулярную структуру из ДОЭ. Данный результат можно использовать на практике с целью захвата и упорядочения массива частиц [1-4] соразмер-

ных с элементами интерференционной картины, а также с целью захвата и вращения частиц [1-3] соразмерных с шириной образуемых колец.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Соيفер В.А., Котляр В.В., Хонина С.Н., Скиданов Р.В. Вращение микрочастиц в световых полях // Компьютерная оптика, 2005. С. 5-17.
2. Skidanov R.V, Khonina S.N., Kotlyar V.V., Soifer V.A. Optical microparticle trapping and rotating using multi-order DOE. Proc. Of the ICO Topical Meeting on Optoinformatics Information Photonics' 2006 4-7 Sep. 2006, Saint-Peterburg, Russia. P. 466-468.
3. Khonina S.N., Kotlyar V.V., Skidanov R.V., Soifer V.A., Jefimovs K., Simonen J., Turunen J. Rotation of microparticles with Bessel beams generated by diffractive elements // J. Mod. Opt., 2004. V.51. № 14, P. 2167-2184.
4. Ahlawat S., Dasgupta R., Gupta P.K. Optical trapping near a colloidal cluster formed by a weakly focused laser beam // J. Phys. D: Appl. Phys., 2008. V. 41 P. 105107

БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩИЙ ПИРОМЕТР СПЕКТРАЛЬНОГО ОТНОШЕНИЯ НА ОСНОВЕ ТЕЛЕВИЗИОННОГО СМОР-СЕНСОРА

А.А. Ойнонен, В.Н. Гришанов

*Самарский государственный аэрокосмический университет
им. акад. С.П. Королёва (национальный исследовательский университет)
(г. Самара, Московское шоссе, 34)
grand_forever@inbox.ru*

АННОТАЦИЯ

В данной работе описывается эксперимент по измерению температуры при помощи быстродействующего пирометра спектрального отношения. В качестве пирометра была использована скоростная камера «Видеоспринт» на базе СМОР-сенсора фирмы «Micron». Показана практическая возможность регистрации и измерения быстроизменяющихся полей температур.

1. ВВЕДЕНИЕ

Телевизионные пирометры позволяют совмещать наблюдение за объектом с оперативным контролем его температурных полей. Однако вследствие широких и в значительной мере перекрывающихся областей спектральной чувствительности цветочных каналов матрицы, а также неодинаковой чувствительности этих каналов, точность измерений заметно снижается. Для уменьшения погрешности возможен классический подход: в оптический тракт телевизионного пирометра может быть введён узкополосный интерференционный светофильтр, имеющий хотя бы две полосы пропускания, соответствующие областям спектральной чувствительности матрицы. Изготовление такого светофильтра в настоящее время не встречает принципиальных трудностей [1].

При введении узкополосного светофильтра теряется возможность наблюдения за объектом измерений. Также данный подход неприемлем для скоростных видеокамер: подобный фильтр будет отсекал большую часть излучения, что в совокупности с малым временем накопления сигнала при высокоскоростной съёмке сильно снизит чувствительность камеры.

В статье [2] предложен иной способ увеличения точности измерений. Автор вводит поправочный коэффициент. Он представляет собой отноше-

ние интегралов квантовой эффективности сенсоров, использующихся при измерениях, во всём диапазоне их чувствительности. Этот поправочный коэффициент должен нивелировать неточность при измерении температуры пирометром отношения, построенном на базе любых фоторегистрирующих элементов с широким диапазоном чувствительности. Так как данный подход перспективен и реализуем в лабораторных условиях, было решено апробировать его при создании пирометра спектрального отношения на основе скоростной камеры «Видеоспринт».

2. ЭКСПЕРИМЕНТ ПО ИЗМЕРЕНИЮ БЫСТРОМЕНЯЮЩИХСЯ ПОЛЕЙ ТЕМПЕРАТУР

В качестве объекта для данного эксперимента была выбрана спираль лампы накаливания, запитываемой от сети переменного тока, и записан видеоролик процесса разгорания лампы со скоростью 2000 кадров/с. Кадр из него представлен на рисунке 1. Для уменьшения посторонней засветки эксперимент проводился в затемнённой лаборатории. При просмотре со стандартной скоростью воспроизведения 25 кадров/с, т.е. 20-и кратном замедлении становятся заметными пульсации яркости, обусловленные предположительно электропитанием переменным током.

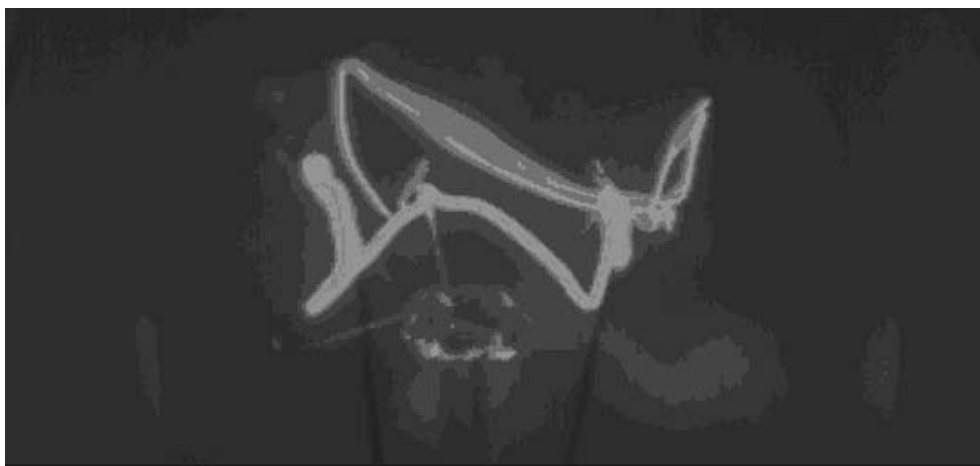


Рис. 1. Спираль лампы накаливания

Видеоролик был разбит на кадры и проанализирован. Процесс выхода лампы на стационарный режим горения длится 90 кадров. При кадровом периоде 499 мкс время зажигания составляет: $t = 500 \cdot 10^{-6} \cdot 90 = 0,045$ сек. Период пульсаций составил ровно 20 кадров. $T = 500 \cdot 10^{-6} \cdot 20 = 0,01$ сек, то есть частота пульсаций составляет 100 Гц. Это подтверждает предположение о том, что природа пульсаций света связана с тем, что ток в сети переменный.

Квантовая эффективность сенсора скоростной камеры «Видео-спринт», которая использовалась в эксперименте, приведена на рисунке 2.



Рис. 2. Квантовая эффективность матрицы камеры

Из этого графика видно, что фотоприёмники синего цвета наименее чувствительны, поэтому решено было использовать зелёные и красные элементы матрицы. Их максимальная квантовая эффективность практически одинакова, и достигается на длинах волн 540 и 610 нм соответственно.

Стоит отметить, что в камере для улучшения цветопередачи установлен фильтр, отсекающий инфракрасное излучение.

Было проведено интегрирование квантовой эффективности сенсоров во всём диапазоне их спектральной чувствительности до длины волны отсекающего ИК излучение фильтра 750 нм. Отношение данных интегралов для зелёного и красного сенсоров составило 0,598, т. е. сигнал красного сенсора получается значительно завышенным в силу его большей эффективности.

Была написана программа в Mathcad, реализующая пирометр отношения. Она обрабатывает участок спирали лампы размером 4x4 пикселя. Зависимость показаний пирометра отношения от времени показана на рисунке 3. Теоретический график зависимости показаний пирометра отношений от температуры объекта для длин волн 540 и 610 нм показан на рисунке 4.

Пик в начале кривой можно объяснить влиянием внешних засветок. Действительно, при температурах до 1500 - 1700 °С излучение у нагретого тела в видимом диапазоне практически отсутствует, и камера регистрирует посторонние шумы.

Как видно из графика, показанного на рисунке 3, показания пирометра для полностью разгоревшейся лампы составляют 0,61. Это, согласно графику, представленному на рисунке 4, соответствует примерно 2750 °С, что хорошо коррелирует с литературными данными [3]. Таким образом, можно сделать вывод о том, что пирометр спектрального отношения может быть создан на базе телевизионного CMOS-сенсора и способен регистрировать быстроизменяющиеся поля температур одновременно с наблюдением за объектом. Данную работу планируется продолжить, используя для более точной калибровки пирометра объекты известной температуры.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе экспериментально подтверждается возможность создания пирометра спектрального отношения базе цветного телевизионного CMOS-сенсора без введения в оптический тракт узкополосных интерфе-

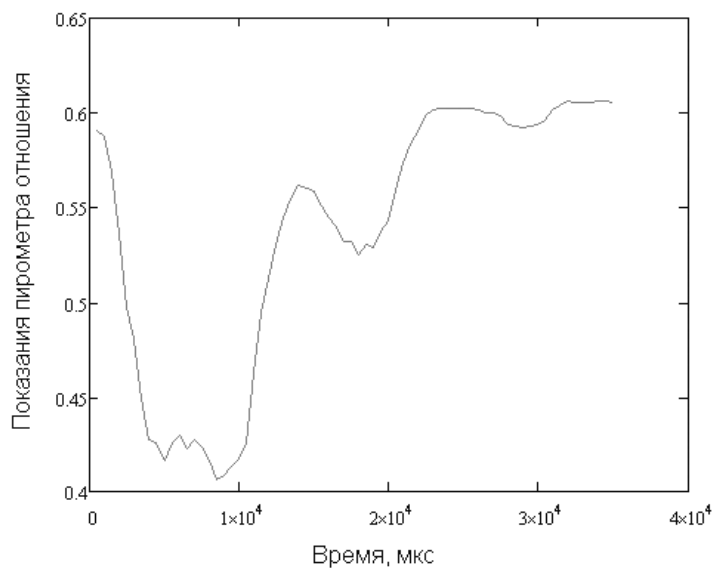


Рис. 3. Зависимость показаний пирометра от времени

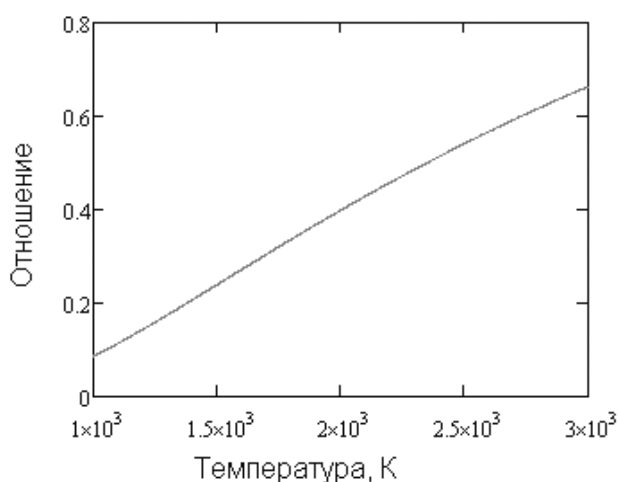


Рис. 4. Теоретическая зависимость показаний пирометра от температуры

ренионных фильтров. Это позволяет совмещать наблюдение за объектом и регистрацию быстроизменяющихся температурных полей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кузнецов А.В. Оценка диапазона измеряемых температур телевизионного пирометра спектрального отношения // Оптический журнал, 2010. №4. С. 50-54.

2. Фрунзе А.В. Расчётный метод определения температуры спектрального отношения // Измерительная техника, 2010. №6. С. 39-41.

3. Ишанин Г.Г., Панков Э.Д., Андреев А.Л. и др. Источники и приемники излучения. СПб.: Политехника, 1991. 240 с.

НЕРАЗРУШАЮЩИЙ КОНТРОЛЬ АВИАЦИОННЫХ ДЕТАЛЕЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СПИРАЛЬНЫХ ПУЧКОВ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

П.В. Павлов¹, А.Н. Малов², И.Э. Вольф¹

¹*Военный авиационный инженерный университет (г. Воронеж)
Воронеж, ул. Старых Большевиков 54а.*

²*Иркутский государственный университет
(Россия, 664003, г. Иркутск, бульвар Гагарина 29)
pashok8208@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

Рассматривается процесс формирования, распространения и зондирования спиральным волновым фронтом излучения исследуемой поверхности. Показано, что использование в качестве зондируемого волнового фронта спирального позволяет определить параметры шероховатости поверхности и размеры дефекта, расположенного на контролируемой детали.

1. ВВЕДЕНИЕ

Для контроля деталей реактивных самолетов применение только визуального осмотра оказывается недостаточным. Потребовалось использовать инструментальные методы неразрушающего контроля (МНК), позволяющие обнаруживать трещины усталости на ранней стадии их развития, пока они еще не видны глазом. Число методов и средств дефектоскопии, внедряемых в авиации, увеличивалось по мере увеличения сроков эксплуатации реактивных самолетов, а также в связи с поступлением в авиационные части новых летательных аппаратов различных типов.

С появлением лазеров были разработаны новые методы бесконтактной диагностики: спекл-оптический, светового сечения, теневой, точной фокусировки и т.д. Преимуществами данных методов стали высокая информативность, бесконтактность, высокое быстродействие.

Для исследования внутренней структуры и степени шероховатости поверхности в лазерной диагностике, как правило, применяются «гладкие» волновые фронты – плоские или сферические, при дифракции которых формируются спекл-изображения, корреляционный анализ которых позволяет получить соответствующие статистические характеристики объекта [1]

Развитие современной квантовой радиофизики (появление полупроводниковых лазерных диодов, ПЗС – матриц с высоким разрешением), позволяет решить задачу по созданию мобильных, автономных дефектоскопов. Применение для обработки полученных данных высокопроизводительных портативных компьютеров, позволяет обрабатывать результаты измерений непосредственно в полевых условиях.

В результате прогресса в области микроэлектроники и лазерной техники, который привел к появлению в конце 80-х годов прецизионных фотопостроителей и электронных литографов, практически реализовалась задача создания дифракционных оптических элементов (ДОЭ) со сложным профилем зон. ДОЭ позволяют сформировать пучки, которые сохраняют свою форму при распространении и фокусировке, и могут иметь весьма разнообразную структуру распределения интенсивности [2,3]. Таким образом, данное свойство спиральных пучков позволяет весьма гибко менять их форму при сохранении структурной устойчивости, что представляет существенный интерес для лазерной диагностики.

Для получения большего объема данных по структуре объекта или при детализации формы рельефа целесообразно использовать зондирующие пучки со сложно структурированными волновыми фронтами со спиральной фазовой поверхностью [4]. Исследование нового метода применяемого для дефектоскопии элементов воздушных судов, такого как спеклоптический с применением спиральных пучков, является актуальным.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ, ОПИСЫВАЮЩИЕ ПРОЦЕСС ЗОНДИРОВАНИЯ ОБЪЕКТА СПИРАЛЬНЫМ ПУЧКОМ

Для проведения анализа использовали эквивалентную схему, представленную на рис. 1.

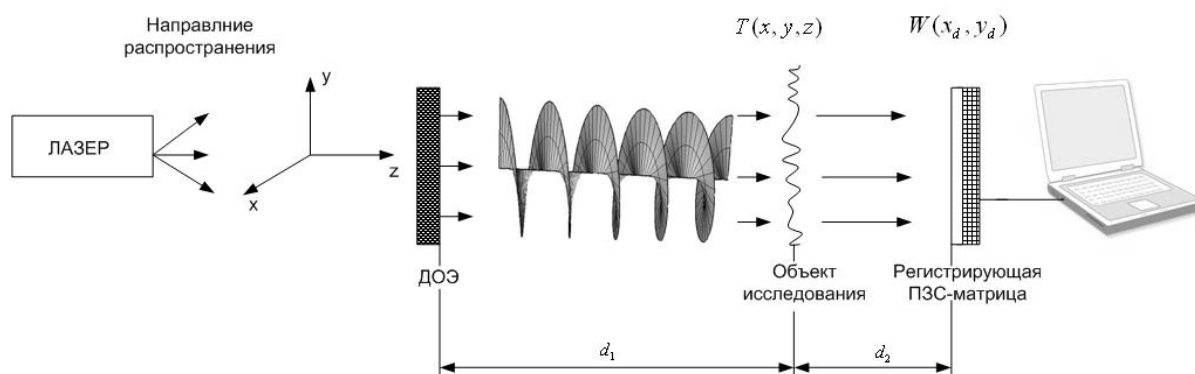


Рис. 1. Расчетная схема

Пусть лазерное излучение в виде Гауссова пучка с амплитудой $\exp\left(-\frac{\rho^2}{\sigma^2}\right)$, распространяется в положительном направлении вдоль оси z [5]. Тогда за ДОЭ будет сформировано поле с распределением амплитуды в виде:

$$E_n(\rho, \varphi, z) = \exp\left(-\frac{\rho^2}{\sigma^2}\right) \times \delta(\rho - \rho_0 e^{b\varphi}) \times e^{jm \cos(\beta z)}, \quad (1)$$

где $\delta(\rho - \rho_0 e^{b\varphi})$ – спиральная составляющая (ρ – радиус пучка, ρ_0 – радиус 1-ой спирали пучка, b – параметр, выражающийся через коэффициент роста q (рис. 2.), так: $b = \frac{\ln q}{2\pi} = \text{ctg} \alpha$, угол $\alpha = \angle OMT$ – угол между прямой OM и касательной MT (рис. 2.) если $b > 0$, то спираль правая, если $b < 0$, то левая); σ – ширина пучка; β – шаг «винта» по оси z [6].

Рассмотрим два случая:

Случай 1. Когда функция пропускания объекта $T_d(x, y, z)$ задается одной тонкой синусоидальной решеткой (на контролируемой поверхности нет дефекта), тогда угловой спектр поля за объектом будет равен произведению углового спектра поля спирального пучка в области контролируемого объекта на расстоянии d_1 от ДОЭ на Фурье-преобразование функции экрана $\mathbf{F}(T_d(x, y, z))$:

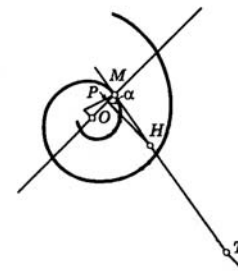


Рис. 2. Логарифмическая спираль

$$E_{T_1}(\rho, \varphi, d_1) = E(\rho, \varphi, d_1) \times \mathbf{F}(T_d(\rho, \varphi, z)) = \left(\frac{\sqrt{\pi} \sigma^3}{4} - \frac{\rho_0 e^{b\varphi} \sigma^2}{2} \right) \times e^{jm \cos(\beta z)} \times J_0(2\pi \rho' / \rho) \times J_0\left(\frac{\tilde{m}}{2}\right) \exp[j2\pi \rho^T \cos \varphi], \quad (2)$$

где (ρ' / φ') – полярные координаты в плоскости наблюдения на расстоянии z от ДОЭ; $\tilde{m} = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}$ – коэффициент модуляции; Δ – глубина рельефа поверхности; J_0 – функция Бесселя первого рода нулевого порядка.

Регистрирующим элементом в нашем случае является ПЗС-матрица с разрешением $M \times L$, заданная в виде набора прямоугольных отверстий с δ_x – периодом по оси x_d ; δ_y – периодом по оси y_d ; и $\Delta x, \Delta y$ – размерами

пикселей при условии, что $\Delta x \langle \delta_x, \Delta y \langle \delta_y, k = (-\frac{M}{2}; \frac{M}{2}); l = (-\frac{L}{2}; \frac{L}{2})$. Функция пропускания ПЗС-матрицы имеет вид:

$$T_{ПЗС} = \sum_{k,l} \text{rect}\left(\frac{x_d - k\delta_x}{\Delta x}\right) \text{rect}\left(\frac{y_d - l\delta_y}{\Delta y}\right). \quad (3)$$

Для поля в области ПЗС-матрицы получается следующее выражение:

$$E_{ПЗС1}(\rho, \varphi, z = d_1 + d_2) = E_{T_1}(\rho, \varphi) \times F(T_{ПЗС}) = \left(\frac{\sqrt{\pi}\sigma^3}{4} - \frac{\rho_0 e^{b\varphi} \sigma^2}{2}\right) \times \\ e^{jm\cos(\beta z)} J_0(2\pi\rho'/\rho) \times J_0\left(\frac{\tilde{m}}{2}\right) \exp[j2\pi\rho^T \cos\varphi] \times \Delta\rho^2 \cos\varphi \sin\varphi \text{sinc} \times \\ (\Delta\rho \cos\varphi(\rho_d \cos\varphi - k\rho_d \cos\varphi)) \text{sinc}(\Delta\rho \sin\varphi(\rho_d \sin\varphi - l\rho_d \sin\varphi)). \quad (4)$$

Случай 2. Если контролируемый образец имеет объемный дефект размерами (a, b, c) и находится в точке с координатами (x_d, y_d, z_d) , то можно показать, что результирующий угловой спектр поля, сформированный в области ПЗС-матрицы на расстоянии $z = d_1 + d_2$, будет равен:

$$E_{ПЗС2}(\rho, \varphi, z = d_1 + d_2) \approx E_{T_2}(\rho, \varphi, z) \times F(T_{ПЗС}) = \left(\frac{\sqrt{\pi}\sigma^3}{4} - \frac{\rho_0 e^{b\varphi} \sigma^2}{2}\right) \times \\ e^{jm\cos(\beta z)} \times J_0(2\pi\rho'/\rho) \times J_0(2\pi\rho'/\rho) \times J_0\left(\frac{\tilde{m}}{2}\right) \exp[j2\pi\rho^T \cos\varphi] \times \\ \rho_a \rho_b c \cos\varphi \sin\varphi \text{sinc}(\rho_a \cos^2\varphi(\rho - \rho_d)) \text{sinc}(\rho_b \sin^2\varphi(\rho - \rho_d)) \times \\ \text{sinc}(c(z - z_d)) \times \Delta\rho^2 \cos\varphi \sin\varphi \text{sinc}(\Delta\rho \cos\varphi(\rho_d \cos\varphi - k\rho_d \cos\varphi)) \times \\ \text{sinc}(\Delta\rho \sin\varphi(\rho_d \sin\varphi - l\rho_d \sin\varphi)). \quad (5)$$

Полученные выражения в первом (4) и во втором случае (5) позволяют определить зависимость изменения параметров спирального пучка после прохождения через контролируемый объект от параметров шероховатости поверхности и размеров дефекта, расположенного на контролируемой поверхности $(\tilde{m}, a, b, c, x_d, y_d, z_d)$ и параметров ПЗС-матрицы $(\delta_x, \delta_y, \Delta x, \Delta y, M, L)$, с учетом расстояний d_1, d_2 .

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Экспериментально работа состояла из двух этапов, в первой части был выполнен контроль поверхности и подповерхностной структуры

фрагмента фонаря кабины самолета при зондировании плоским и спиральным волновым фронтом, при расстоянии от контролируемого объекта до ПЗС-матрицы $d_2=20$ см, а во второй части объект подвергался контролю при $d_2=40$ см. (рис. 1).

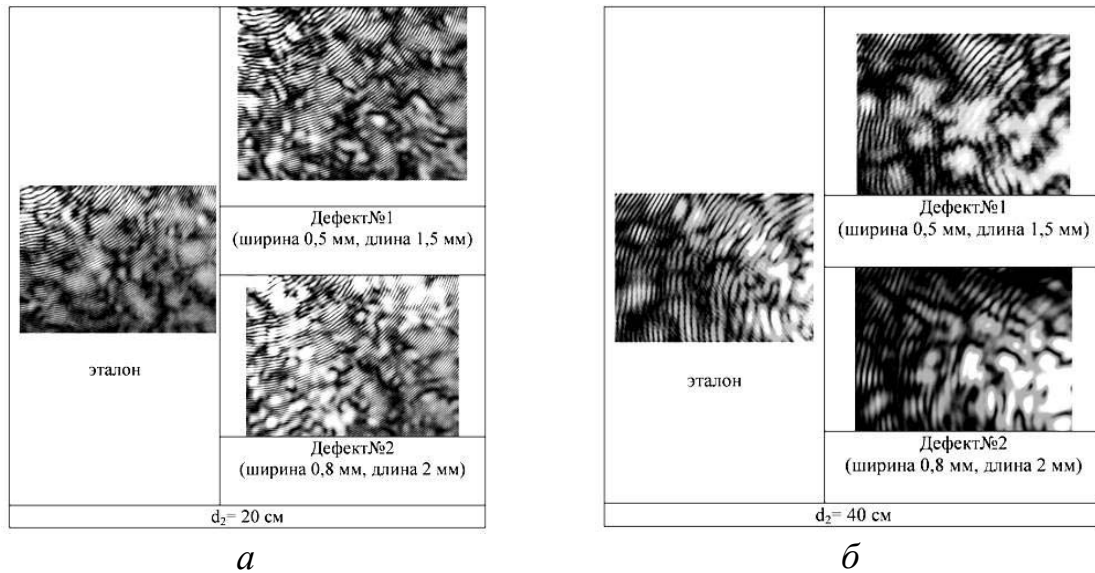


Рис.3. Результирующие спекл-картины, полученные при контроле поверхности фонаря кабины самолета с использованием плоского волнового фронта: а) $d_2=20$ см, б) $d_2=40$ см

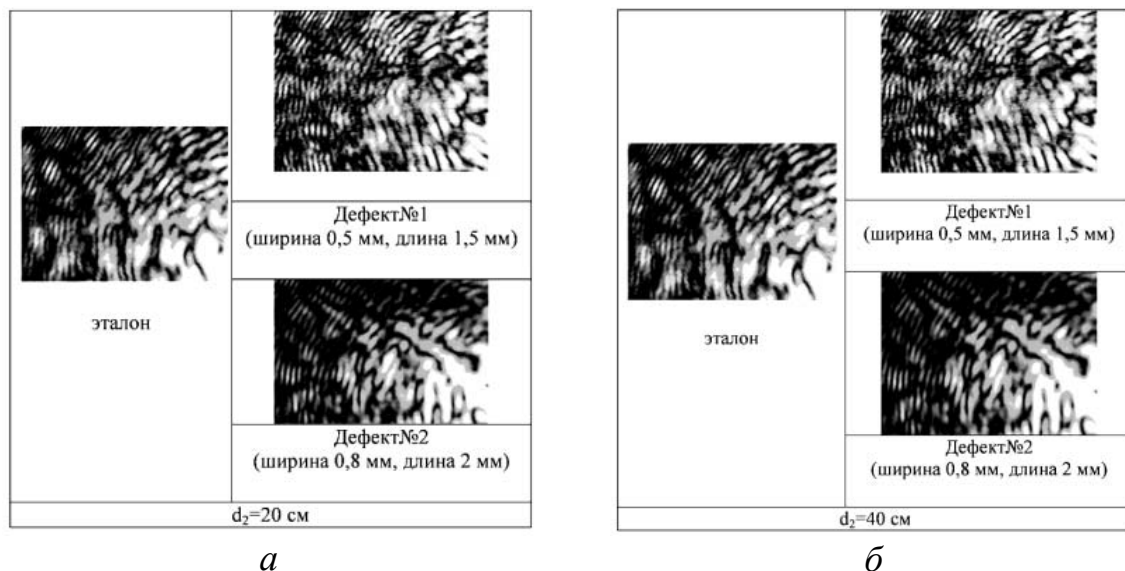


Рис.4. Результирующие спекл-картины, полученные при контроле поверхности фонаря кабины самолета с использованием спирального волнового фронта: а) $d_2=20$ см, б) $d_2=40$ см

Спекл-поля, полученные при прохождении через контролируемую поверхность, фиксировались с помощью ПЗС-матрицы (рис.3, рис.4).

Зарегистрированные спекл-картины нормировались, т.е. приводились к стандартизированному виду, и определялась корреляционная функция между двумя спекл-картинами и коэффициент корреляции $R_{СП1}, R_{СП2}, R_{ПЛ1}, R_{ПЛ2}$ [7]. За эталон принималась картинка, полученная при прохождении излучения через неповрежденную поверхность.

Для сравнения были выбраны два участка объекта исследования, имеющие дефекты разной величины (первый дефект шириной 0,5 мм, длиной 1,5 мм; второй шириной 0,8 мм, длиной 2 мм). Результаты эксперимента представлены на рис. 5 и рис.6.

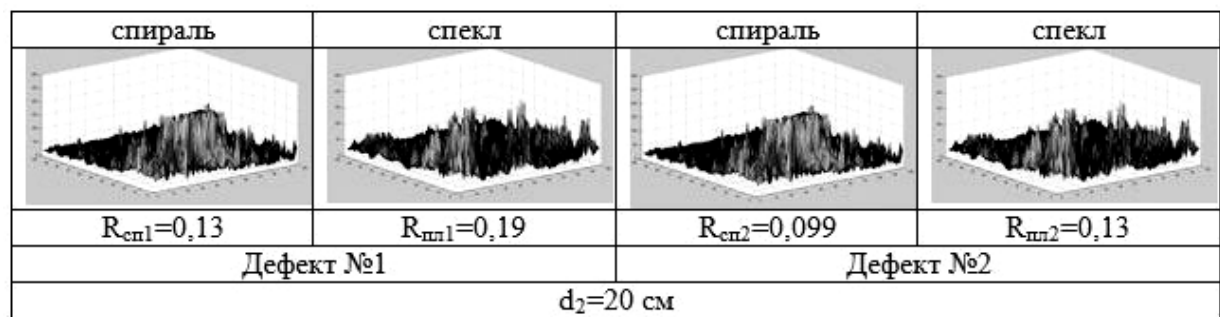


Рис. 5 . Результаты (корреляционные функции и коэффициенты корреляции), полученные при $d_2=20$ см

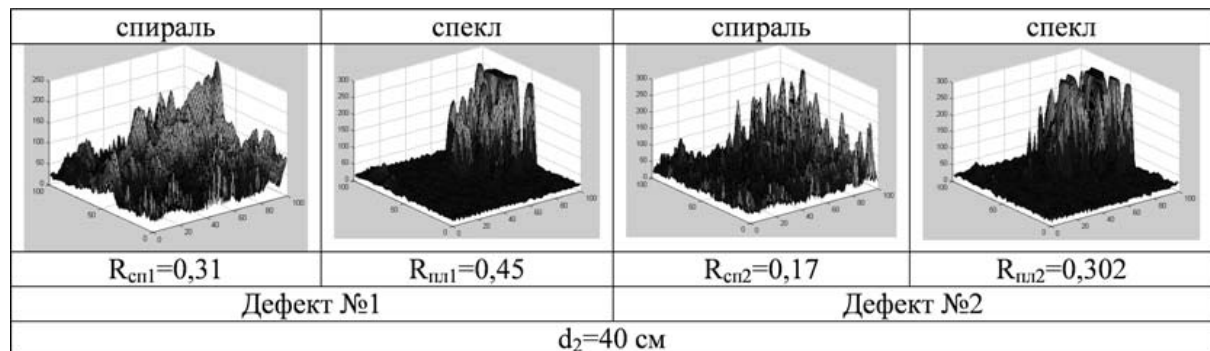


Рис.6. Результаты (корреляционные функции и коэффициенты корреляции), полученные при $d_2=40$ см

Экспериментально установлено, что при корреляционной обработке зарегистрированных спекл-картин при зондировании спиральным пучком излучения как на первом, так и на втором этапе эксперимента величины коэффициентов корреляции ($R_{СП1}$ и $R_{СП2}$) меньше, чем при использовании плоского волнового фронта ($R_{ПЛ1}$ и $R_{ПЛ2}$):

$$\begin{aligned}
 R_{СП1} &\langle R_{ПЛ1}, \\
 R_{СП2} &\langle R_{ПЛ2}, \\
 R_{СП2} &\langle R_{СП1}.
 \end{aligned}
 \tag{6}$$

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе представлен математический аппарат, позволяющий проводить анализ исследования поверхностей контролируемых образцов путем учета изменения структуры отраженного спирального пучка излучения от контролируемой поверхности в зависимости от размеров дефекта и параметров шероховатости поверхности.

Результаты эксперимента (выражение (6)) доказывают и объясняют тот факт, что использование в качестве зондирующего волнового фронта спирального пучка излучения позволит с большей точностью определить наличие и параметры дефекта, расположенного не только на контролируемой поверхности, но и на некоторой глубине.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят А.Н. Бородину и А.В. Сыческого за помощь в проведении экспериментов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Франсон М. Оптика спеклов. М.: Мир, 1980. 172 с.
2. Дифракционная компьютерная оптика. М.: Физматлит, 2007. 737 с.
3. Абрамочкин Е.Г., Волостников В.Г. Спиральные пучки света // Успехи физических наук, 2004. Т. 174. № 12. С. 1273- 1300.
4. Павлов П.В., Вольф И.Э., Бородин А.Н., Малов А.Н. Спекл-диагностика с использованием спиральных и сингулярных зондирующих пучков / «Научная сессия МИФИ-2009. Фотоника и информационная оптика» Сборник научных трудов. – М.: МИФИ, 2009. – С. 123 – 124.
5. Гудмен Дж. Введение в Фурье-оптику. М.: Мир, 1970. 364 с.
6. Выготский М.Я. «Справочник по высшей математике». М. ООО «Издательство стрель»; ООО «Издательство АСТ», 2005. 991 с.
7. Сычевский А.В., Бородин А.Н., Вольф И.Э. Коррекции модуляции спекл картин для минимизации уровней помех и искажений // Сб. докладов «VI Самарский конкурс работ студентов и молодых исследователей по оптике лазерной физике». Самара, 2008 , с. 87 – 91.

ДИФРАКЦИОННЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ ДЛЯ АВТОМАТИЧЕСКОГО ОПТИЧЕСКОГО ПОЗИЦИОНИРОВАНИЯ МИКРОЧАСТИЦ

А.П. Порфирьев

*Самарский государственный аэрокосмический университет
им. академика С.П. Королева
(национальный исследовательский университет)
(443086, г. Самара, Московское шоссе, 34)
lporfirev@rambler.ru*

АННОТАЦИЯ

В настоящей работе обсуждаются фокусирующие ДОЭ, которые позволяют автоматически позиционировать микрообъекты в изначально заданных точках. Эксперименты по позиционированию проводились с полистироловыми микрошарами диаметром 5 мкм. Рассматриваются случаи автоматического позиционирования отдельной частицы, а также нескольких частиц (в узлах двумерной решетки).

1. ВВЕДЕНИЕ

Оптическая микроманипуляция представляет большой интерес для сборки отдельных микрочастиц и построения микросистем. При этом желательно автоматизировать процесс сборки. Для позиционирования отдельных микрообъектов, конечно, возможна «ручная» сборка с использованием «лазерного пинцета», однако, для крупного производства микромеханических систем и сборки микросистем, состоящих из множества частиц, необходима автоматическая сборка.

Как известно, оптически более плотная, чем окружающая среда микрочастица перемещается в световом поле в направлении градиента интенсивности [1, 2]. Поэтому, если фокусатор формирует световое поле в виде некоторой кривой, микрочастицы будут втягиваться в это световое поле и удерживаться им. Если световое поле будет иметь также градиент фазы, направленный вдоль сформированной кривой, то микрочастица после втягивания в этот световой пучок продолжит движение вдоль линии в сторону возрастания фазы в пучке. Поэтому, сформировав определенное ампли-

трудно-фазовое распределение в области нахождения микрочастиц, можно добиться их перемещения в заданном направлении.

В настоящей работе обсуждаются фокусирующие ДОЭ, которые позволяют автоматически позиционировать микрообъекты в изначально заданных точках. Используемые в работе ДОЭ имеют бинарный рельеф, так как технология изготовления многоуровневых элементов в настоящий момент не отработана.

2. РАСЧЕТ ЭЛЕМЕНТОВ

На этапе расчета ДОЭ на первом шаге производилось кодирование амплитуды, а на втором – кодирование фазы для приведения её к бинарному виду по формуле:

$$\varphi_b(x, y) = \arg(\varphi^*(x, y)e^{-i\alpha x} + \varphi(x, y)e^{i\alpha x}),$$

где α – частота несущей, $\varphi(x, y)$ – исходная многоуровневая фаза, $\varphi_b(x, y)$ – новая бинарная фаза.

В качестве процедуры кодирования амплитуды был выбран метод локального фазового скачка [3]. Данный метод был выбран, так как он позволяет варьировать значение ошибки формирования интенсивности и дифракционной эффективности, изменяя уровень кодирования амплитуды. Для нас наибольший интерес представляли элементы, формирующие световой пучок с большой эффективностью при условии сохранения структуры амплитудно-фазового распределения в области фокусировки.

3. ПРОВЕДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Для позиционирования отдельных микрочастиц был рассчитан элемент, формирующий в области фокусировки световой пучок в виде креста с линейным увеличением фазы вдоль каждого из его лучей [4]. Максимум фазы был в центре креста. Таким образом, частица, находящаяся в плоскости фокусировки вблизи креста, должна втягиваться в пучок и двигаться к центру креста, который задает требуемое её конечное положение. Экспериментальное распределение интенсивности формируемого пучка, полученное с использованием бинарного пространственного модулятора света CRL OPTO, и полученное с помощью бинарного элемента, изготовленного на стекле, представлены на рисунке 1. Эффективность элемента составила 97% (в ± 1 порядки).



Рис. 1. Экспериментально полученные распределения интенсивности при использовании: бинарного пространственного модулятора света (а), элемента, изготовленного на стекле (б)

Для экспериментов по манипулированию микрочастицами была использована схема, представленная на рисунке 2 (мощность лазера 500 мВт). Для манипуляции были использованы полистироловые микрочастицы диаметром 5 мкм.

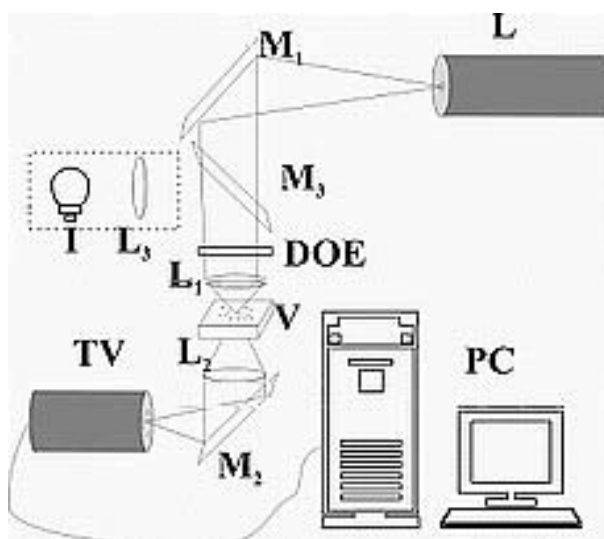


Рис. 2. Оптическая схема, используемая для экспериментов.

L – твердотельный лазер, M_1, M_2, M_3 – поворотные зеркала, L_1 – фокусирующий микрообъектив, L_2 – микрообъектив для построения изображения рабочей области, DOE – фокусатор, V – стеклянная подложка, I – осветитель, L_3 – микрообъектив, TV – видеокамера модели $VSTT-252$, PC – персональный компьютер

На рисунке 3 представлен пример захвата частицы и её перемещения в центр креста.

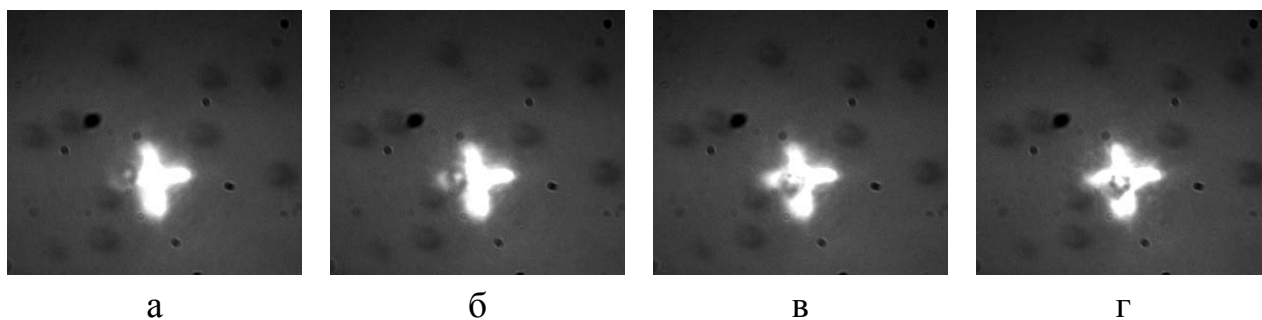


Рис. 3. Стадии движения полистиролового микрошара в световом пучке в виде креста с линейным уменьшением фазы от центра к лучам с интервалом 0,5 с

В таблице 1 приведены данные о скорости перемещения частицы в области креста. Следует отметить, что скорость частицы, также как и её траектория определяются распределением интенсивности и фазы пучка.

Таблица 1.

Результаты экспериментального исследования

Пройденное расстояние, мкм	Время наблюдения, с	Средняя скорость, мкм/с	Относительная погрешность, %
4,8	1,25	3,84	16,5

Так как данный элемент продемонстрировал возможность успешного захвата и перемещения микрочастиц, было решено на его основе рассчитать более сложные элементы, с помощью которых можно было бы осуществить автоматическое позиционирование нескольких микрочастиц. С этой целью были рассчитаны фазовые функции элементов, формирующих пучки в виде решетчатой структуры при условии, что фаза вдоль линий увеличивается по направлению к узлам решетки. Рассчитанные бинарные фазовые элементы, теоретические и полученные с использованием бинарного модулятора света распределения интенсивности представлены на рисунке 4.

Дифракционная эффективность рассчитанных элементов меняется от 20 до 95 процентов и в первую очередь зависит от частоты линий в структуре решетки. Для элементов, которые формируют не сплошную решетку (например, элемент в первом столбце на рисунке 4), дифракционная эффективность составляет около 90 процентов.

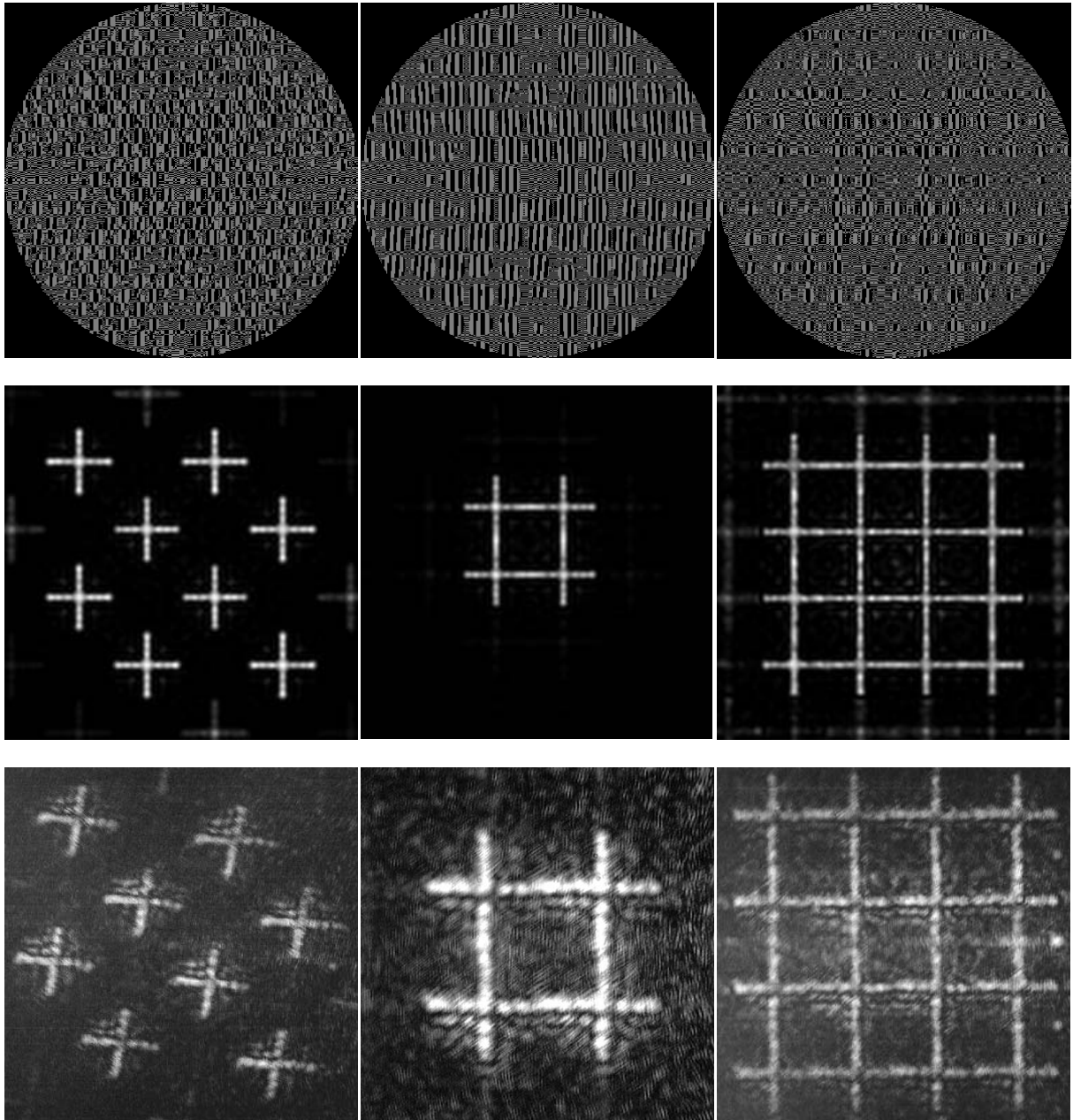


Рис. 4. Рассчитанные фазовые распределения (верхний ряд), теоретический вид интенсивности формируемого пучка (средний ряд), результаты эксперимента с использованием бинарного модулятора света (нижний ряд)

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассматриваются ДОЭ, позволяющие формировать световые пучки, которые могут быть использованы для захвата и перемещения в заданные точки как отдельных микрочастиц, так и группы микрочастиц. Проведены эксперименты по формированию таких полей. Также представлены результаты эксперимента по позиционированию отдельных микрочастиц. Результаты представляют интерес для решения задач автоматиче-

ской сборки микросистем, а также могут быть использованы в микробиологии, когда требуется проводить исследования с отдельными частицами. С рассчитанными элементами, формирующими различные решетки, в дальнейшем предполагается провести эксперименты по микроманипулированию.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сойфер В.А., Котляр В.В., Хонина С.Н. Оптическое манипулирование микрообъектами: достижения и новые возможности, порожденные дифракционной оптикой // Физика элементарных частиц и атомного ядра, 2004. Т.35. Вып. 6. С. 1368-1432.

2. Скиданов Р.В. Расчет силы взаимодействия светового пучка с микрочастицами произвольной формы // Компьютерная оптика, 2005. Вып.28. С. 18-22.

3. Котляр В.В., Хонина С.Н., Мелехин А.С., Сойфер В.А. Кодирование дифракционных оптических элементов методом локального фазового скачка // Компьютерная оптика, 1999. Вып.19. №9. С. 54-64.

4. Скиданов Р.В., Порфирьев А.П. Оптическая микроманипуляция с использованием бинарных фокусаторов // Компьютерная оптика, 2010. Вып. 34. №9. С. 214-218.

АВ ІНІТІО МЕТОД ОЦЕНИВАНИЯ СОБСТВЕННОГО «ПАЗАРИТНОГО» ИЗЛУЧЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНА

А.В. Макаренко, А.В. Правдивцев

*ОАО «НПК «Системы прецизионного приборостроения»
111024, Москва, Авиамоторная, 53
avp@rdcn.ru*

АННОТАЦИЯ

Рассмотрен метод прямого расчета хода лучей для определения теплового излучения оптических систем инфракрасного диапазона. При расчёте паразитного потока учитывается излучение оправ и оптических элементов, их конструкция и оптические характеристики. Приведён пример расчёта для объектива, работающего в диапазоне 8-14 мкм. Выполнено сравнение классического метода и предложенного. Показана возможность решения обратных задач по минимизации паразитного потока.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время всё более широкое применение находят оптико-электронные системы (ОЭС) ИК-диапазона, в которых используются приёмники фотонного типа, работающие в режиме BLIP (Background Limited Infrared Photodectors – ограничение чувствительности приёмника флуктуациями фона). В этом случае пороговый поток эквивалентный шуму приёмника лимитируется флуктуациями фонового излучения, в состав которого также входит паразитное излучение оптического тракта, которое негативно влияет на отношение «сигнал/фон». В случае тепловизионных приборов, отношение «сигнал/фон» функционально связано с минимально разрешаемой температурой. Таким образом, для создания системы, высокоэффективной по критерию «обнаружительная способность», необходимо, помимо всего прочего, минимизировать паразитный поток в оптическом тракте [1].

Для предварительной оценки характеристик ОЭС, необходимо определить величину паразитного потока еще на этапе проектирования, что бы, в случае необходимости, внести изменения в конструкцию. Как указано в [2], часто внутренние засветки оцениваются на уже изготовленном устройстве, и приходится прилагать значительные усилия и применять искус-

ственные меры по их устранению, что снижает потенциально достижимое качество функционирования проектируемых систем.

В [2] и [3] описывается так называемый метод «серых тел», который определяет поток от элементов оптической системы, путём представления их серым телом, расположенным перед приёмником излучения. В определённой мере этот подход можно считать классическим, ибо он наиболее распространён среди разработчиков ОЭС. Он оперирует коэффициентами пропускания линз и излучательной способностью источника. Но в нём не учитываются многократные переотражения потока, порождаемого линзами, на самих линзах и деталях оправы, и не принимаются во внимание излучения оправ и иных конструктивных элементов оптического тракта. В [4] приведена улучшенная версия полуэмпирического метода «серых тел» – учитывается форма оптических элементов, есть возможность рассчитать распределение паразитного потока по фоточувствительной плоскости приёмника излучения. Но при этом она никак не принимает во внимание оправы и конструктивные элементы оптического тракта, и дополнительно обладает двумя крупными недостатками. Во-первых, составление аналитических выражений для реальных оптических трактов является весьма трудоёмкой задачей. Составление и отладка численной схемы реализующей вычисления также очень сложно. Во-вторых, метод плохо сочетается с автоматизированным синтезом и оптимизацией оптических систем.

В [2] предлагается идея об использовании недетерминированного расчёта хода лучей для определения паразитного потока, но не описан механизм её реализации.

В настоящее время требования к ОЭС ужесточаются. Зачастую от них требуются экстремальные характеристики. Это приводит к необходимости учитывать все нюансы, которые могут повлиять на итоговую эффективность их функционирования. Так как паразитный поток от оптического тракта напрямую влияет на отношение «сигнал/фон», разработка методов для его точного оценивания и поиска путей его минимизация является безусловно актуальной и практически значимой задачей.

В настоящей работе описан разработанный авторами *ab initio* метод, свободный от означенных выше недостатков. Он позволяет оценить величину паразитного потока оптических систем ИК-диапазона (3-5 и 8-14 мкм) уже на этапе их проектирования. Кроме того, он указывает пути минимизации собственного теплового излучения оптических систем.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИРУЮЩЕЙ ТЕХНОЛОГИИ

Авторами [1, 5] была разработана универсальная математическая модель, настраиваемая на конкретную конструктивную схему и параметры анализируемого оптического тракта. Она позволяет получать абсолютные значения паразитного потока попадающего на приёмник излучения, оценивать пространственное распределение потока по поверхности приёмника, а также анализировать вклад каждого из элементов тракта в суммарный паразитный поток.

Модель, на основании прямого расчёта хода лучей от источников (используется вычислительное ядро оптического САПР), определяет интегральный поток излучения, попадающий на приёмник. При этом учитываются свойства среды распространения. Как указано в [4], вычисление освещённости в плоскости изображения оптической системы, посредством трассировки реального хода луча, является самым точным, так как учитывает аберрации оптической системы.

Модель оперирует следующими объектами: источники паразитного излучения; среда распространения излучения; приёмники излучения.

В качестве источников паразитного излучения задаются: оптические элементы (линзы, зеркала, киноформные элементы); элементы оправ оптических элементов; иные конструктивные элементы оптического тракта; источники паразитного излучения.

Ведущими характеристиками источников и условий распространения излучения являются: конкретная конструктивная схема анализируемого оптического тракта; пространственное распределение температуры в оптическом тракте; коэффициенты поглощения/отражения/рассеивания материалов оптических элементов, элементов оправ, иных конструктивных элементов оптического тракта; энергетическая яркость источников паразитного излучения.

Конфигурация приёмников излучения определяется набором параметров: формат приёмника – количество элементов по столбцу и строке; шаг решётки сенсоров; размер элемента сенсора; форма фоточувствительной площадки сенсора; размер фоточувствительной площадки сенсора; коэффициент отражения от поверхности приёмника.

Модель формирует корректные оценки: абсолютных, выраженных в Вт/м² значений паразитного потока попадающего на приёмник; простран-

ственного распределения потока по поверхности приёмника; относительного вклада каждого из элементов оптического тракта в суммарный паразитный поток.

Модель была проверена с помощью аналитических вычислений на ряде простых примеров [1].

3. ПРИМЕР ПРИМЕНЕНИЯ МОДЕЛИ (ОБЪЕКТИВ 8-14 МКМ)

В качестве примера рассмотрим использование модели для обследования 3-х линзового светосильного объектива, предназначенного для работы в диапазоне LWIR (8.5-12 мкм) [6]. Объектив имеет следующие параметры: относительное отверстие – 1:1.2; $f' = 80$ мм; $2\omega = 12^\circ$. Все линзы изготовлены из германия (Ge). Схема объектива приведена на рисунке 1. Обозначения имеют следующий смысл: 1 – первая линза; 2 – первая оправа; 3 – вторая линза; 4 – вторая оправа; 5 – третья линза; 6 – светофильтр; 7 – матричный приёмник излучения типа Bird 384, производства компании SemiConductor Devices.

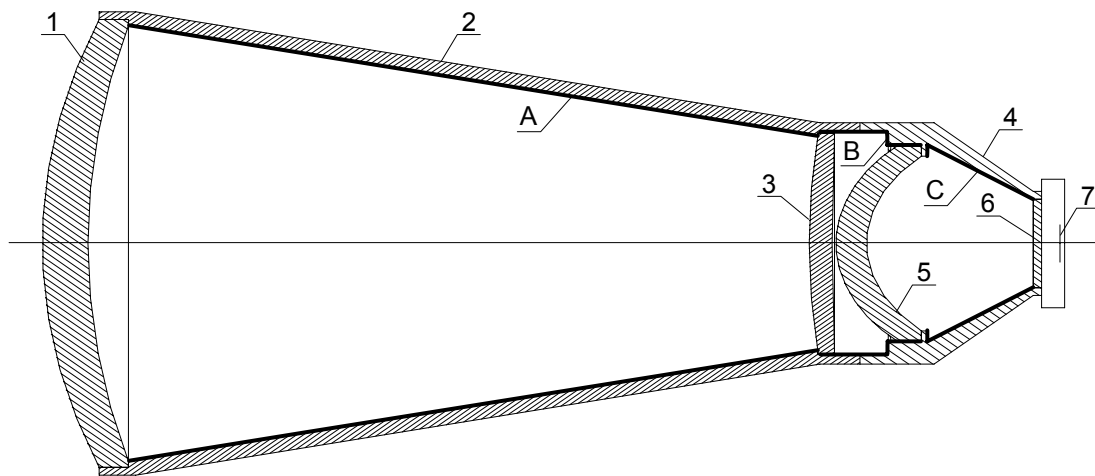


Рис. 1. Схема моделируемого светосильного ИК-объектива

Оптические характеристики материала взяты из базы данных программы Zemax [7], формулы и характеристики оптических покрытий из работы [8].

Сначала определим величину потока на приёмнике, на основании метода «серых тел» [2, 3]. В результате расчета получаем, что величина потока на приёмнике равна $\Phi_{RC} = 2.05 \cdot 10^{-4}$ Вт.

Далее рассчитаем величину собственного излучения оптической системы по технологии MINOS [1, 5], для двух вариантов коэффициентов отражения оправ: I – зеркальные оправы, $\rho = 0.99$; II – поглощающие оправы, $\rho = 0.01$. Источниками излучения являются линзы 1, 3, 5 и оправы А, В, С. Излучение светофильтра не рассматриваем. При расчёте паразитного потока будем полагать, что объектив находится при температуре 20°C (подробное описание технологии расчёта приведено в [1]). Поток на приёмнике в случае варианта I – равен $5.43 \cdot 10^{-3}$ Вт; в случае II – $1.08 \cdot 10^{-2}$ Вт. Величины потока от оптических элементов в этом случае равны $5.18 \cdot 10^{-3}$ Вт и $2.4 \cdot 10^{-3}$ Вт, соответственно. Для сравнения вычислим величину потока, приходящего на приёмник излучения от неба; его величина составляет $6.84 \cdot 10^{-4}$ Вт [6]. Отношение потока от объектива к потоку от неба для случая I – равно 7.93, а для случая II – 15.89. Это означает, что оптический тракт оказывает значительное отрицательное действие на качество работы оптико-электронной системы, в целом.

Сравним результаты, полученные различными методами. В методе MINOS учитываются характеристики оправ и конструктивных элементов, что позволяет более точно рассчитывать поток на приёмнике. Величина потока, полученного классическим методом меньше, чем значение, полученное по технологии MINOS. Это объясняется тем, что в классическом методе не учитывается форма оптических элементов (они предполагаются плоскими) и переотражения от поверхности оптических элементов.

Таким образом, метод «серых тел» порождает весьма заниженные оценки паразитного потока.

4. МИНИМИЗАЦИЯ ПАРАЗИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ (РЕШЕНИЕ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ)

Из полученных данных видно, что собственное паразитное излучение оказывает существенное влияние на отношение «сигнал/фон». Поэтому остро встаёт вопрос об уменьшении паразитного излучения. Охлаждение оптического тракта является основным и очень эффективным способом снижения уровня внутренних паразитных излучений, приходящих на приёмник. Но в ряде случаев оно не применимо из-за технологических, энергетических, массогабаритных или стоимостных ограничений накладываемых на изделие. Другой способ – это создание внутренних поверхностей

оптического тракта со специальной геометрией, применение внутренних диафрагм. Основное ограничение для него, как правило, это габариты и масса оправ. Есть ещё третья возможность – варьирование свойств поверхности оправ и конструктивных элементов оптической системы.

Технология MINOS позволяет решить задачу минимизации паразитного потока третьим способом. В работе авторов [6] рассмотрено влияние оптических характеристик оправ и конструктивных элементов на суммарный поток. Показано, что подбор оптимальных коэффициентов теплового излучения и отражательных характеристик оправ и конструктивных элементов оптического тракта, вполне может уменьшить паразитный поток в 1.5 раза относительно его средневероятного значения при отсутствии оптимизации. Отметим, что в данный момент функциональные возможности MINOS расширяются – разрабатывается блок оптимизации формы оправ.

Таким образом, технология MINOS [5] решает не только прямые задачи по исследованию конструкции оптического тракта, но и обратные, которые включают в себя минимизацию паразитного излучения оптических систем ИК-диапазона. Использование этих возможностей вкупе позволяет увеличить конечную эффективность разрабатываемых систем.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлена моделирующая технология MINOS, которая позволяет выполнять расчёт собственного паразитного излучения оптических трактов ИК-диапазона методом *ab initio*. Она основывается на полноценном расчёте хода лучей от источников к приёмнику излучения, и является существенно более точной, по сравнению с классическим методом «серых тел». Основные возможности моделирующей среды:

1. Определение интегрального потока, создаваемого оптической системой на приёмнике излучения; определение вклада каждого элемента в общий поток; расчёт распределения потока по фоточувствительной поверхности приёмника излучения.

2. Решение задачи по минимизации паразитного потока путём варьирования формы и оптических свойств оправ и конструктивных элементов.

3. Возможность анализа составных паразитных потоков: собственное излучение оптического тракта и яркие точечные и распределённые внешние источники излучения.

При помощи модели были получены следующие результаты:

1. Выполнена оценка собственного паразитного излучения создаваемого объективами, работающими в диапазоне 3-5 мкм [1] и 8-12 мкм [6].
2. Получен оптимальный по критерию минимизации паразитного потока набор характеристик оправ для объектива, работающего в диапазоне 8-12 мкм.
3. Исследована возможность моделирования внешнего фонового и паразитного излучения.

Таким образом, использование моделирующей технологии MINOS позволяет синтезировать оптические тракты оптико-электронных систем оптимальные по критерию «обнаружительная способность».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Макаренко А.В., Правдивцев А.В., Юдин А.Н. Метод оценивания внутреннего паразитного излучения оптических трактов инфракрасных систем // Электромагнитные волны и электронные системы, 2009. №12. С. 28-37.
2. Fischer R.E., Tadic-Galeb B., Yoder P.R. Optical system design. McGraw-Hill, 2008. 828 с.
3. Якушенков Ю.Г. Теория и расчёт оптико-электронных приборов. М.: Логос, 1999. 479 с.
4. Голубь Б.И., Пахомов И.И., Хорохоров А.М. Собственное (тепловое) излучение элементов оптических систем оптико-электронных приборов. М.: Машиностроение, 1978. 144 с.
5. Технология MINOS // Официальный web-сайт научно-исследовательской группы «Конструктивная Кибернетика» / URL: <http://www.rdcn.ru/theory/results/minos.shtml>.
6. Макаренко А.В., Правдивцев А.В. Анализ влияния свойств поверхности оправ на величину теплового излучения оптических систем // Международная конференция «Прикладная Оптика-2010» / Сборник докладов. – Санкт-Петербург: ИТМО, 2010.
7. Handbook of Optical Constants of Solids. Ed by Edward D. Palik. Elsevier. 1998. 3227 p.
8. Гайнутдинов И.С., Шувалов Н.Ю., Сабиров Р.С., Иванов В.А., Гареев Р.Р., Мирханов Н.Г. Просветляющие покрытия на подложках из германия и кремния в окнах прозрачности ИК области спектра 3-5 и 8-12 мкм // Оптический журнал, 2009. Т. 76. № 5. С. 68-72.

ПРИМЕНЕНИЕ ЦИФРОВОГО СПЕКЛ-ИНТЕРФЕРОМЕТРА С НЕПРЕРЫВНЫМ ЛАЗЕРОМ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ДЕФОРМАЦИЙ

Р.Н. Сергеев

*ФГУП ГНП РКЦ «ЦСКБ-ПРОГРЕСС», г. Самара, ул. Земеца, д.18, 443009
romansr@yandex.ru*

АННОТАЦИЯ

В работе рассматриваются вопросы применения цифрового спекл-интерферометра (ЦИ) с непрерывным лазером для исследования динамического процесса деформирования объекта при тепловом воздействии на основе разработанного программного метода покадровой обработки последовательного ряда изменяющихся во времени интерференционных картин.

1. ВВЕДЕНИЕ

Элементы конструкций космических аппаратов дистанционного зондирования Земли (КА ДЗЗ) работают в условиях неравномерного нестационарного нагрева, при котором изменяются физико-механические свойства материалов и возникают градиенты температур, сопровождающиеся неодинаковым тепловым расширением частей элементов. Неравномерное тепловое расширение в общем случае не происходит свободно в сплошном теле, оно вызывает температурные напряжения, значение величин и характер действия которых необходимо исследовать для всестороннего анализа прочности.

Расчетные методы не могут обеспечить полной адекватности условий, соответствующих режиму эксплуатации. Вследствие этого на этапе испытаний проводится имитирование режимов работы КА ДЗЗ с целью проверки работоспособности системы терморегулирования, а также получения реальных значений деформаций [1].

К одним из наиболее информативных бесконтактных средств измерения перемещений и деформаций, обусловленных нагревом конструкции, относятся голографические и спекл-интерферометры [2]. Данные интерферометры с непрерывным источником излучения работают, в большинстве случаев, в режимах двойной экспозиции или усреднения во времени. Применение ЦСИ с непрерывным лазером для контроля объектов в процессе

их движения или для отслеживания происходящих с объектом формоизменений (например, при температурном нагружении) становится возможным за счет использования в оптико-электронной схеме интерферометра современных высокоёмких средств обработки изображений. Примером такого измерительного средства может являться созданный в [3] ЦСИ, оснащенный разработанной программой для покадровой обработки последовательного ряда изменяющихся во времени интерференционных картин.

В данной работе представлены результаты экспериментальной обработки ЦСИ с программным методом WaveFront для исследования неустановившейся температурной деформации модельных объектов в виде элементов оболочек.

2. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ДЕФОРМАЦИЙ

2.1. Описание экспериментальной установки

На рис. 1 приведена оптико-электронная схема разработанного в СГАУ ЦСИ, которая получила применение для виброметрии конструкции и исследования полей деформаций при силовом нагружении [4,5]. Для проведения исследований температурных деформаций в схему ЦСИ были введены изменения, связанные лишь с заменой нагрузочного устройства.

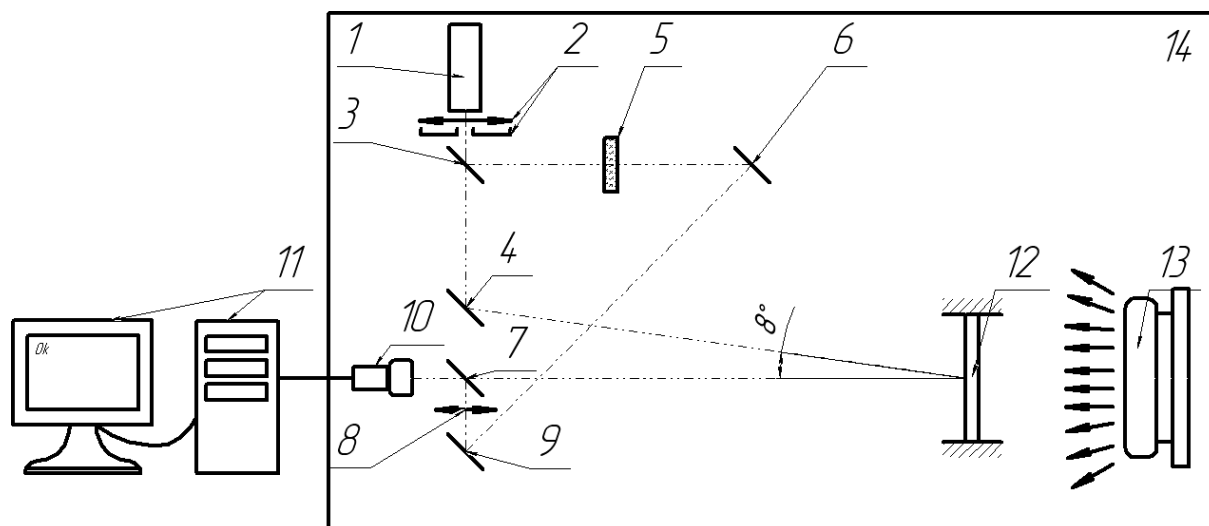


Рис. 1. Схема цифрового стекл-интерферометра для исследования температурных деформаций: 1 – лазер; 2 – микрообъектив с диафрагмой; 3 – светодели- тель; 4,6,9 – поворотные зеркала; 5 – светофильтр; 7 – плоскопараллельная пластина; 8 – объектив; 10 – телекамера с объективом; 11 – ПЭВМ с блоком ввода изображения; 12 – исследуемый объект; 13 – нагревательное устройство; 14 – оптический стол

Отработка методики применения ЦСИ для исследования неустановившихся температурных деформаций проводилась на объекте в виде круглой мембраны толщиной 0,7 мм, выполненной за одно целое с оправкой из стальной заготовки диаметром 180 мм. Кроме тонкостенной мембраны рассматривался также объект в виде металлической пластины толщиной 3,5 мм. Пластина закреплялась по контуру в жесткой металлической рамке. В качестве источника теплового излучения использовались электрические плитки с закрытой и открытой спиралью, а также тепловентилятор в виде фена. Температура поверхностей объекта определялась с помощью переносного радиационного пирометра Center – 350 с лазерной указкой, а также могла контролироваться в каждой точке с помощью цифрового термографа системы ИРТИС – 2000NH.

2.2. Алгоритм регистрации спекл-интерферограмм объектов в процессе деформирования

Регистрация проводилась в два этапа. Первый этап включал запись видеофильма процесса температурного деформирования мембраны. На втором этапе производился сравнительный анализ кадров видеофильма с помощью, разработанной в СГАУ программы WaveFront.exe.

Алгоритм программы WaveFront.exe заключается в следующем. Записанный видеофайл раскладывается на отдельные кадры, каждому кадру присваивается порядковый номер. Отдельный кадр содержит спекл-интерферограмму деформированного образца в конкретный момент времени. Временной интервал между кадрами Δt задается перед началом записи видеофайла. Минимальный интервал между кадрами $\Delta t = 40$ мс.

Создав массив кадров из разложенного видеофайла, программа WaveFront.exe проводит процесс вычитания кадров. В результате вычитания кадров получается спекл-интерферограмма, отражающая картину прошедших изменений. Таким образом путем вычитания из первого кадра последующих, получается массив спекл-интерферограмм, отслеживающих неустановившиеся температурные деформации во времени. Для получения последовательного ряда спекл-интерферограмм необходимо чтобы разность между кадрами спекл-структур не превышала предельно допустимых перемещений, находящихся на уровне $\leq 5\lambda$. Сокращая временной интервал Δt между кадрами или задавая более короткое общее время ΔT регистрации можно рассматривать процесс деформирования в широком диапазоне изменения тепловых нагрузок.

2.3. Результаты экспериментального и численного моделирования

На рис.2 приведен пример последовательного ряда спекл-интерферограмм с температурной деформацией мембраны, записанного в режиме 25 кадров в минуту.

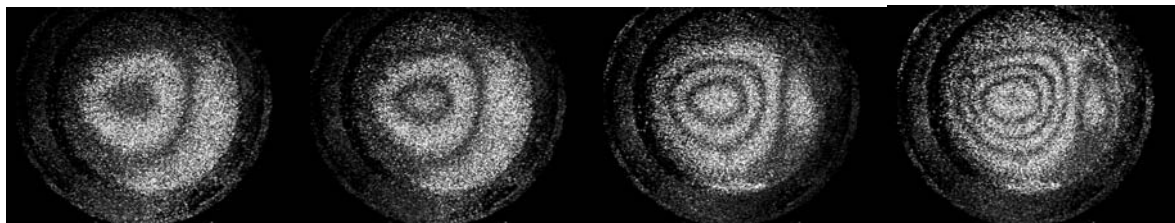


Рис. 2. Фрагмент раскадровки динамического процесса температурного деформирования мембраны

На рис. 3а итоговая спекл-интерферограмма дана в большем масштабе. Замкнутые интерференционные полосы, являясь линиями равного смещения точек поверхности мембраны, выделяют области деформаций 3,4. Визуальный контроль показал, что замкнутая область 4 связана с наличием поверхностной неоднородности мембраны в виде её локального прогиба.

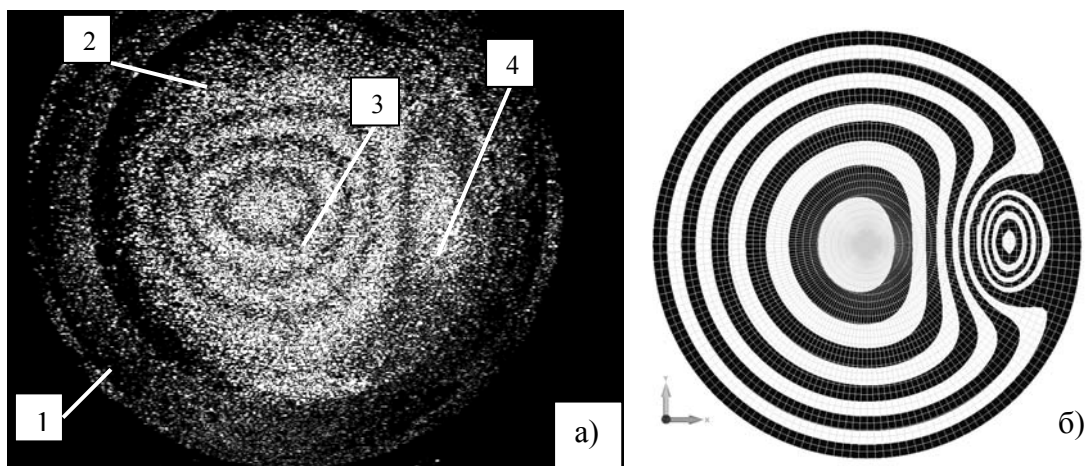


Рис. 3. а, б. Спекл-интерферограмма температурно-деформированной поверхности мембраны а): 1 – кольцевая обечайка; 2 – мембрана; 3, 4 – области деформаций; численная модель нагруженной мембраны б)

В целях качественного анализа получаемых спекл-интерферограмм было проведено численное моделирование с использованием конечно-элементного пакета MSC.NASTRAN деформации мембраны с учетом перепада температуры на поверхностях и заданных условиях по заделке. На рис. 3б представлен характерный вид полученной численной модели мембраны. Из рис. 3а,б видно, что численная модель дает более идеализиро-

ванную картину замкнутых полос. Это еще раз подчеркивает важность этапа экспериментальных исследований.

3 ПРИМЕНЕНИЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ДЕФОРМАЦИИ ЗАКРЕПЛЕННОЙ ПО КОНТУРУ ПЛАСТИНЫ

3.1. Влияние заделки на распределение температурной деформации пластины

Приведенные на рис. 4 и 5 спекл-интерферограммы показывают процесс температурной деформации пластины полученные при двух вариантах неравномерности её закрепления в прямоугольной рамке. При этом на рис. 4 отражена динамика температурной деформации пластины в условиях её жесткого закрепления в левом нижнем углу рамки.



Рис. 4. Характерный вид температурной деформации пластины в прямоугольной рамке с неравномерной жесткостью закрепления

При приближении к равномерному закреплению по краям пластины область ее максимальной температурной деформации сместилась к верхней перекладине рамки (см. рис. 5).



Рис. 5. Характерный вид температурной деформации пластины прямоугольной рамке с равномерной жесткостью закрепления по краям

Из рис. 5 видно, что совместно с температурным изгибом пластины происходит общее смещение рамки с прямоугольной пластиной. Об этом свидетельствуют интерференционные полосы, наблюдаемые на вертикальных стойках прямоугольной рамки. Для снижения уровня нагрева рамки было проведено её экранирование от прямого излучения нагревателя. На

рис. 6 приведен характерный вид интерферограммы при равномерной заделке пластины по контуру и оптимальных условиях её термонагружения.

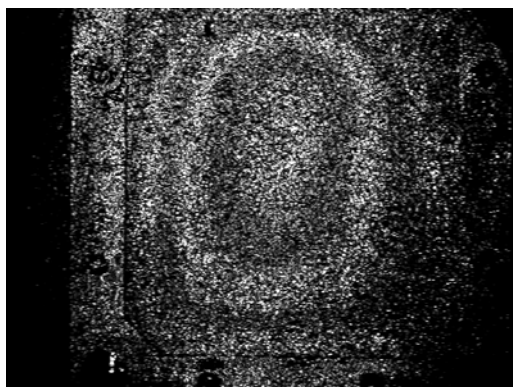


Рис.6. Характерный вид спекл-интерферограммы температурной деформации пластины с равномерным закреплением по контуру в экранированной от излучения рамке

3.2. Применение спекл-интерферограмм температурной деформации для дефектоскопии пластины

Обнаруженный с помощью ЦСИ дефект на поверхности стальной мембраны (см. рис 2, 3а) показал на перспективность применения спекл-интерферограмм температурных деформаций для поиска скрытых дефектов, которые могут быть связаны с изменением сплошности материала или геометрии поверхности. Непосредственное влияние дефекта на характерный вид получаемых интерференционных картин позволяет осуществлять контроль на основе качественного анализа интерферограммы, не прибегая, в большинстве случаев, к ее количественной обработке, что имеет большое значение при использовании метода в промышленных целях.

Надежность выявления дефектов на основе качественного анализа интерферограмм определялась с помощью пластины со специально выполненным дефектом в виде лунки с нагартованной структурой на одной из сторон пластины. На рис.7 приведен характерный вид спекл-интерферрограмм данной пластины закрепленной по контуру в жесткой рамке.



Рис. 7. Характерный вид интерферограммы температурной деформации поверхности пластины с дефектом в виде лунки на обратной стороне

Характерной особенностью полученной картины интерференционных полос является огибание полосами определенной области в средней части пластины. Такой характер изменения конфигурации полос является признаком наличия дефекта в виде глухого отверстия. Следует отметить, что при нагружении данной пластинки силовым методом (с помощью микрометрического винта) данный вид дефекта не проявил себя в изменении интерференционной картины.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных исследований разработаны методика применения цифрового спекл-интерферометра с непрерывным лазером и программой WaveFront.exe для изучения неустановившихся температурных деформаций элементов конструкции. Кроме определения величины температурных перемещений в каждой точке анализируемой поверхности, показана возможность применения получаемых спекл-интерферограмм для контроля жесткости крепления элементов конструкции и выявления скрытых дефектов в толще материалов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Андрейчук О.Б., Малахов Н. Н. Тепловые испытания космических аппаратов. М.: Машиностроение, 1982. 143 с.
2. Вест Ч. Голографическая интерферометрия. М.: Мир, 1982, 504 с.
3. Применение методов голографической и спекл-интерферометрии для исследования вибраций и шумов механических конструкций / Под ред. В.П. Шорина. Самара: СГАУ, 2005. 193 с.
4. Долгов А.И. Бесконтактная виброметрия конструкций на основе цифрового спекл-интерферометра // Сб. докл. «V Самарская конкурс-конференция», Самара: Изд-во «Универс групп», 2007. С. 109-118.
5. Сергеев Р.Н. Исследование деформаций пластин с помощью цифрового спекл-интерферометра // Сб. докл. «VI Самарская конкурс-конференция», Самара: Изд-во «Универс групп», 2008. С. 31-37.

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ДОППЛЕРОВСКОГО СДВИГА ЧАСТОТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ, РАССЕЯННОГО НА ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ, С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА

Б.В. Аникеев, И.В. Касьянов, Н.В. Солосов, М.А. Федотова

*Волгоградский Государственный Университет
(400062, Волгоград, пр-т Университетский, 100)
SolosovNV@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

Исследование доплеровского сдвига частоты импульса излучения Nd-лазера, отраженного от лазерной плазмы в воздухе, используя электрооптическую ячейку DKDP. В работе используется зависимость полуволнового напряжения ячейки от длины волны. Скорость электронов в лазерной плазме достигает пикового значения $\sim 1\%$ от скорости света.

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение свойств импульсной высокотемпературной лазерной плазмы существенно определяется температурным фоном [1]. При облучении такой плазмы лазерным излучением дальнейшая динамика процессов разогрева определяется поглощением света на ионизированных частицах (электронах, ионах). Разумеется, в разогретой плазме эти частицы движутся со своими, в общем-то различными, скоростями. При этом наибольшей скоростью обладают легкие частицы – электроны. Процесс взаимодействия излучения с ними сопровождается частичным рассеянием света на движущихся электронах. И тогда динамика плазмы тесно связана с сопровождающим процесс доплеровским сдвигом частоты волны. Знание величины сдвига частоты отраженного от плазмы излучения очень важно для обеспечения высокого коэффициента поглощения лазерного излучения в плазме мишени, что всегда являлось одной из важнейших проблем термоядерного синтеза. В импульсном режиме регистрация этого сдвига обычными интерференционными приборами является сложной. При изучении динамики плазмы измерение доплеровского сдвига может быть произведено с помощью электрооптической ячейки, работающей на продольном электрооптическом эффекте Погкельса.

Суть этого эксперимента тесно связана с измерением полуволнового напряжения ячейки. Эта величина зависит от частоты излучения проходящего через электрооптический элемент, которая, в свою очередь, будет изменяться из-за взаимодействия излучения с движущимися частицами в плазме, приводящими к поперечному эффекту Доплера.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

На рис.1 показана схема эксперимента. Излучение лазера фокусируется в воздухе линзой. В точке фокуса под действием 3-5 начальных импульсов цуга образуется оптический пробой. Остальные импульсы цуга взаимодействуют с уже существующей плазмой, поглощаясь и рассеиваясь на ней. Согласно этой схеме измерение отраженного от плазмы света проходило под углом, что соответствует проявлению поперечного эффекта Доплера.

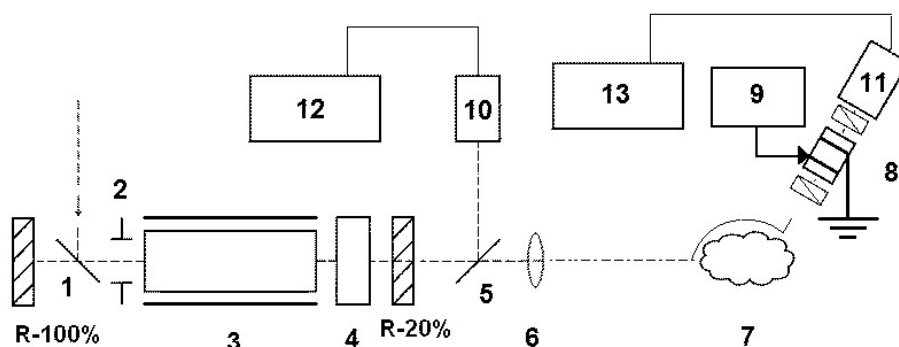


Рис. 1. Принципиальная схема эксперимента по определению доплеровского сдвига частоты света, рассеянного на электронной части лазерной плазмы, возбуждаемой сверхрегенератором в воздухе. 1,5 – делительная пластина ($R = 10\%$); 2 – диафрагма; 3 – активный элемент лазера; 4 – кювета с красителем; 6 – линза ($f = 25\text{ см}$); 7 – плазма; 8 – электрооптический затвор; 9 – блок высокого напряжения; 10,11 – фотозаэлемент; 12 – многоканальный осциллограф, 13 – скоростной осциллограф

На рис.2б показана типичная осциллограмма импульса облучения отраженного от плазмы. Импульс облучения составляет некую долю от импульса образующего саму плазму (рис.2а).

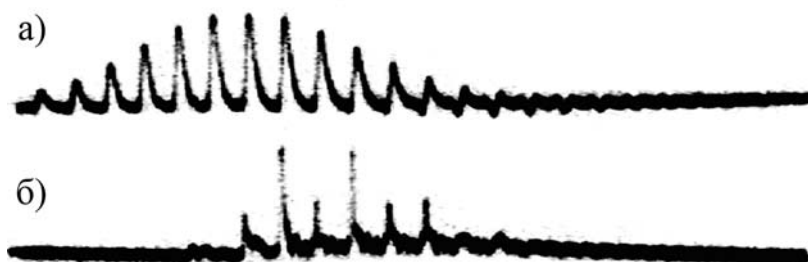


Рис. 2. Осциллограмма отраженного от плазмы импульса

Схема лазерной части установки сообщалась в работах [2,3,4].

На рис.3 изображена установка участвовавшая в эксперименте. При этом задающий лазер работал в режиме кратковременной резонансной модуляции потерь (КРМП) [5] и общая энергия подлежащего усилению импульса составляла 150 мДж. Далее этот импульс направлялся для усиления в сверхрегенеративный усилитель, выполненный на основе промышленной установки ГОС-1001. В резонатор лазера-усилителя помещен органический краситель 255 для перевода режима свободной генерации (пиковый режим) в режим гигантского импульса.

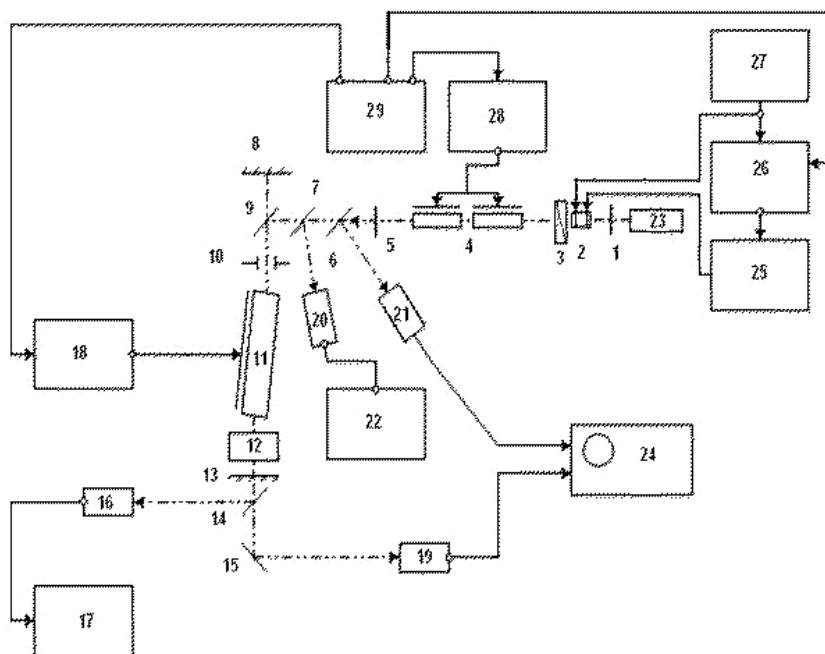


Рис. 3. Принципиальная схема установки со сверхрегенеративным усилением на базе лазера с пассивным оптическим затвором.

1, 15 – лазерные зеркала с коэффициентом отражения 99%; 2 – ЛЭЗ; 3 – поляризатор; 4 – активные элементы КРМП-лазера; 5 – 50% лазерный клин; 6, 7, 14 – делительная пластина (коэффициент отражения $R \approx 7 - 10\%$); 8 – лазерное зеркало с коэффициентом отражения 99%; 10 – диафрагма; 11 – активный элемент усилителя; 12 – пассивный затвор; 13 – 20% выходное зеркало; 16, 20 – измерительная головка ИМО-2Н; 17, 22 – измеритель энергии ИМО-2Н; 18 – блок накачки ГОС-1001; 19, 21 – фотоприемник коаксиального типа ФК-32; 23 – He-Ne лазер; 24 – скоростной осциллограф С7-19 (или многоканальный 6-ЛОР); 25 – генератор высокой частоты; 26 – блок формирования высоковольтного прямоугольного импульса; 27 – высоковольтный источник питания УПУ-10; 28 – блок накачки задающего лазера; 29 – многоканальный блок задержки ГИ-1

Как отмечалось выше результирующий импульс определялся работой данного усилителя в режиме сверхрегенеративного усиления. Соответствующий импульс генерации такого усилителя-сверхрегенератора детектировался стандартным коаксиальным фотоприемником и форма его приведена на рис.4. Как видно из этого рисунка усиленный импульс имеет временную структуру идентичную структуре задающего лазера (рис.5).

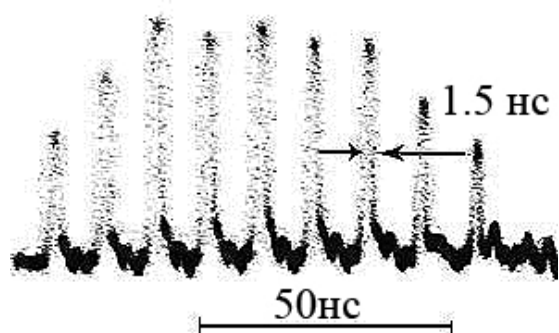


Рис. 4. Характерная осциллограмма генерации лазера в режиме сверхрегенеративного усиления



Рис. 5. Характерная осциллограмма генерации задающего лазера в режиме КРМП

Перед обработкой осциллограмм типа показанной на рис.2 производилось измерение величины полуволнового напряжения от невозмущенного импульса излучения задающего лазера. Амплитуда этого напряжения составила величину ~ 10 кВ. Дальнейшие измерения проводились в направлении отклонения реального полуволнового напряжения от измеренной величины.

На рис.6 показаны результаты этих измерений. Кружками показана зависимость амплитуды сигнала от напряжения на кристалле, непосредственно на выходе резонатора. Квадратиками показана зависимость сигнала фотоприемника от напряжения на кристалле и отраженного от плазмы и по нашему мнению имеющая доплеровский сдвиг. Сплошной и пунктирной линией показаны аппроксимации зависимостей значений амплитуд сигналов для образующего плазму и отраженного от нее излучения соответственно. Из этой зависимости видно, что средний уровень этой зависимости показывает увеличение полуволнового напряжения, при этом зависимость обнаруживает некую структуру, что можно связать с определенным разбросом скоростей в короне плазмы, а также наличием тяжелых частиц (ионов).

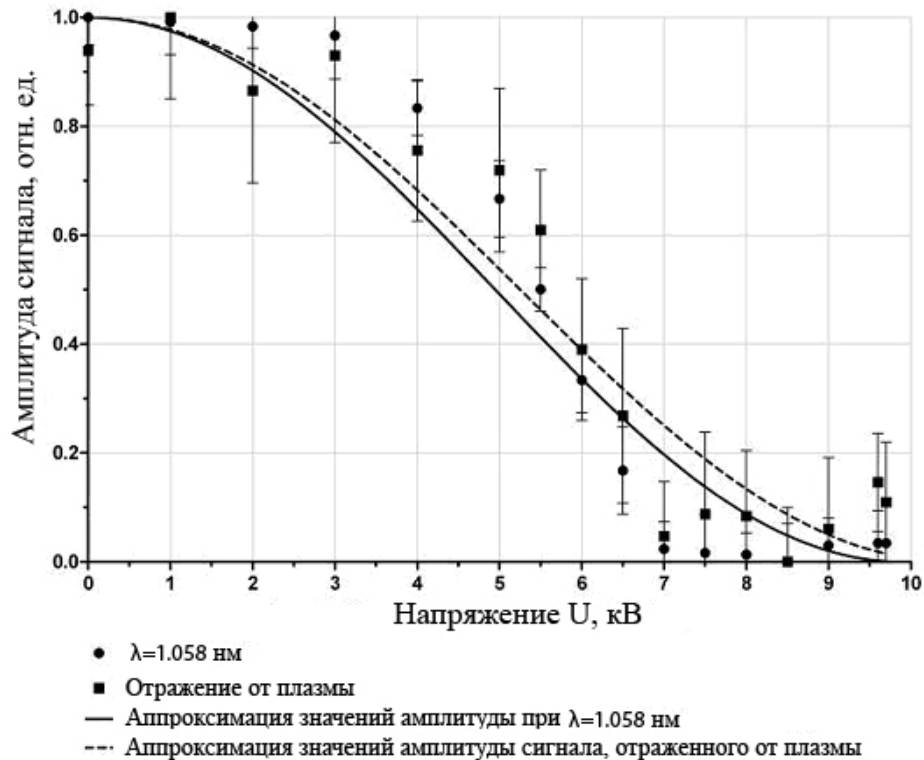


Рис. 6. Аппроксимация зависимостей значений амплитуд сигналов от напряжения

Из рисунка видно, что волна с постоянным значением доплеровского сдвига при отражении от плазменного фронта не фиксировалась. Это легко объяснимо наличием разброса электронных скоростей в плазме, что приводит к размытию обсуждаемой зависимости. Но сам сдвиг четко выражен и составляет $\Delta f \sim 0.11 \times 10^{14}$ Гц.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключении отметим, что измеренный доплеровский сдвиг соответствует значению электронной температуры в плазменной короне $\approx 3 \times 10^6$ К. Это соответствует скорости движения частиц в плазменной короне порядка 0.01 скорости света. Тогда температура восстановлена в соответствии с представлением [1]. Заметим что эти данные получены при использовании известных представлений об электрооптическом модуляторе, основные представления изложены в работе [6]. Т.е. на основе зависимости напряжения полуволнового сдвига между ортогональными поляризациями в кристалле DKDP. Что и является основной отличительной чертой данной работы.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность доценту Марусину Н.В. за консультационную помощь.

Работа выполнена при поддержке гранта Волгоградского государственного университета 62-2010-а/ВолГУ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хора Х. Физика лазерной плазмы / Пер. с англ. М.: Энергоатомиздат, 1986, 272 с.

2. Солосов Н.В., Аникеев Б.В., Касьянов И.В. Исследование поперечного распределения излучения в широкоапертурном лазерном сверхрегенераторе// Сборник тезисов, материалы Четырнадцатой Всероссийской научной конференции студентов-физиков и молодых ученых (ВНКСФ-14, Уфа): материалы конференции, тезисы докладов: Т.1. Екатеринбург – Уфа: издательство АСФ России, 2008. С. 373 – 374.

3. Аникеев Б.В., Касьянов И.В., Митрахович И.Н., Хайдуков Е.В., Храмов В.Н., Шляховой А.В. Экспериментальное исследование эффектов самовоздействия ультракоротких импульсов с лазерной плазмой// Тринадцатая Всероссийская научная конференция студентов-физиков и молодых ученых. Тезисы докладов конференции. Ростов-на-Дону – Таганрог, 2007. С. 441.

4. Anikeev B.V., Kasyanov I.V., Khramov V.N., Khaydukov E.V. Observation of effect of the UPSs shotening at Their self-action in high-temperature laser plasma ICOC 2007: Physics of Intense and Superintense Laser Fields // Proceedings of SPIE, 2007. V. 6726. P. 672619.

5. Аникеев Б.В. О динамике активной фазировки мод в импульсном лазере с периодической модуляцией потерь // Письма в ЖЭТФ, 1974. Т. 19. С. 34.

6. Сонин А.С. Василевская Электрооптические кристаллы. М., Атомиздат, 1971.

СРАВНИТЕЛЬНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОСТРОЙ ФОКУСИРОВКИ СВЕТА МЕТОДАМИ ДЕБАЯ И FDTD

С.С. Стафеев

*Самарский государственный аэрокосмический университет
им. ак. С.П. Королева (443086, Россия, Самара, Московское шоссе 34),
Институт Систем Обработки Изображений РАН
(443001, Россия, Самара, ул. Молодогвардейская 151)
sergey.stafeev@gmail.com*

АННОТАЦИЯ

В данной работе была промоделирована фокусировка радиально-поляризованной моды R-TEM₀₁ с длиной волны $\lambda=0,532$ мкм и радиусом моды 10λ стеклянной зонной пластинкой с радиусом $R=20\lambda$ с помощью двух различных методов: методом FDTD и по формулам Ричардса-Вольфа. Было показано, что наблюдается согласование результатов, полученных различными методами при фокусном расстоянии зонной пластинки большим 20λ .

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время возрос интерес к острой фокусировке лазерного излучения и достижению минимального диаметра фокального пятна за пределами дифракционного предела. Уменьшение диаметра фокального пятна актуально для литографии, записи информации на оптических дисках и микроманипуляции. Например, в статье [1] показано использование сфокусированного радиально-поляризованного лазерного пучка для ускорения протонов и ядер углерода в медицинских приложениях. В [2] обсуждается использование сфокусированных лазерных пучков в оптической когерентной томографии.

В работах посвященных моделированию острой фокусировки света в дальней зоне используются формулы Ричардса-Вольфа [3]. Так, например, в работе [4] рассматривалась фокусировка радиально-поляризованных мод R-TEM_{p1} с помощью широкоапертурных линз, и было показано, что с их помощью можно преодолеть дифракционный предел. А в работе [5] была показана возможность преодоления дифракционного предела с помощью параболического зеркала и плоской дифракционной линзы. Однако ранее

не проводилось исследования границ применимости формул Ричардса-Вольфа при малых фокусных расстояниях. В данной работе была промоделирована фокусировка радиально-поляризованной моды R-TEM₀₁ с длиной волны $\lambda=0,532$ мкм и радиусом моды 10λ стеклянной зонной пластинкой с радиусом $R=20\lambda$ с помощью двух различных методов: методом FDTD и по формулам Ричардса-Вольфа. Было показано, что наблюдается согласование результатов, полученных различными методами при фокусном расстоянии зонной пластинки большем 20λ .

2. МЕТОД FDTD

Ранее нами уже была предложена разновидность FDTD-метода, специально предназначенная для расчета дифракции радиально поляризованного лазерного пучка на оптических элементах с осевой симметрией [6]. Пусть монохроматическая радиально-поляризованная электромагнитная волна, распространяющаяся вдоль оптической оси z , нормально падает на осесимметричный рефракционный оптический элемент (разновидность FDTD-метода, предназначенного для расчета дифракции на объектах с радиальной симметрией, была предложена в работе [7]). При описании дифракции отличными от нуля в данном случае будут только три компоненты, описывающие электромагнитное поле: E_r , E_z и H_ϕ . Это радиальная и продольная составляющие электрического поля и азимутальная составляющая магнитного поля. Поэтому из шести первых уравнений Максвелла для описания радиально поляризованного света останутся только три уравнения, разностные аналоги которых имеют вид:

$$\epsilon(i + \frac{1}{2}, j)\epsilon_0 \frac{E_r^n(i + \frac{1}{2}, j) - E_r^{n-1}(i + \frac{1}{2}, j)}{\Delta t} = \frac{H_\phi^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}) - H_\phi^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2})}{\Delta z} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \epsilon(i + \frac{1}{2}, j)\epsilon_0 \frac{E_z^n(i, j + \frac{1}{2}) - E_z^{n-1}(i, j + \frac{1}{2})}{\Delta t} = \\ = \frac{1}{r(i)} \frac{r(i + \frac{1}{2})H_\phi^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}) - r(i - \frac{1}{2})H_\phi^{n-\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2})}{\Delta r} \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned}
& -\mu_0 \frac{H_\phi^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}) - H_\phi^{n-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2})}{\Delta t} = \\
& = \frac{E_r^n(i+\frac{1}{2}, j+1) - E_r^n(i+\frac{1}{2}, j)}{\Delta z} - \frac{E_z^n(i+1, j+\frac{1}{2}) - E_r^n(i, j+\frac{1}{2})}{\Delta r}
\end{aligned} \quad (3)$$

где ε – относительная диэлектрическая проницаемость материала оптического элемента, ε_0 и μ_0 – диэлектрическая и магнитная проницаемости вакуума, Δt , Δr , Δz – размеры ячеек по соответствующим осям; n , i , j – целые номера узлов сетки отсчетов по координатам t , r , z . В разностных уравнениях (1)-(3) использовалась схема с полуцелыми шагами Yee [8]. Граничные условия выбирались в виде идеальных поглощающих слоев [9]. Особенности вычисления поля на оптической оси при $r=0$ описаны в [7].

В данной работе моделировалось прохождение радиально поляризованной моды R-TEM₀₁ с длиной волны $\lambda=0.532$ мкм (рисунок 1) через стеклянную зонную пластинку ($n=1.5$) с радиусом $R=20\lambda$ и высотой рельефа $h=\lambda/2(n-1)=0,532$ мкм. Радиальная составляющая амплитуды моды R-TEM₀₁ в области перетяжки имеет вид [10]:

$$E_r = Ar \exp\left\{-\frac{r^2}{\omega^2}\right\}, \quad (4)$$

где r – радиальная координата, $\omega=10\lambda$ – радиус моды, A – нормировочный множитель, как видно из рисунка 1, он подбирался так, чтобы максимум амплитуды был равен единице. В [4] было показано, что с помощью такой моды и широкоапертурной линзы может быть преодолен дифракционный предел.

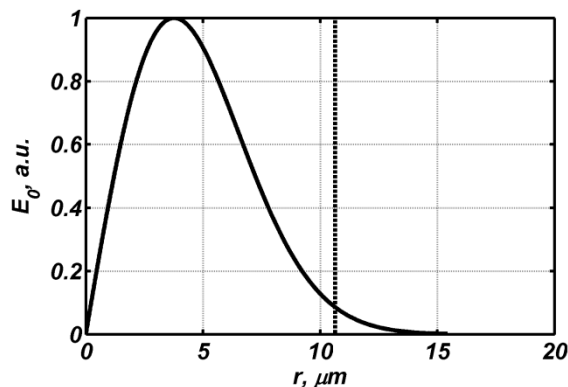


Рис. 1. Радиальная составляющая амплитуды моды R-TEM₀₁. Пунктирной прямой отмечен радиус зонной пластинки

Радиусы зонных пластинок вычислялись по формуле $r_n^2 = n\lambda f$. На рисунке 2 изображены примеры зонных пластинок с фокусными расстояниями 5λ и 30λ , а также их расположение в вычисляемой области

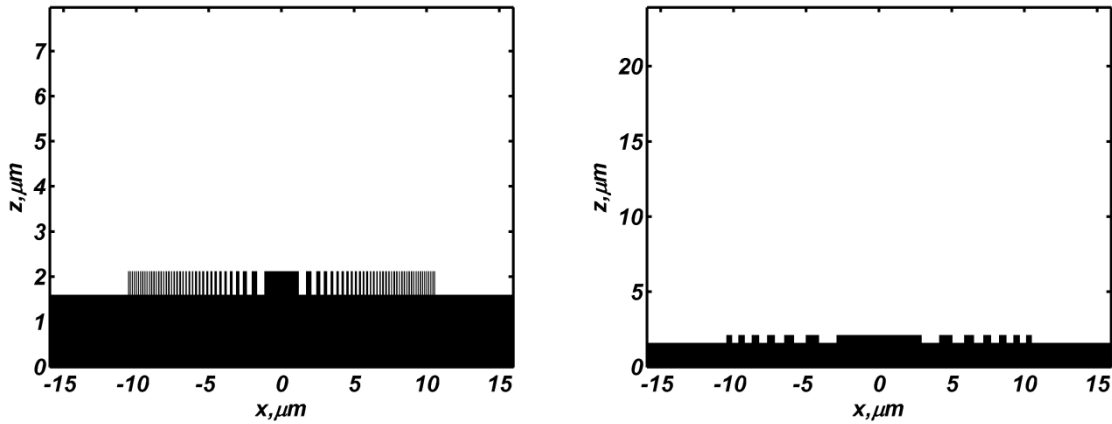


Рис. 2. Зонные пластинки с фокусными расстояниями (а) $f=5\lambda$ (б) $f=30\lambda$ и их расположение в вычисляемой области по методу FDTD.

3. ФОРМУЛЫ РИЧАРДСА-ВОЛЬФА

Уравнения Ричардса-Вольфа для радиально поляризованного света в области фокуса имеют вид [4]:

$$E_r(r, z) = A \int_0^{\theta_{\max}} T(\theta) \sin(2\theta) l_0(\theta) J_1(kr \sin \theta) \exp\{ikz \cos \theta\} d\theta \quad (5)$$

$$E_z(r, z) = 2iA \int_0^{\theta_{\max}} T(\theta) \sin^2(\theta) l_0(\theta) J_0(kr \sin \theta) \exp\{ikz \cos \theta\} d\theta \quad (6)$$

где $l_0(\theta)$ – начальное распределение электрической составляющей поля в координатах выходного зрачка, $J_n(x)$ – функция Бесселя порядка n , $T(\theta)$ – функция аподизации зрачка (для зонной пластинки $T(\theta) = \cos^{-3/2}\theta$ [5]), A – константа, $\theta_{\max} = \arcsin(\text{NA}/n)$ (для зонной пластинки $\text{NA} = \sin(\arctg(R/f))$).

Для того чтобы получить начальное распределение в координатах выходного зрачка, необходимо воспользоваться соотношением [10]:

$$l_0(\rho) = l_0(fg(\theta)) \quad (7)$$

где $l_0(\rho)$ – начальное распределение поля в цилиндрической системе координат, $g(\theta)$ – функция проекции луча, для зонной пластинки она имеет вид $g(\theta) = \text{tg}(\theta)$.

4. СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ МОДЕЛИРОВАНИЙ

Используя методы FDTD и формулы Ричардса-Вольфа, было проведено две серии моделирований, примеры результатов которых приведены

на рисунках 3-6 (для зонной пластинки с фокусным расстоянием 5λ). Интенсивность вычислялась как сумма усредненных квадратов амплитуд электрической составляющей поля. На рисунке 6 показано изменение диаметра фокального пятна по полуспаду интенсивности для обеих моделирований, как видно из рисунка 6 ширина пятен совпадает для обеих моделирований при фокусировке на расстояние больше 20λ (результаты отличаются менее чем на $0,01\lambda$).

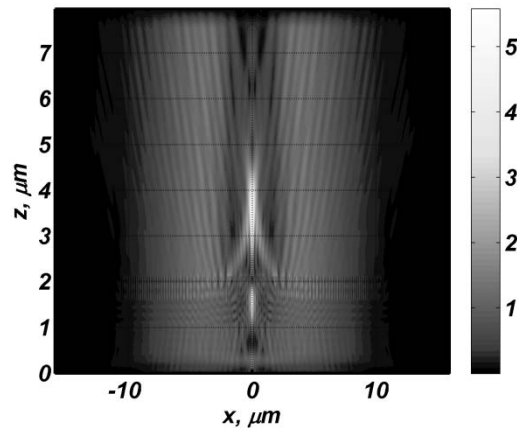


Рис. 3. Распределение усредненной амплитуды в вычисляемой области при моделировании методом FDTD прохождения моды $R-TEM_{01}$ через зонную пластинку с фокусным расстоянием $f=5\lambda$

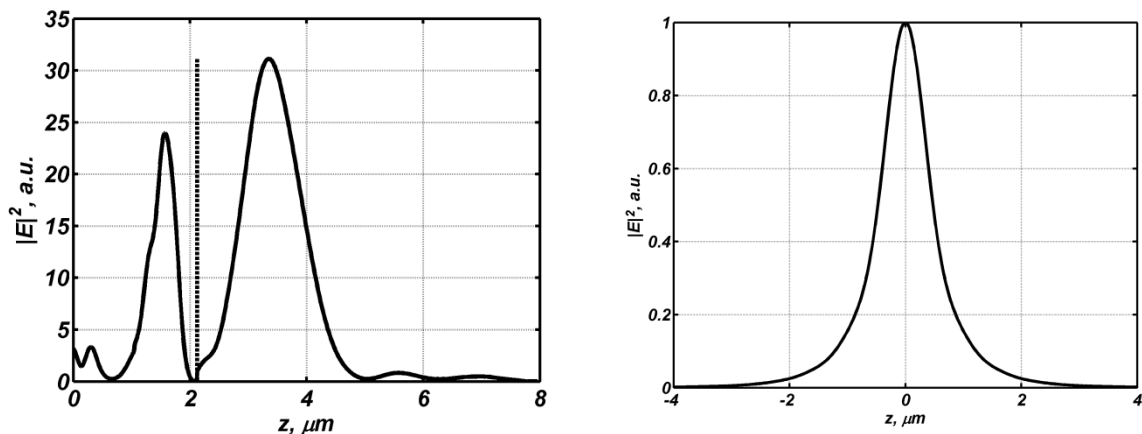


Рис. 4. Распределение интенсивности вдоль оси зонной пластинки при моделировании (а) методом FDTD, (б) с помощью формул Ричардса-Вольфа прохождения моды $R-TEM_{01}$ через зонную пластинку с фокусным расстоянием $f=5\lambda$. Пунктирной прямой на рисунке (а) показана граница зонной пластинки.

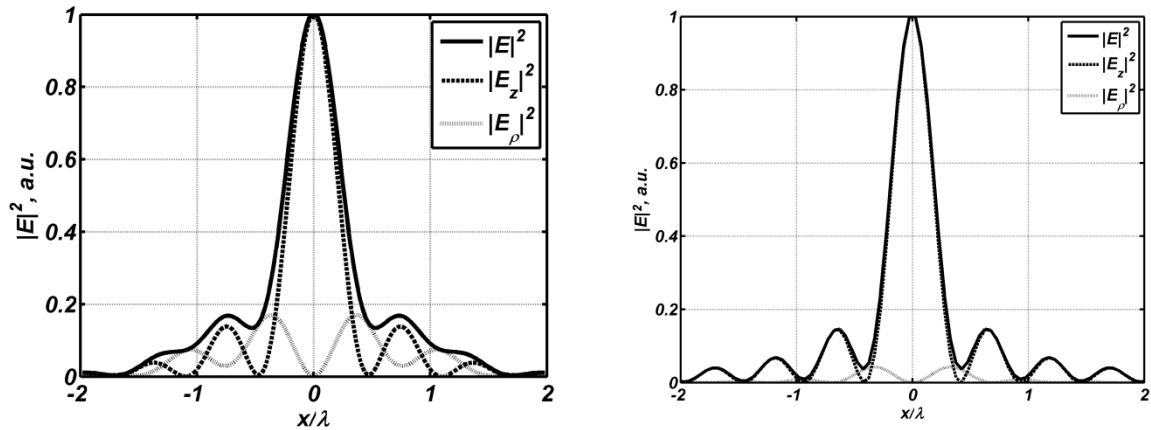


Рис. 5. Распределение интенсивности в фокусе при моделировании (а) методом FDTD, (б) с помощью формул Ричардса-Вольфа прохождения моды R-TEM₀₁ через зонную пластинку с фокусным расстоянием $f=5\lambda$

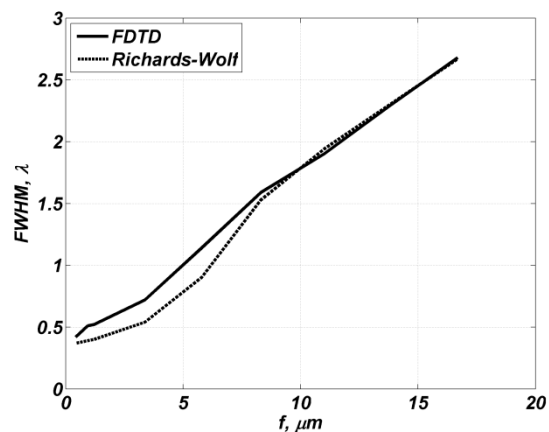


Рис. 6. Зависимость ширины фокального пятна от фокусного расстояния зонной пластинки при моделировании методом R-FDTD (сплошная кривая) и с помощью формул Ричардса-Вольфа (пунктирная кривая)

Из рисунка 6 видно, что при значениях фокусного расстояния меньших $2,5\lambda$ моделирование с помощью формул Ричардса-Вольфа дает фокальное пятно меньше дифракционного предела, однако моделирование методом FDTD показывает превышение дифракционного предела при фокусных расстояниях меньших $0,8\lambda$, то есть в ближней зоне объекта, в которой велико влияние затухающих волн. Такую разницу результатов можно объяснить тем, что формулы Ричардса-Вольфа справедливы для фокусных расстояний больших λ^6 [5].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе была промоделирована фокусировка моды R-TEM₀₁ с длиной волны $\lambda=0,532$ мкм и радиусом моды 10λ стеклянной зонной пластинкой с радиусом $R=20\lambda$ с помощью двух различных методов: методом FDTD и по формулам Ричардса-Вольфа. Было показано, что наблюдается согласование результатов, полученных различными методами при фокусном расстоянии зонной пластинки большем 20λ .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Salamin Y.I., Harman Z., Keitel C.H. Direct high-power laser acceleration of ions of medical application // *Phys. Rev. Lett.*, 2008. V.100. P.155004.
2. Lin L., Diaz F., Wang L., Lioseaux B., Huignard J., Sheppard C.J.R., Chen N. Superresolution along extended depth of focus with binary-phase filter for the Gaussian beam // *J. Opt. Soc. Am. A*, 2008. V.25. № 8. P.2095-2101.
3. Richards B., Wolf E. Electromagnetic diffraction in optical systems. II. Structure of the image field in an aplanatic systems // *Proc. Roy. Soc. A*, 1959. V.253. P.358-379.
4. Kozawa Y., Sato S. Sharper focal spot formed by higher-order radially polarized laser beams // *J. Opt. Soc. Am. A*, 2007. V.24. P. 1793-1798.
5. Davidson N., Bokor N. High-numerical-aperture focusing of radially polarized doughnut beams with a parabolic mirror and a flat diffractive lens // *Opt. Lett.*, 2004. V.29. № 12. P.1318-1320.
6. Kotlyar V.V., Stafeev S.S. Modeling the sharp focus of a radially polarized laser mode using a conical and a binary microaxicon // *J. Opt. Soc. Am. B*, 2010. V.27. P.1991-1997.
7. Prather D.W., Shi S. Formulation and application of the finite-difference time-domain method for the analysis of axially symmetric diffractive optical elements // *J. Opt. Soc. Am. A*, 1999. V.16. № 5. P.1131-1142.
8. Yee K.S. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media// *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, 1966. V. AP-14. P.302-307.
9. Berenger J.P. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves // *Computational Physics*, 1994. V.114. P.185-200.
10. Zhan Q. Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications // *Adv. Opt. Photon.*, 2009. V.1. P.1-57

ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ МОДЫ ГРАДИЕНТНОЙ ПЛАНАРНОЙ ГИПЕРБОЛИЧЕСКОЙ СЕКАНСНОЙ ЛИНЗЫ

Я.Р. Триандафилов

*Самарский государственный аэрокосмический университет
hiquest2005@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

В работе разработан метод по замене цилиндрической градиентной линзы Микаэляна на фотонно-кристаллический аналог. При помощи FDTD-метода численного решения уравнений Максвелла на языке с++ промоделирована дифракция света на такой линзе, а также промоделирована работа этой линзы при сопряжении двух планарных волноводов. Представлены результаты эксперимента по пропусканию света данной линзой. Получены аналитические выражения для ТЕ- и ТМ- мод планарного гиперболического секансного (ГС) волновода, которые являются частным случаем более общих мод, распространяющихся в волноводах Эпштейна. Получено выражение для периода Тальбота (или фокусного расстояния) для ТЕ-мод в планарном ГС-волноводе, и показано, что для ТМ-мод не возникает периодичность и нет фокусировки в ГС-волноводе.

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы активно исследуются различные устройства микро- и нано- фотоники для сопряжения двух волноводов различных типов. Например, обычное одномодовое волокно с проволочным или планарным волноводом, или планарный волновод с фотонно-кристаллическим (ФК) волноводом. Фотонные кристаллы – это структуры, с периодически меняющимся показателем преломления в масштабах, меньших длины волны [1]. Одним из фундаментальных свойств этих материалов является то, что они не пропускают свет в определенном диапазоне длин волн. Эта спектральная область называется “фотонной запрещенной зоной”. В настоящее время наибольший интерес представляют фотонные кристаллы, запрещенная зона которых лежит в видимом или ближнем инфракрасном диапазонах [2-5]. Фотонная линза – это фотонный кристалл, радиус дырочек в котором меняется по определенному закону, обеспечивающему фокусировку света.

В работе рассмотрен следующий тип ФК-линзы. Решетка отверстий такой 2D ФК-линзы имеет постоянный период, но размер отверстий изменяется в соответствии с некоторой функцией. Известна градиентная линза Микаэляна [6], которая все лучи, параллельные оптической оси и падающие перпендикулярно на ее плоскую поверхность, собирает в точку на оптической оси на противоположенной плоской поверхности. Такая осесимметричная градиентная линза имеет зависимость показателя преломления от радиальной координаты (расстояние от оптической оси) в виде:

$$n(x) = \frac{n_0}{ch\left(\frac{\pi|x|}{2L}\right)}, \quad (1)$$

где n_0 – показатель преломления на оптической оси, L – толщина линзы вдоль оптической оси.

При моделировании в работе использовался метод FDTD[7-9], позволяющий численно решать систему уравнений Максвелла и зарекомендовавший себя как прекрасный инструмент при решении задач дифракции на микро- и нано- объектах.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ФК-ЛИНЗЫ

Двумерная фотонно-кристаллическая линза (ФК-линза) состоит из фотонного кристалла, радиус дырочек в котором меняется по определенному закону. Подобно обычной линзе фотонно-кристаллическая линза позволяет сфокусировать параллельный световой пучок в точку.

Фотонно-кристаллическая линзы Микаэляна, которая моделируется в работе, состояла из матрицы отверстий 12x17 в кремнии (эффективный показатель преломления для ТЕ-волны $n = 2.83$), постоянная решетки отверстий – 250 нм, минимальный диаметр отверстий на оптической оси – 186 нм, максимальный диаметр отверстий на краю линзы – 250 нм. Толщина линзы вдоль оптической оси – 3 мкм, ширина линзы (апертура) – 5 мкм. Длина волны $\lambda = 1.55$ мкм.

Моделирование проводилось с помощью разностного метода решения уравнений Максвелла FDTD, реализованного на языке программирования C++. На рис.1 показана 2D ФК-линза в кремнии, описанная выше, а на рис.2 двумерная полутонковая картина дифракции (усредненная во времени) плоской волны ТЕ-поляризации с амплитудой E_x (ось x перпендику-

лярна плоскости рисунка 1). На рис.3 и рис.4 показаны распределения интенсивности $|E_x(y,z)|^2$ вдоль оптической оси z и вдоль поперечной к оптической оси линии y , на которой находится фокус. Из рис. 3, 4 видно, что размер фокусного пятна по полу спаду интенсивности равен $\text{FWHM}=0.36\lambda$, а продольный размер фокуса равен $\text{FWHM}=0.52\lambda$. Значение интенсивности в фокусе составляет 6.3 (отн. ед.).

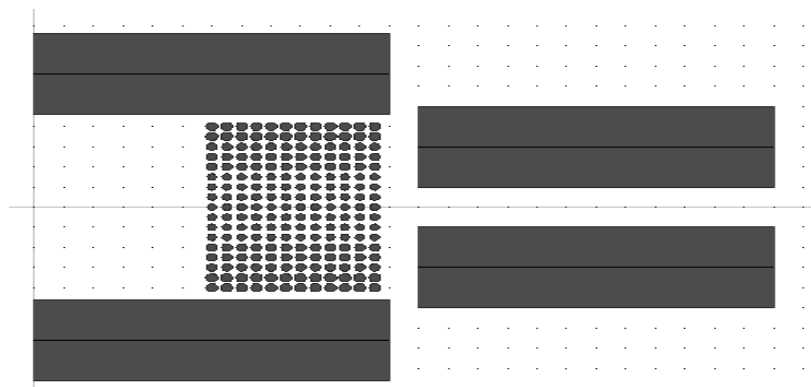


Рис. 1. Изображение ФК-линзы вместе с волноводами

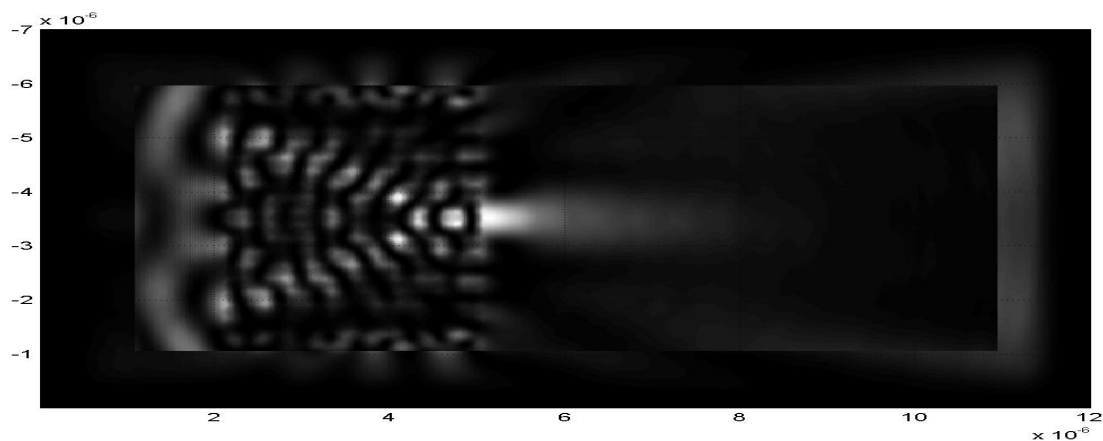


Рис. 2. 2D- распределение интенсивности $|E_x|^2$.

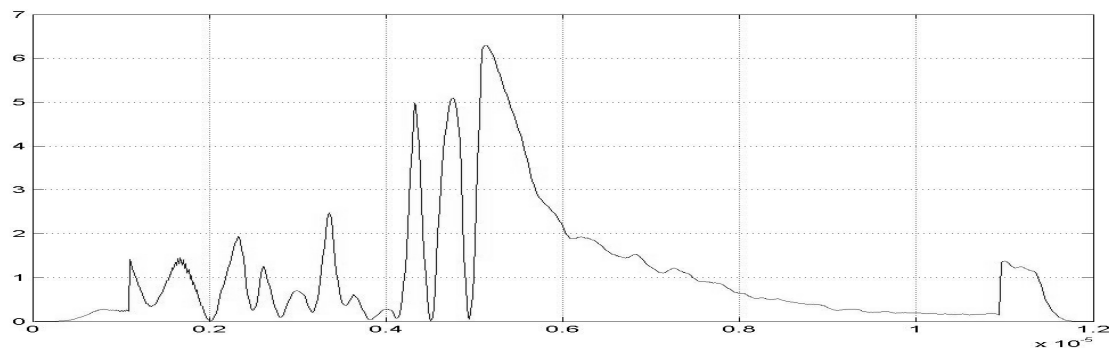


Рис. 3. Распределение интенсивности $|E_x|^2$ вдоль оси z

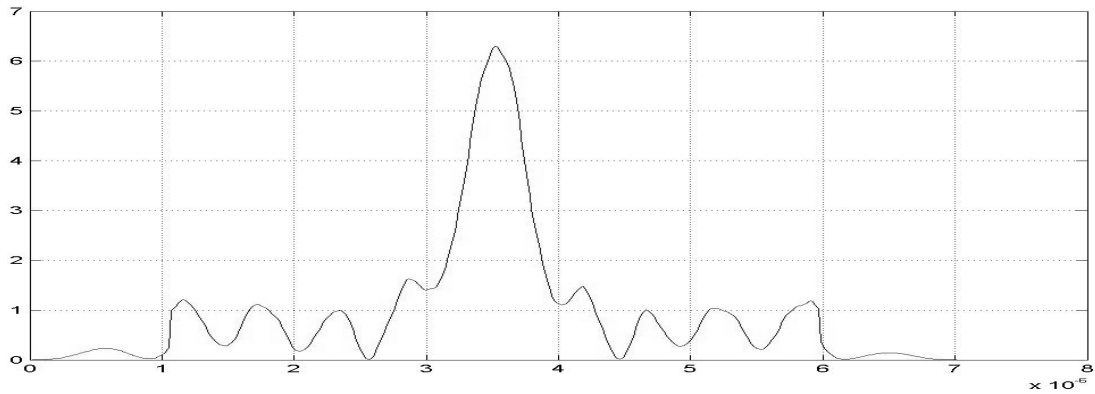


Рис. 4. 2D- распределение интенсивности $|E_x|^2$ в фокусе

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ФК-ЛИНЗЫ С ВОЛНОВОДАМИ

Теперь рассмотрим моделирование данной линзы в качестве связующего элемента двух планарных волноводов.

На рис.5 показана та же 2D ФК-линза в кремнии, установленная внутри волновода для фокусировки света из широкого волновода в узкий. На рис.6 двумерная полутоновая картина дифракции (усредненная во времени) плоской волны ТЕ-поляризации с амплитудой E_x (ось x перпендикулярна плоскости рисунка 1). На рис.7 и рис.8 показаны распределения интенсивности $|E_x(y,z)|^2$ вдоль оптической оси z и вдоль поперечной к оптической оси линии y , на которой находится фокус. Из рис. 7,8 видно, что размер фокусного пятна по полу спаду интенсивности равен $\text{FWHM}=0.14\lambda$. Значение интенсивности в фокусе составляет 2.8 (отн. ед.).

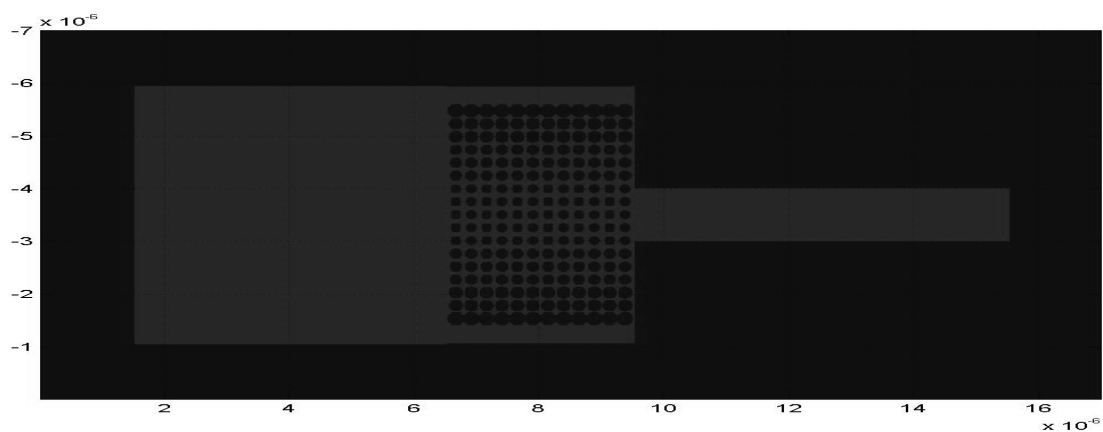


Рис. 5. Изображение ФК-линзы Микаэляна внутри волновода

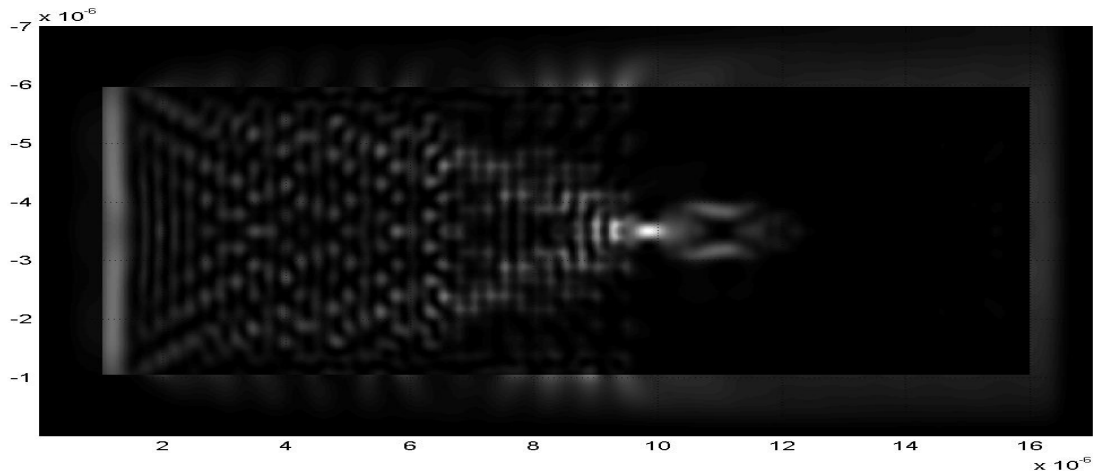


Рис. 6. 2D-распределение интенсивности $|E_x|^2$

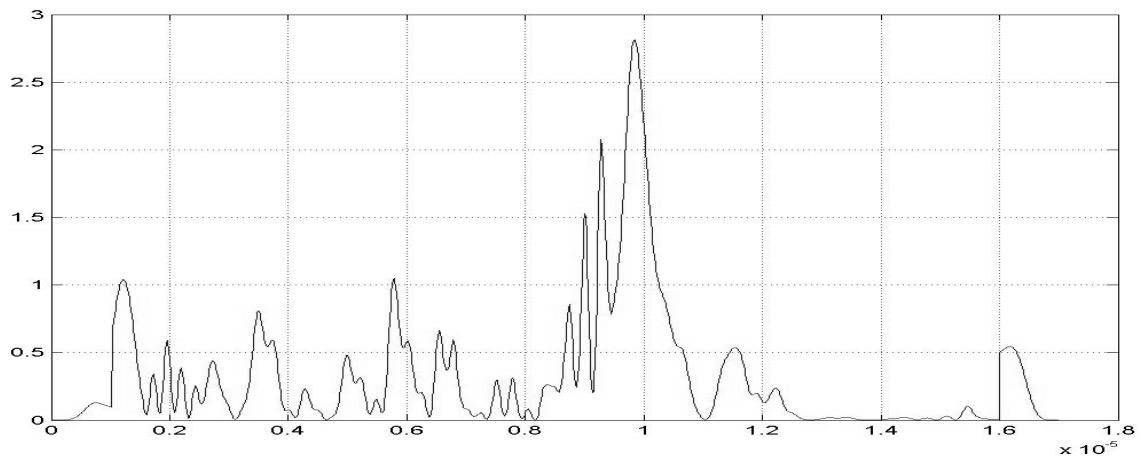


Рис. 7. Распределение интенсивности $|E_x|^2$ вдоль оси z

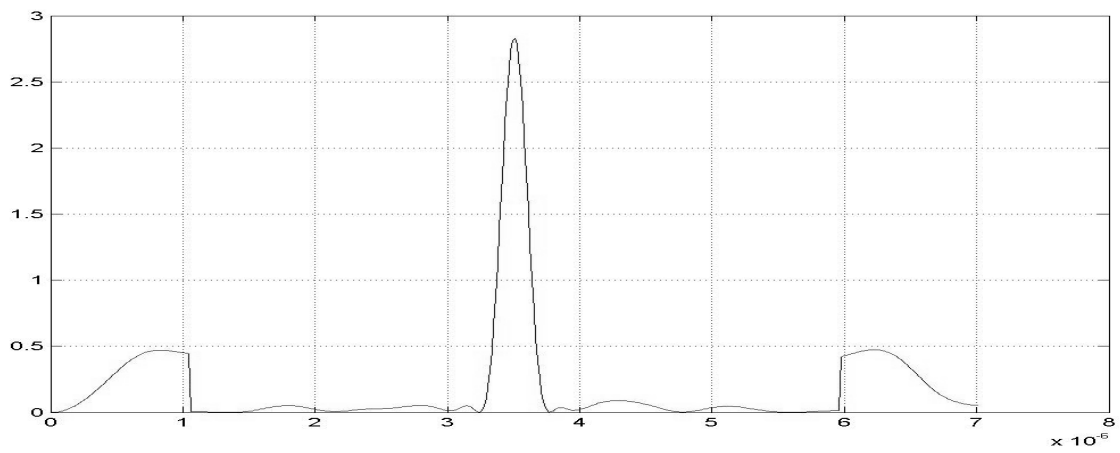


Рис. 8. 2D-распределение интенсивности $|E_x|^2$ в фокусе

4. ТЕ-МОДЫ ПЛАНАРНОГО ГС-ВОЛНОВОДА

Рассмотрим планарный ГС-волновод с зависимостью показателя преломления вида

$$n(x) = \frac{n_0}{ch\left(\frac{\pi|x|}{2L}\right)}, \quad (2)$$

где n – показатель преломления на оси z при $x=0$, x – поперечная координата волновода, a – полуширина волновода по спаду показателя преломления в 1,54 раза. Решение уравнения Максвелла для монохроматического света для ТЕ-поляризации сводится к решению уравнения Гельмгольца для проекции электрического вектора E_y на ось y , которая перпендикулярна плоскости волновода (x, z).

Было показано, что интенсивность нормированной основной моды

$$I_0(x) = \left[\frac{2^{1-2\beta_0} \Gamma(2\beta_0)}{\Gamma^2(2\beta_0)} \right]^{1/2}. \quad (3)$$

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе получены следующие результаты.

1. В работе разработан метод по замене цилиндрической градиентной линзы Микаэляна на фотонно-кристаллический ее аналог. Полученна формула, благодаря которой можно делать такую замену.

2. При помощи FDTD-метода численного решения уравнений Максвелла на языке с++ промоделирована дифракция света на такой линзе. Размер фокусного пятна по полу-спаду интенсивности равен $FWHM=0.36\lambda$, а продольный размер фокуса равен $FWHM=0.52\lambda$. Значение интенсивности в фокусе составляет 6.3 (отн. ед.). Также промоделирована работа этой линзы при сопряжении двух планарных волноводов. Размер фокусного пятна по полу спаду интенсивности равен $FWHM=0.14\lambda$. Значение интенсивности в фокусе составляет 2.8 (отн. ед.).

3. Получены аналитические выражения для ТЕ- и ТМ- мод планарного гиперболического секансного (ГС) волновода.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Yablonovitch E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics // *Phys. Rev.*, 1987. V. 58. P. 2059-2062.
2. Hugonin J.P., Lalanne P., White T.P., Krauss T.F. Coupling into slow-mode photonic crystal waveguides // *Opt. Lett.*, 2007. V. 32. P.2639-2640.
3. Kwan K.C., Tao X.M., Peng G.D. Transition of lasing modes in disordered active photonic crystals // *Opt. Lett.*, 2007. V. 32. P.2720-2722.
4. Zabelin V., Dunbar L.A., Thomas N.L., Houdre R., Kotlyar M.V., O'Faolain L., Krauss T.F. Self-collimating photonic crystal polarization beam splitter // *Opt. Lett.*, 2007. V. 32. P.530-532.
5. Li Y., Jin J. Fast full-wave analysis of large-scale three-dimensional photonic crystal device // *J. Opt. Soc. Am. B.*, 2007. V. 24. P.2406-2415.
6. Микаэлян А.Л. Применение свойств среды для фокусирования волн // *Доклады академии наук СССР*, 1951. Вып. 81. С. 569 – 571.
7. Yee K.S. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media // *IEEE Trans. Antennas and Propagation*. 1966. AP-14. P.302-307.
8. Moore G. Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the time-domain electromagnetic field equations // *IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility*, 1981. V. 23. P. 377-382.
9. Berenger J.P. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves // *Computational Physics*, 1994. V. 114. P. 185-200.

ПОВРЕЖДЕНИЕ ТВЕРДЫХ ТКАНЕЙ ЗУБА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ РАЗЛИЧНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

Е.Н. Бурлуцкая, В.Н. Храмов, Т.С. Чебакова

*Волгоградский государственный университет
(400062, Волгоград, пр-т Университетский, 100)
t4ebakova@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

Представлены результаты *in vitro* исследования удаления твердых тканей зуба человека лазерным и лазерно-плазменным методом в импульсно-периодическом режиме (до 10 Гц). Проведено сравнение результатов термического повреждения пульпы зуба при воздействии лазерных импульсов разной длительности. Продемонстрирована эффективность разработанной лазерно-плазменной технологии по сравнению с традиционными и лазерными методами.

1. ВВЕДЕНИЕ

Первые попытки исследования возможности применения высокоинтенсивных твердотельных лазеров при лечении различных заболеваний были предприняты различными исследователями, как физиками, так и медиками, практически сразу после изобретения первого лазера. Многочисленные исследования привели к появлению лазерных аппаратов, которые широко применяются для обработки мягких тканей зуба. В 90-х годах XX века излучение лазера стали применять для хирургии твердых тканей зубов. Наибольший интерес вызвали лазеры, работающие в трехмикронном диапазоне длин волн (YAG:Er; Cr лазеры). Это связано с тем, что такие лазеры генерируют свет в диапазоне, максимально приближенном к спектру поглощения твердых тканей зуба [1]. Однако, при этом неизбежно термическое воздействие, что сопровождается перегревом тканей зубов и последующими необратимыми изменениями их структуры [2].

Актуальной задачей является создание высокоэффективного и дешевого лазера для хирургии твердых тканей. В связи с разработкой компактных и стабильных высокоэнергетических лазеров субнаносекундного диапазона [3,4] появляется возможность применить для обработки твердых тканей зубов не собственно лазерное излучение, а высокотемпературную

лазерную плазму. Имеется в виду использование для облучения оперативной зоны субнаносекундных импульсов с энергиями порядка 1 Дж, что достаточно просто достигается в методе их формирования, названном методом кратковременной резонансной модуляции потерь (КРМП). При данном лазерно-плазменном воздействии резко уменьшается теплопередача от обладающей сравнительно низкой теплоемкостью и коэффициентом теплопередачи плазмы к мишени и достигается хорошая антисептика при операциях [5-7].

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты по лазерной и лазерно-плазменной обработке твердых тканей зуба проводились с использованием разработанного нами ранее на базе технологической лазерной установки «КВАНТ-15» импульсно-периодического лазера на YAP:Nd^{3+} [3-4]. Модернизация базового лазера включала использование электрооптического управления потерями резонатора и позволила получать импульсы излучения в трех режимах генерации: в режиме свободной генерации (микросекундные импульсы), в режиме гигантского импульса (наносекундные импульсы) и в режиме кратковременной резонансной модуляции потерь (КРМП) (субнаносекундные импульсы). Суть принципа КРМП заключается в том, что с помощью специально разработанного высококонтрастного электрооптического модулятора на основе кристалла DKDP в импульсном лазере после ступенчатого включения добротности осуществляется высококонтрастная (около 100%) кратковременная резонансная с межмодовым периодом модуляция потерь. В отличие от обычного режима синхронизации мод, модуляция осуществляется в течение нескольких десятков периодов обхода волной резонатора. Далее модуляция отключается, излучение свободно развивается, и генерируются достаточно короткие цуги УКИ с длительностями одиночных УКИ 0.05–1 нс с энергиями порядка одного джоуля. Тем самым, КРМП-лазер представляет собой достаточно надежный и компактный источник высокоэнергетических лазерных УКИ. Характерные осциллограммы лазерных импульсов при различных режимах генерации приведены на рис.1. Энергия лазерных импульсов во всех режимах генерации в данном эксперименте составляла ~0,5 Дж.

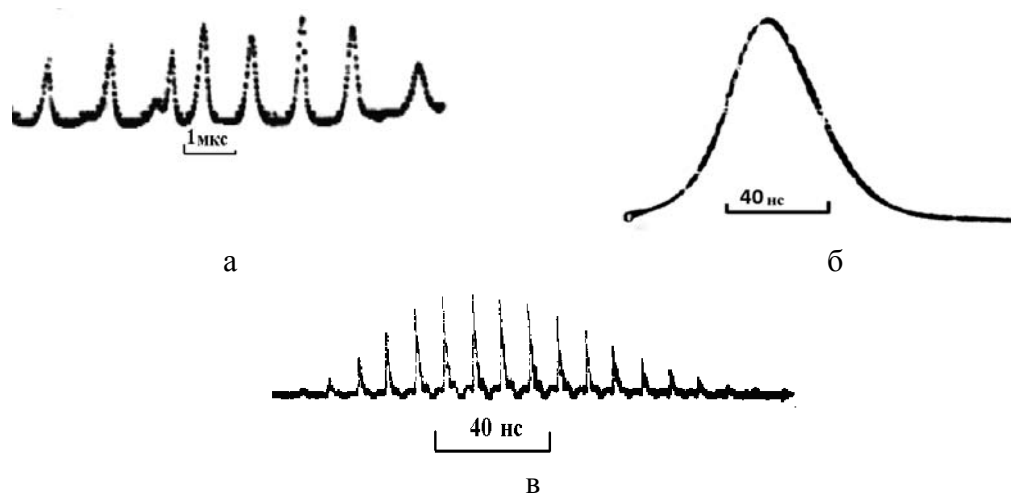


Рис. 1. Характерные осциллограммы, иллюстрирующие форму и временную структуру импульсов $YAP:Nd^{3+}$ -лазера: а) – режим свободной генерации, б) – режим гигантского импульса, в) – режим кратковременной резонансной модуляции потерь

Блок-схема экспериментальной установки приведена на рис.2. Точная фокусировка на поверхность зуба осуществлялась с помощью микрометрического устройства и собирающей линзы с фокусным расстоянием 3 см. Энергия излучения фиксировалась при помощи измерителя энергии ИМО-2Н. Временных характеристик излучения регистрировались с помощью коаксиального фотоэлемента ФК-15 и скоростного осциллографа С7-19.

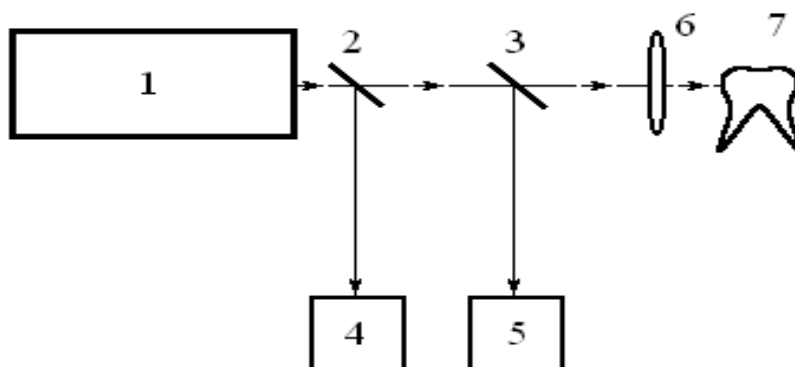


Рис.2. Блок-схема экспериментальной установки для исследования лазерно-плазменного воздействия на твердые ткани зуба.

1 – модернизированный лазер «Квант-15», работающий в режимах СГ, ГИ и КРМП; 2,3 – отводящие стеклянные пластины; 4 – измеритель энергии излучения ИМО-2Н; 5 – коаксиальный фотоэлемент ФК-15; 6 – фокусирующая линза с фокусным расстоянием $f = 3$ см; 7 – зуб

Для исследования брались свежеекстрагированные зубы людей среднего возраста. Перед проведением эксперимента зубы предварительно очищались. При проведении эксперимента на дентине исходные зубы стачивались до чистого дентина. Всего в эксперименте участвовало 15 зубов человека (по 5 для каждого типа лазерных импульсов). Проводилась серия выстрелов с частотами 1 Гц, 5 Гц и 10 Гц. Для каждой частоты на поверхности зуба формировалось по 5 кратеров. Обработка проводилась при комнатной температуре, в бесконтактном режиме, при отсутствии внешнего водяного охлаждения.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

На первом этапе проведения экспериментов по обработке тканей зуба лазерным излучением был выполнен численный расчет их возможного перегрева. Построены теоретические зависимости изменения температуры пульпы зуба при постоянном времени облучения и изменения температуры твердых тканей зуба от времени воздействия для различной глубины внутри зуба. Длительность импульсов 900 и 40 нс. Значение энергии взято на уровне 0,6 Дж. Диаметр пучка 0,2 мм. Затем было произведено измерение нагрева твердых тканей под воздействием лазерного излучения в режимах СГ, ГИ и КРМП. Сравнивая результаты, полученные экспериментально и рассчитанные теоретически получили следующие результаты:

1. В случае воздействия на эмаль в режиме СГ происходит достаточно быстрый нагрев тканей (2°C за 10 с при энергии излучения 0,6 Дж).

2. При воздействии на дентин и эмаль в режиме ГИ и КРМП нагрева тканей не происходит, или он незначителен ($0,1-0,2^{\circ}\text{C}$) [7].

Типичные микрофотографии кратеров, образующихся на поверхности твердых тканей зуба под воздействием лазерного излучения с различной плотностью мощности, представлены на рис. 3-4.

Анализ микрофотографий показал, что воздействие микросекундными импульсами Nd-лазера вызывает термические повреждения внутри и вокруг кратера и большее механическое повреждение. Края кратеров неровные и обуглены, видны следы плавления и сильное растрескивание близлежащих тканей. В то время как, при воздействии более короткими импульсами с большей плотностью мощности вокруг кратера не наблюдается термических повреждений и механические повреждения менее существенны. Края кратеров более ровные, без видимых следов оплавления и обугливания.

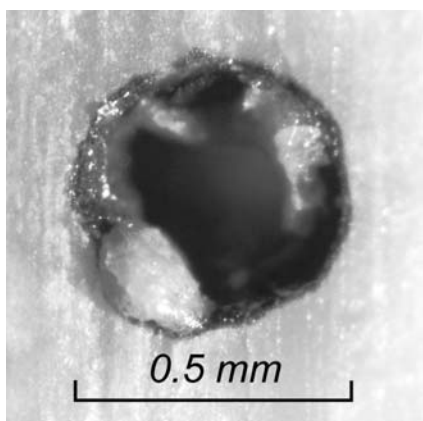


Рис.3. Микрофотография кратера на поверхности зуба под действием микросекундных импульсов (в режиме свободной генерации)

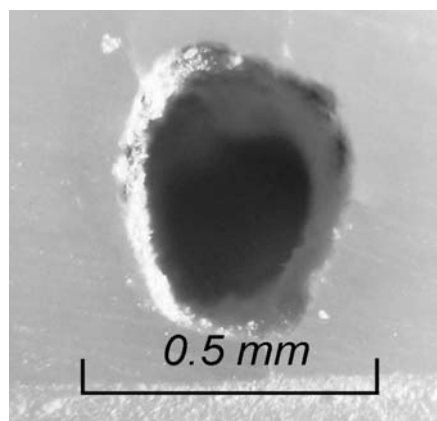


Рис.4. Микрофотография кратера на поверхности зуба под действием субнаносекундных импульсов (в режиме КРМП)

На рис.5 представлена зависимость изменения глубины кратера за один выстрел от частоты следования в импульсно-периодическом режиме для эмали и для дентина в режиме генерации гигантского импульса (длительность импульса 40 нс). На рис.6 представлена аналогичная зависимость изменения глубины кратера за один выстрел от частоты следования в импульсно-периодическом режиме для эмали и для дентина в режиме генерации КРМП (длительность отдельных ультракоротких импульсов – менее 1 нс).

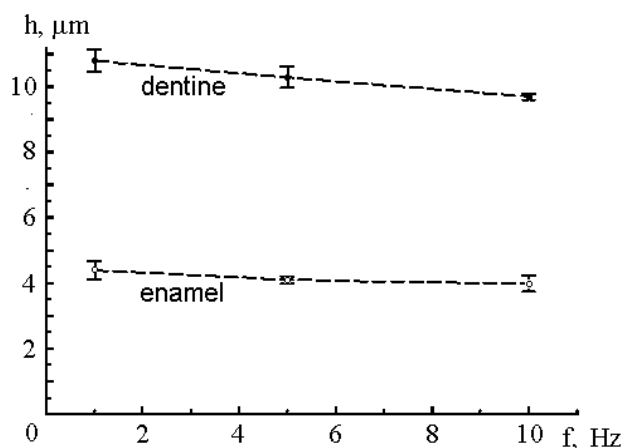


Рис. 5. Зависимость изменения глубины кратера за один выстрел на эмали и дентине от частоты следования импульсов в режиме генерации ГИ.

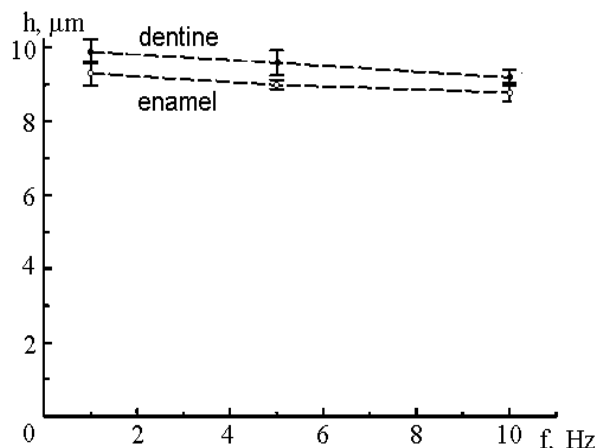


Рис. 6. Зависимость изменения глубины кратера за один выстрел на эмали и дентине от частоты следования импульсов в режиме КРМП.

Необходимо отметить, что небольшое уменьшение глубины кратеров на рис. 5 и 6 при повышении частоты импульсно-периодического режима,

скорее всего, связано с тем, что выбрасываемые при абляции поверхности мелкодисперсные частицы материала зуба частично экранируют лазерное излучение последующих импульсов, не успевая за промежуток времени между импульсами полностью покинуть оперативную зону.

Сравнивая количественные характеристики рис.5 и 6, можно заключить, что для удаления дентина более подходящим по производительности является режим гигантского импульса, а для удаления эмали – режим ультракоротких импульсов.

Исходя из полученных нами экспериментальных результатов для лазерно-плазменного воздействия с использованием Nd-лазера и результатов, полученных другими авторами для лазерного воздействия излучением Er-лазера [8], а также данных стоматологических высокоскоростных боров, поведен сравнительный анализ скорости препарирования тканей зуба. Результаты представлены в таблице 1.

Таблица 1.

Скорости препарирования твердых тканей зуба

	КРМП - лазер	Эрбиевый лазер	Высокоскоростной бор
Энергия генерации, мДж	550	550	—
Длительность импульса	2 нс	100 мкс	—
Длина волны излучения, мкм	1,06	2,94	—
Режимы	10 Гц	10 Гц	300000 об/мин
Скорость препарирования эмали, мм ³ /с	0,02	0,06	0,6
Скорость препарирования дентина, мм ³ /с	0,03	0,09	0,5

Можно предположить, что для достижения аналогичных результатов, получаемых эрбиевым лазером, необходима частота следования импульсов для препарирования твердых тканей зуба ~30 Гц.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эксперименты по взаимодействию лазерного и лазерно-плазменного излучения с твердыми тканями зуба показали ряд физических закономерностей при препарировании таким методом эмали и дентина в стоматологических операциях. Получено, что при воздействии на твердые ткани зуба ла-

зерного излучения в режиме СГ при отсутствии внешнего охлаждения может достигнуть критического значения. При воздействии лазерно-плазменного излучения перегрев незначителен и внешнего охлаждения не требуется.

Импульсно-периодический режим имеет более существенную практическую значимость и позволил выявить особенности лазерно-плазменной обработки эмали и дентина. Обнаружено, что для обработки дентина более подходящим по производительности является режим гигантского импульса, а для обработки эмали – режим ультракоротких импульсов.

Проведено сравнение эффективности удаления твердых тканей зуба лазерно-плазменным методом с эффективностью удаления при помощи эрбиевого лазера, обычного и высокооборотистого стоматологического бора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Беликов А.В., Карасев В.Б., Назаров В.В. и др. Исследование особенностей взаимодействия оптического излучения с элементами лазерных систем и биологическими объектами // Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО, 2005. № 21. С. 68 – 69.

2. Dostalova T., Jelikova H., Nemes M., Sulk J., Myiagi M. Er:YAG laser ablation: 5-11 years prospective study // Proc. SPIE, 2005. V.5687. P. 63-68.

3. Анিকেев Б.В., Хижняк А.И. Импульсный лазер с кратковременной периодической модуляцией потерь // Квантовая электроника, 1985. № 38. С.3.

4. Анিকেев Б.В., Храмов В.Н., Левин К.А. Неодимовые лазеры с кратковременной периодической модуляцией потерь // Квантовая электроника, 1996. Т. 23. № 1. С. 59.

5. Анিকেев Б.В., Храмов В.Н., Подольский В.Л. О возможности лазерно-плазменной технологии в стоматологических операциях // Известия Академии Наук. Серия Физическая, 1999. Т.63. №.6. С. 1155-1158.

6. Khramov V.N. The laser-plasma action on hard tooth tissues // Proceedings of SPIE, 2006. V. 6251. P. 1B-1–1B8.

7. Храмов В.Н., Чебакова Т.С., Линченко И.В. Поверхностное повреждение твердых тканей зуба при лазерном и лазерно-плазменном воздействиях // Вестник СПбО АИН, 2008. № 4. С. 346–358.

8. Беликов А.В., Жолобова Е.П., Скрипник А.В., Струнина Т.В. Исследование эффективности разрушения эмали зуба человека одномодовым излучением YAG:Er лазера // Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО, 2009. № 60. С. 51-58.

ДИАГНОСТИКА ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В МЯГКОМ РЕНТГЕНОВСКОМ ДИАПАЗОНЕ С ВЫСОКИМ ПРОСТРАНСТВЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ

М.Л. Чернодуб, М.В. Осипов, А.Н. Стародуб, А.А. Фроня, О.Ф. Якушев

*Учреждение Российской академии наук
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
mchernodub@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

Работа посвящена разработке и созданию диагностического канала на основе объектива Шварцшильда, позволяющего регистрировать изображение лазерной плазмы в спектральном диапазоне 180 – 200 Å с высоким пространственным разрешением. Диагностический канал использовался в экспериментах по взаимодействию наносекундного импульса лазерного излучения интенсивностью $10^{13} - 10^{14}$ Вт/см² с материалами различной плотности и структуры, в результате которых были получены изображения лазерной плазмы в собственном рентгеновском излучении в диапазоне 180 – 200 Å с пространственным разрешением ~ 2.5 мкм.

1. ВВЕДЕНИЕ

Проблеме взаимодействия мощного лазерного излучения с веществом посвящено множество научных публикаций, что обусловлено уникальными характеристиками наносекундной лазерной плазмы и перспективами использования таких плазменных источников в фундаментальных научных исследованиях и для решения различных прикладных задач, таких как рентгеновская литография и микроскопия, материаловедение и медицина [1, 2, 3]. Именно поэтому развитие методик, позволяющих изучать распределение светимости плазмы с высоким пространственным разрешением в различных спектральных диапазонах, представляет актуальную задачу.

При облучении мишеней различной плотности мощным лазерным излучением с плотностью потока до 10^{14} Вт/см² температура образуемой при этом плазмы может достигать тысячи эВ, при этом максимум излучательной способности приходится на рентгеновскую область спектра. При взаимодействии излучения с веществом рентгеновское излучение является источником очень важной информации о процессах, протекающих в плаз-

ме. Изучение распределения интенсивности этого излучения позволяет судить об эффективности поглощения лазерной энергии, о размерах излучающей области и о характере её распределения в пространстве, а также о развитии различных нелинейных процессов в плазме.

2. МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ, ОБЪЕКТИВ ШВАРЦШИЛЬДА

Одним из перспективных методов диагностики лазерной плазмы является регистрация потоков квантов в мягком рентгеновском диапазоне с пространственным и энергетическим разрешением. Экспериментальная техника и методы, используемые в этом диапазоне длин волн, определяются следующими свойствами мягкого рентгеновского излучения:

1. Глубина его проникновения во все материалы составляет единицы и доли микрометра;
2. Отражательная способность всех материалов в указанной области спектра крайне низка – от тысячных долей до нескольких процентов;
3. Излучение поглощается в воздухе, поэтому исследования должны проводиться в вакууме.

Для построения рентгеновских изображений плазмы используют, главным образом, традиционную микроскопию, в основе которой лежит использование различных отражающих элементов рентгенооптики. Это зеркала скользящего падения в виде полированных поверхностей различных материалов и многослойных интерференционных структур (МИС), а также отражатели на основе кристаллов и МИС, работающие при углах падения излучения, близких к нормальным. МИС представляют собой чередующиеся слои двух веществ с различными диэлектрическими проницаемостями и обладают значительными коэффициентами отражения. Наиболее характерными особенностями многослойной рентгеновской оптики являются возможность малых углов падения излучения на поверхность зеркала вплоть до нормального и высокая спектральная селективность, обусловленная интерференционным характером отражения [5].

Для достижения высокого разрешения при большом поле зрения используется оптическая система, которая носит название объектив Шварцшильда. Он представляет собой систему, состоящую из двух сферических зеркал с совпадающим центром кривизны. Объектив Шварцшильда сочетает в себе такие качества как субмикронное пространственное разреше-

ние, большое поле зрения и возможность исследовать структуру объектов в мягком рентгеновском диапазоне [4].

В работе [3] объектив Шварцшильда использовался для получения увеличенных изображений микрообъектов, освещаемых излучением лазерной плазмы. При этом рентгеновское излучение заводилось в объектив с помощью конденсора. В наших экспериментах производится регистрация изображений лазерной плазмы, т.е. излучение без каких-либо дополнительных зеркал непосредственно попадает в объектив Шварцшильда и затем регистрируется CCD камерой.

3. ДИАГНОСТИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС

В лаборатории воздействия лазерного излучения ОКРФ ФИАН на лазерной установке «Канал-2», позволяющей проводить исследования по взаимодействию низкокогерентного лазерного излучения с веществом, разработан и создан диагностический канал на основе объектива Шварцшильда, который состоит из трёх основных элементов:

1. Объектив Шварцшильда, позволяющий строить изображения микрообъектов с предельным разрешением $\sim 0,2$ мкм в рентгеновском спектральном диапазоне $180 - 200 \text{ \AA}$;

2. CCD-камера, регистрирующая изображения созданные объективом Шварцшильда микрообъектов как в видимом, так и в мягком рентгеновском диапазоне;

3. Персональный компьютер с соответствующим программным обеспечением, предназначенный для визуализации полученных изображений и их дальнейшей обработки.

Схема диагностического канала для исследования лазерной плазмы в мягком рентгеновском диапазоне представлена на рисунке 1. Объектив Шварцшильда располагался в плоскости, перпендикулярной направлению распространения лазерного излучения, падающего по нормали к поверхности мишени. При этом расстояния между объектом, расположенным в центре камеры взаимодействия, его изображением и центром кривизны зеркал были рассчитаны таким образом, чтобы увеличенное в 15,5 раз изображение объекта полностью заполняло приёмную матрицу CCD-камеры. Данная схема эксперимента позволяет изучать особенности разлёта лазерной плазмы для мишеней различного состава и формы.

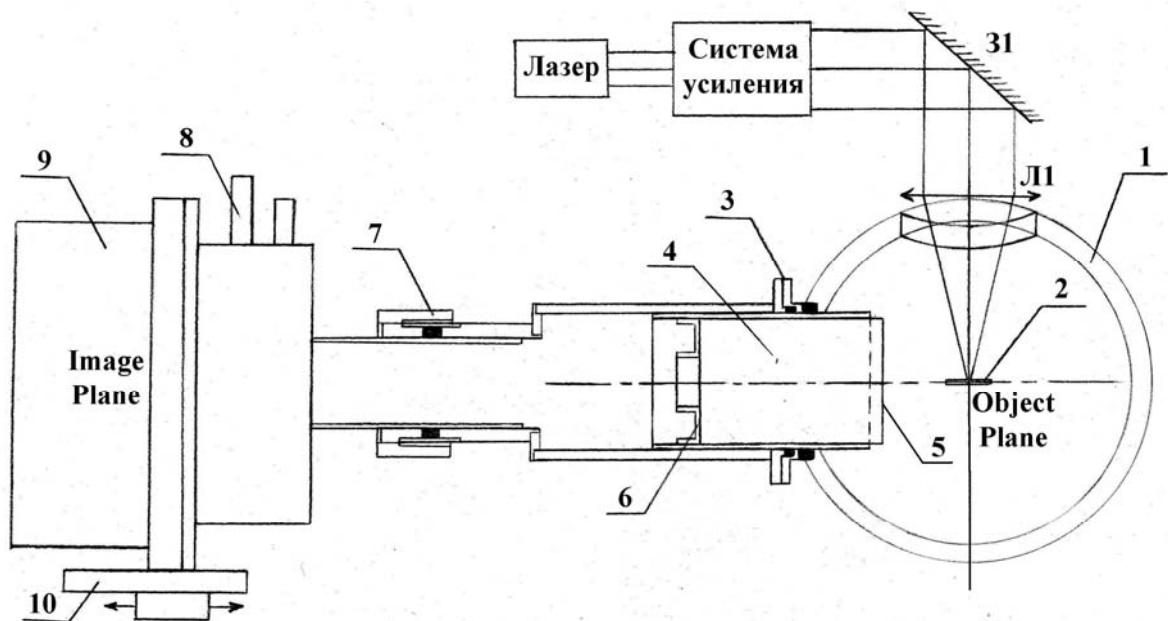


Рис. 1. Диагностический канал для исследования лазерной плазмы в мягком рентгеновском диапазоне: 31 – поворотное зеркало, Л1 – фокусирующая линза, 1 – камера взаимодействия, 2 – мишень, 3, 6, 7 – крепёжные элементы, 4 – объектив Шварцшильда, 5 – алюминиевый фильтр, 8 – азотная ловушка, 9 – ПЗС-матрица, чувствительная к излучению в мягком рентгеновском диапазоне, 10 – юстировочный столик

Основная сложность конструирования диагностического канала заключалась в необходимости обеспечения независимой юстировки, как самого объектива Шварцшильда, так и приёмной части, т.е. CCD-камеры, без нарушения вакуума внутри камеры взаимодействия. Ещё одна проблема, которую пришлось решать при создании канала, это проблема паразитной засветки рассеянным излучением внутри камеры взаимодействия или контраста при регистрации изображения плазмы. Для того, чтобы выделить рабочую область спектра (180 – 200 Å) использовались алюминиевые фильтры различной толщины. Зависимость коэффициента пропускания алюминия от длины волны излучения для различной толщины представлена на рисунке 2.

Конструкция крепления, с помощью которого фильтры устанавливались на объектив Шварцшильда, была разработана таким образом, чтобы препятствовать попаданию рассеянного излучения на регистрирующий детектор. В дополнение к этому все поверхности, от которых рассеянное излучение могло отразиться и проникнуть в диагностический канал были зачернены для снижения коэффициента отражения. Кроме того, данная кон-

струкция не препятствовала процессу откачки воздуха из диагностического канала.

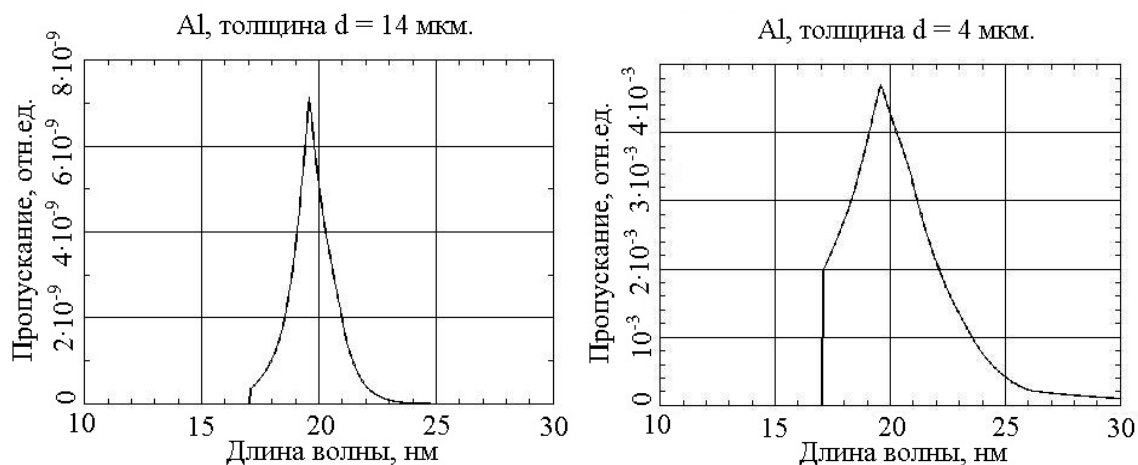


Рис. 2. Коэффициент пропускания алюминиевого фильтра, плотностью $\rho = 2,6989$ г/см³ для различных толщин

4. ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ВЗАИМОДЕЙСТВИЮ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

Был проведён ряд экспериментов по исследованию взаимодействия излучения неодимового лазера с управляемой степенью взаимной когерентности с объектами различной плотности и структуры. В качестве объектов использовались твердотельные мишени из алюминия толщиной 100 мкм, микроструктурированные сетки из триацетата целлюлозы (ТАЦ) с плотностью 4 мг/см³ и толщиной 500 мкм и мишени из нанокластеров олова толщиной 15 мкм. Схемы облучения мишеней представлены на рисунке 3.

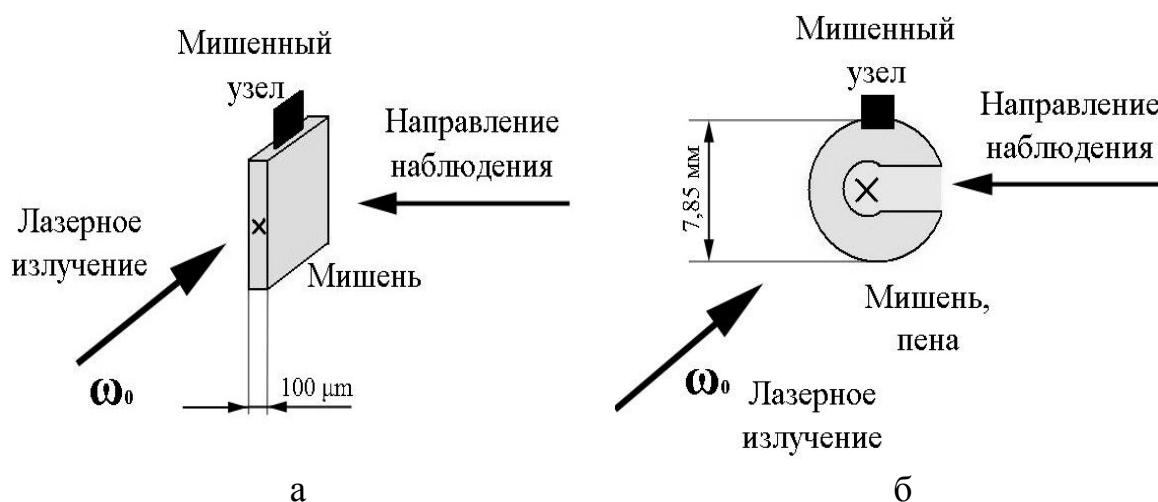


Рис. 3. Схемы облучения: (а) – твердотельная мишень; (б) – пористая мишень и мишень из нанокластеров (б)

Параметры лазерного излучения, приходящего на мишень, следующие: длина волны ~ 1060 нм, длительность импульса 2,5 нс, энергия излучения 10 – 100 Дж, плотность потока мощности $10^{13} - 10^{14}$ Вт/см², расходимость $\sim 1,1 \cdot 10^{-3}$. Для длины волны греющего излучения $\lambda_0 = 1060$ нм величина критической плотности составляет ~ 3 мг/см³. Таким образом, в экспериментах исследовалось взаимодействие излучения с мишенями, имеющими только надкритическую плотность.

При взаимодействии греющего излучения с алюминиевой и ТАЦ мишенями, а также мишенью из нанокластеров олова были получены изображения области лазерной плазмы, излучающей в мягком рентгеновском диапазоне спектра (рис. 4).

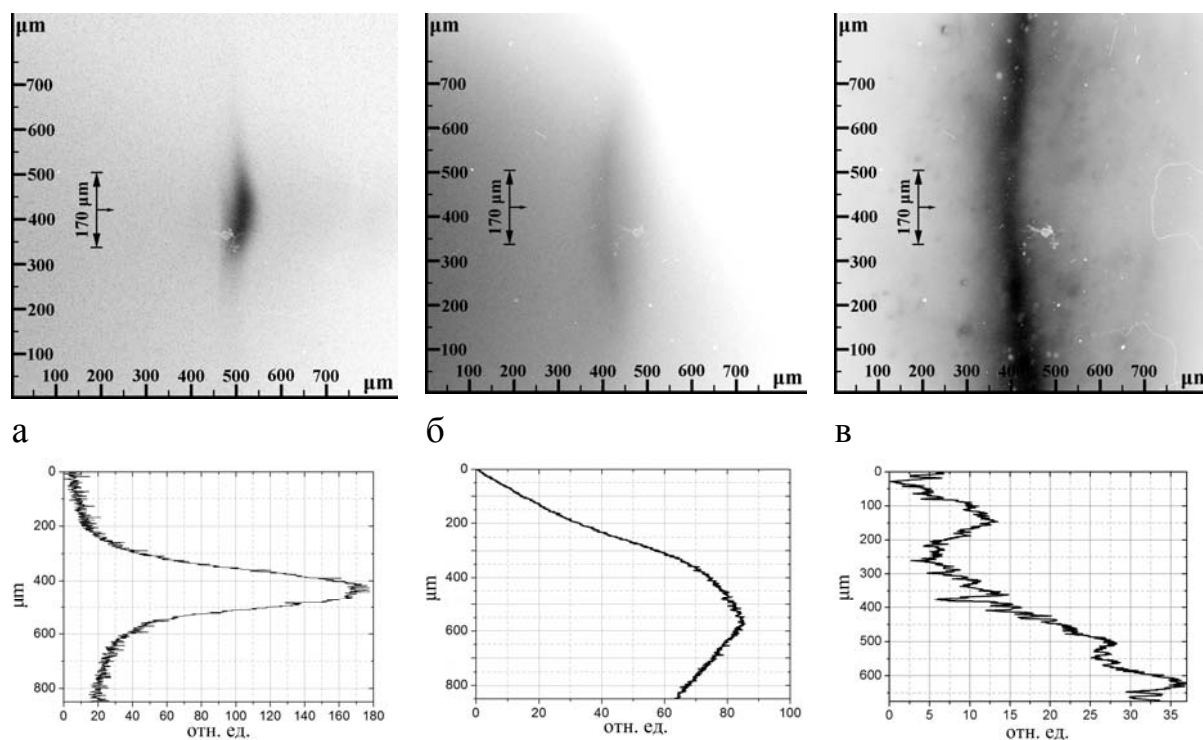


Рис. 4. Изображения лазерной плазмы в МРД и распределение интенсивности излучения в поперечном направлении (по отношению к направлению распространения лазерного излучения), полученные при взаимодействии излучения с длительностью импульса 2,5 нс и энергией 32,8 Дж (а), 37,8 Дж (б), 80,8 Дж (в) с мишенями из алюминия, триацетата целлюлозы и нанокластеров олова соответственно

Эксперименты показали, что интенсивность рентгеновского излучения плазмы твердотельных мишеней и мишеней из нанокластеров значительно превосходит интенсивность рентгеновского излучения плазмы ТАЦ

мишеней, что необходимо учитывать при регистрации. Как видно из рис. 4, для пены характерно более равномерное распределение интенсивности рентгеновского излучения, что свидетельствует о равномерном распределении излучающей поверхности в пространстве разлетающегося факела. В то время как для плазмы твердотельных мишеней характерно наличие области выделяющейся более высокой интенсивностью и имеющей ограниченные пространственные размеры.

В первом случае (рис. 4, а) излучающая область в поперечном направлении по отношению к направлению распространения греющего излучения имеет размеры порядка размера фокального пятна. Напротив, в случае пористой мишени и мишени из нанокластеров олова излучающая область в поперечном направлении имеет размеры, превышающие размер фокального пятна, причем в последнем случае весьма значительно. Это свидетельствует о том, что в поперечном направлении происходит прогрев мишени.

При изучении распределения интенсивности излучения твердотельной мишени в продольном направлении выявлены неоднородности излучающей области, что, по-видимому, связано с флуктуациями и неоднородностями излучающего вещества мишени. В случае мишени из нанокластеров олова неоднородности излучения были выявлены в поперечном направлении. Интенсивность неравномерно возрастает от одного края изображения к другому. При этом область наиболее интенсивного излучения сосредоточена в нижней части полученного изображения. Это можно объяснить неравномерным распределением энергии по сечению пучка лазерного излучения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе представлен метод рентгеновской диагностики наносекундной лазерной плазмы, позволяющий регистрировать изображение лазерной плазмы в спектральном диапазоне $180 - 200 \text{ \AA}$ с пространственным разрешением $\sim 2.5 \text{ мкм}$. Разработанная методика была применена в экспериментах по взаимодействию мощного лазерного излучения с веществом, в которых были зарегистрированы изображения плазмы алюминиевой и ТАЦ мишеней, а также мишени из нанокластеров олова в собственном рентгеновском излучении.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 10-02-00113) и Федеральной целе-

вой программой «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (грант № 2009-1.1-122-052-025).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ:

1. Remington et al. Supernova hydrodynamics experiments on the Nova laser // *Phys. Plasmas*, 1997. V. 4. № 5. P. 1994.
2. Koenig et al. Equation of state data experiments for plastic foams using smoothed laser beams // *Phys. Plasmas*, 1999. V. 6. № 8. P. 3296.
3. Артюков И.А., Асадчиков В.Е., Виноградов А.В., Касьянов Ю.С., Кондратенко В.В., Серов Р.В., Федоренко А.И., Юлин С.А. Зеркальный рентгеновский микроскоп для исследования объектов, освещаемых излучением лазерной плазмы // *Квантовая электроника*, 1995. Т. 22. № 9. С. 951 – 954.
4. Artukov I.A., Krinsky K.M. The design and performance of Schwarzschild objective. М.: препринт №30. ФИАН, 1998.
5. Басов Н.Г., Захаренков Ю.А., Рупасов А.А., Склизков Г.В., Шиканов А.С. Диагностика плотной плазмы / Под ред. Н.Г.Басова. М.: Наука, 1989. С. 176, С. 368.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИМЕНИМОСТИ ТЕХНОЛОГИИ ЛАЗЕРНОЙ СТЕРЕОЛИТОГРАФИИ ДЛЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ТУРБОПРИВОДОВ

Л.С. Шаблий

*Самарский государственный аэрокосмический университет
(443086, Самара, Московское шоссе, 34)
afroaero@hotmail.ru*

АННОТАЦИЯ

В данной работе выполнено исследование возможности применения прототипов, полученных по технологии лазерной стереолитографии, в качестве непосредственных деталей малоразмерных турбоприводов. Было проведено как расчётное исследование с применением метода конечных элементов, так и экспериментальное на специальном стенде. В результате исследования была показана возможность применения таких прототипов в турбоприводах с ограничением их частоты вращения до уровня, при котором эквивалентные напряжения в деталях не превышают 40 МПа.

1. ВВЕДЕНИЕ

Технологии быстрого прототипирования (RP-технологии) существенно ускоряют время создания опытных образцов техники, поскольку позволяют пройти путь от чертежа до готового образца за несколько часов. Примером таких технологий является лазерная стереолитография. Суть лазерной стереолитографии состоит в послойном отверждении жидкой олигомерной композиции лазерным лучом УФ-спектра. Отверждаемый слой скрепляется с предыдущим, и набор многочисленных слоёв формирует тело прототипа. Полученные образцы изотропны, и по физическим свойствам сходны с изделиями, отлитыми из эпоксидной смолы. Они применяются для визуализации (макетирование) и для изготовления по ним литейных форм (как мастер-модель). Однако свойства материала (прочность, легкость), позволяют предположить, что детали, созданные по данной технологии, могут быть применены для непосредственной работы.

Малоразмерные турбоприводы (МТ) широко применяются в авиационной, космической, автомобильной промышленности, а также медицинской технике. Их стоимость велика в том числе по причине технологических

трудностей. Поэтому актуальна задача исследования применимости дешёвых стереолитографических прототипов в качестве деталей МТ.

На сегодняшний день известны МТ, имеющие неметаллические детали из карболита и стеклотекстолита. Описание же использования стереолитографических деталей отсутствует в открытой литературе. Их применение позволит быстро изменять конструкцию турбопривода при газодинамических исследованиях, уменьшит массу и стоимость изготовления, что снизит общую стоимость и время создания МТ.

2. ИССЛЕДОВАНИЕ СТЕРЕОЛИТОГРАФИЧЕСКОГО РАБОЧЕГО КОЛЕСА МАЛОРАЗМЕРНОГО ТУРБОПРИВОДА

2.1. Расчётное исследование

Объектом исследования было выбрано закрытое рабочее колесо (РК) лабораторного центробежного малоразмерного турбопривода (ЦСМТП). ЦСМТП с закрытым РК обеспечивают КПД на 4...8% больший, чем ЦСМТП с полуоткрытым РК. А по соображениям прочности это самая нагруженная конструкция, поэтому наиболее подходящая для исследования. Исследование проводилось двумя методами: расчётным по методу конечных элементов (FEM), и экспериментальным, на специальном стенде.

Для проведения расчётных FEM-исследований использовался комплекс Ansys Workbench 11-й версии. CAD-модель РК была создана в программе Gambit и затем импортирована в Design Modeler через универсальный формат Parasolid. Во вкладке Simulation на её основе была создана конечно-элементная модель РК (рис. 1, а).

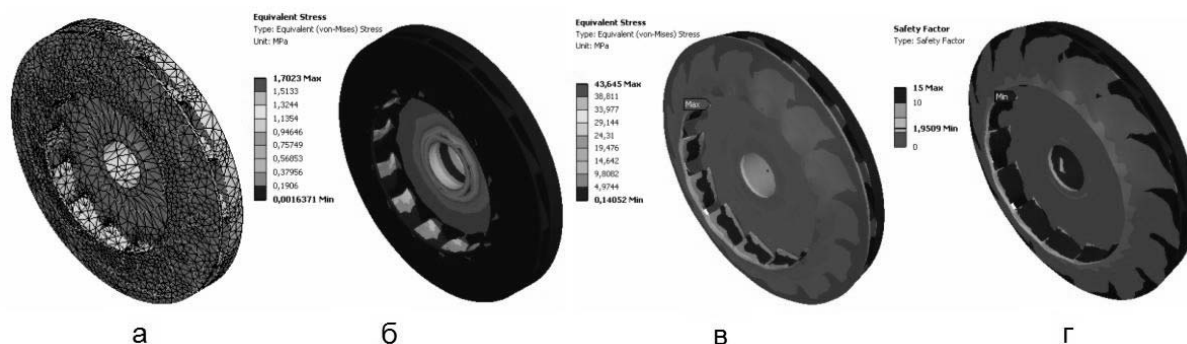


Рис. 1. Расчётное исследование РК ЦСМТП: а – конечно-элементная модель, б – эквивалентные напряжения от действия газовых сил, в – эквивалентные напряжения от действия инерционных сил, г – запас прочности при нагружении обеими силами

Модель имела закрепление на двух торцевых поверхностях ступицы, поскольку в условиях эксплуатации она фиксируется по ним гайкой. На цилиндрическую поверхность центрального отверстия граничных условий не накладывалось, поскольку РК монтируется на вал с небольшим зазором.

На лопатки РК действуют силы от набегающего газового потока, выходящего из соплового аппарата. На модели эти силы были заданы в разделе нагрузок (Loads) в виде равномерно распределенного на корытце лопаток давления (Pressure) при отсутствии давления на спинке. Величина давления была рассчитана исходя из следующих данных. Крутящий момент $M_{кр}$, развиваемый на колесе исследуемого лабораторного ЦСМТП – 0,5 Н·м, число лопаток – 14, диаметр входных кромок лопаток – 50 мм, выходных – 30 мм. Радиус середины лопатки $r_{л}$ (плечо газовой силы) равен:

$$r_{л} = \frac{D_{вх}}{2} - \frac{D_{вх} - D_{вых}}{4} = \frac{50}{2} - \frac{50 - 30}{4} = 20 \text{ мм.} \quad (1)$$

Газовая сила на одну лопатку $F_{л}$ будет равна:

$$F_{л} = \frac{M_{кр}}{r_{л} \cdot n} = \frac{0,5}{0,02 \cdot 14} = 1,786 \text{ Н.} \quad (2)$$

При площади корытца лопатки $A_{кор} = 38,9 \text{ мм}^2$ расчётное усилие соответствует избыточному давлению на корытце p , равном:

$$p = \frac{F_{л}}{A_{кор}} = \frac{1,786}{38,9 \cdot 10^{-6}} = 45,9 \text{ кПа.} \quad (3)$$

Инерционная нагрузка была задана с помощью объекта Rotational Velocity вкладки Inertial. В качестве оси (Axis) была задана цилиндрическая поверхность центрального отверстия РК в режиме Direction. Частота вращения задавалась 50000 мин^{-1} , как предельная на лабораторном стенде.

Поскольку в библиотеке материалов Ansys отсутствовал исследуемый акриловый фотополимер, его свойства были заданы вручную, модификацией свойств полиэтилена. Материал «полиэтилен» (Polyethylene) был импортирован в проект (Engineering Data → Import Material), переименован (Rename) в Epoxy и его свойства были отредактированы в соответствии с таблицей 1. Данные значения являются свойствами эпоксидной смолы, взятыми из технического справочника, поскольку производитель стереолитографического фотополимера заявляет, что по свойствам данные материалы наиболее близки.

Таблица 1.

Свойства исследуемого материала

Параметр	Значение
Модуль Юнга (Young's Modulus)	1070 МПа
Коэффициент Пуассона (Poisson's Ratio)	0,4
Плотность (Density)	1,1 г/см ³
Предел прочности на растяжение (Tensile Ultimate Strength)	87 МПа

Чтобы оценить соотношение влияния газовой и инерционной нагрузок, расчёт был произведен сначала отдельно, а затем совместно. Для «отключения» нагрузки использовалась опция Supressed. На рис. 1 (б, в) видно, что эквивалентные напряжения по-Мизесу (Equivalent (von-Mises) Stress) от газовых сил более чем на порядок меньше инерционных, поэтому сделанные упрощения по их условному приложению обоснованы. Конечный расчёт был выполнен при обеих нагрузках. Было установлено (рис. 1, г), что самый нагруженный элемент – корень лопаток (место присоединения их к диску) имеет запас прочности 1,95, следовательно РК с большой вероятностью выдержит усилия, возникающие при работе ЦСМТП. Для проверки этой гипотезы было проведен эксперимент.

2.2. Экспериментальное исследование

Поскольку согласно расчёта газовая нагрузка формирует только 4% от общего максимального напряжения, экспериментальное исследование было сосредоточено сугубо на инерциальной нагрузке.

Для её создания был разработан инерционный разрывной стенд (рис. 2). Его основой является промышленная пневмошлифовальная машинка 4 с отключенным регулятором частоты вращения. Она регулируется вручную подачей воздуха краном 5 и регистрируется частотомером 1, подключенном к оптическому датчику частоты вращения 3 через усилитель.

Поскольку экспериментальный образец 2 при испытаниях может разрушиться, а разрыв маховиков происходит чаще всего на три части [1], каждая часть весом приблизительно 3 грамма будет обладать скоростью порядка 130 м/с (скорость колеса на окружности), а его энергия в 25 Дж будет эквивалентна энергии тела массой 1 кг, упавшего с высоты 2,5 метра:

$$v = \frac{2\pi \cdot n \cdot r}{60} = \frac{2\pi \cdot 50000 \cdot 0,025}{60} = 130 \text{ м/с}; \quad (4)$$

$$E = \frac{mv^2}{2} = \frac{0,003 \cdot 130^2}{2} = 25 \text{ Дж}; \quad (5)$$

$$h = \frac{E}{m_0 g} = \frac{25}{1 \cdot 9,81} = 2,5 \text{ м}. \quad (6)$$

Поэтому во избежание травм стенд был снабжён защитным кожухом.

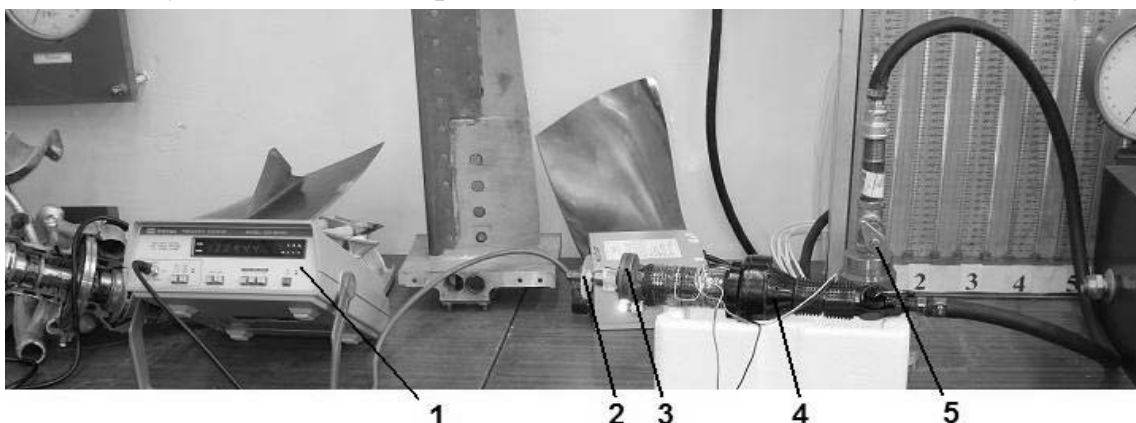


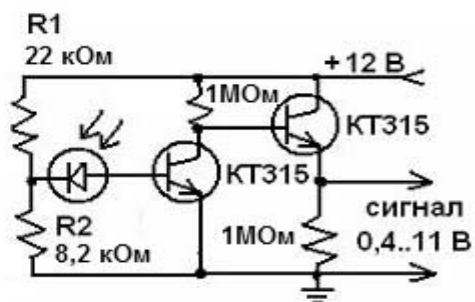
Рис. 2. Экспериментальный стенд: 1 – частотомер, 2 – испытываемый образец, 3 – датчик частоты вращения, 4 – пневмошлифовальная машина, 5 – регулировочный кран

Оптический датчик частоты вращения (рис. 3, а) работает следующим образом. Лампа накаливания посылает внутрь корпуса через специальную щель узкий пучок света, попадающий на вал машинки. В этом месте вал имеет две плоские технологические лыски. Луч, отражаясь от полированной лыски, попадает на фотодиодный элемент. Чтобы снизить фоновую засветку и чётче выделить полезный сигнал, вся поверхность вала, кроме лысок, а также внутренняя поверхность корпуса датчика зачернена сажей, а фотодиод оклеен с боков светонепроницаемой фольгой, чтобы создать зону приёма сигнала строго перпендикулярно лучу.

При освещении фотодиода на его контактах возникает гальваническое напряжение 200 мВ. Этого недостаточно для регистрации частотомером, нижний порог чувствительности которого составляет 10 В. Поэтому применён двухкаскадный усилитель напряжения (рис. 3, б). Фотодиод включен в фоторезисторном режиме в цепь коллектора транзистора первого каскада. Для регулировки порога чувствительности, который определяется разницей темнового и светового токов фотодиода, применён делитель напряжения на резисторах R1-R2.



а



б

Рис. 3 – Датчик частоты вращения: а – внешний вид, б – схема усилителя

На стенде были испытаны два образца (рис. 4), полученные путём лазерной стереолитографии на разных режимах: один, выращенный вверх спинкой, а второй – вверх крышкой. Дело в том, что рост SLA-деталей начинается с так называемых подпорок – технологических элементов, на которых затем формируется основная деталь. По окончании процесса подпорки отламываются от детали, а оставшиеся корешки подпорок сошлифовываются. При этом возможно появление концентраторов напряжений.



Рис. 4. Образцы РК ЦСМТП

Сначала было проведено испытание на усталостное разрушение. Образцы были подвержены вращению на частоте $37\,000\text{ мин}^{-1}$ в течение 10 минут, что сопоставимо со временем работы лабораторного стенда. Образцы выдержали инерционные нагрузки и возникающие при вращении вибрации без появления визуальных признаков разрушения (трещин, сколов).

Далее были проведены разрывные испытания. Для регистрации частоты вращения разрыва кроме вышеописанной схемы измерения применялась высокоскоростная камера Photron SA-3. Видеозапись на скорости 15000 кадров в секунду позволила просмотреть момент, непосредственно предшествующий разрушению и оценить скорость вращения по количеству кадров на один оборот. Для увеличения точности определялось количество кадров на двадцать оборотов, а на РК были нанесены четыре метки, позволяющие определить положение РК с точностью до 45° , поэтому погрешность определения частоты вращения составила менее 1%:

$$\delta_n \approx \delta_N = \frac{1/8}{20} \cdot 100\% = 0,6\% \quad (7)$$

Полученные частоты разрыва (54000 мин^{-1} для РК, выращенного вверх крышкой, и 45000 мин^{-1} – вверх спинкой) соответствуют максимальным расчётным напряжениям 48 и 40 МПа соответственно. Разрушающие напряжения оказались почти вдвое меньше, чем предел прочности. Причиной этому могут быть различные факторы, как-то: изменение механических свойств материала из-за его старения, отсутствие учёта в расчёте вибрационных нагрузок, наличие дефектов в образцах. Однако целью данного исследования ставилось не прочностное исследование стереолитографического материала, а определение применимости лазерной стереолитографии к изготовлению деталей турбоприводов в условиях непосредственной эксплуатации. Данная цель была достигнута с положительным результатом: стереолитографические прототипы могут успешно применяться как детали ЦСМТП с ограничением частоты их вращения до уровня, при котором эквивалентные напряжения в деталях не превышают 40 МПа.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В проведенной работе была расчётно и экспериментально исследована возможность применения прототипов, полученных по технологии лазерной стереолитографии, в качестве деталей малоразмерных турбоприводов на примере РК ЦСМТП.

Поскольку движущееся РК является самым нагруженным элементом ЦСМТП, и стереолитографическая деталь выдерживает длительную работу на пониженной частоте вращения, то изготовление неподвижных стереолитографических деталей ЦСМТП возможно без ограничений.

Ввиду высокой скорости и низкой стоимости изготовления это открывает широкие возможности для экспериментальных исследований новых малоразмерных лопаточных машин. Кроме того, при производстве закрытых РК лазерная стереолитография оказывается менее затратной, чем традиционные методы даже в мелкосерийном производстве. Однако шероховатость таких деталей существенно выше, и для определения влияния повышенной шероховатости на КПД ЦСМТП необходимо отдельное исследование.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гулиа Н.В. В поисках «энергетической капсулы». М.: Детская литература, 1986.

ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СОЛИТОНЫ В ГИРОТРОПНЫХ КРИСТАЛЛАХ СИЛЛЕНИТОВ В ПОСТОЯННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

А.А. Шибельгут, Д.А. Конкин, Р.В. Литвинов

*Томский государственный университет систем управления
и радиоэлектроники (634050, г. Томск, пр. Ленина, 40)
Shibelgut@gmail.com*

АННОТАЦИЯ

Получено общее условие существования одномерных пространственных оптических солитонов в кубических гиротропных фоторефрактивных кристаллах в постоянном электрическом поле. Найдено аналитическое решение для огибающей солитона, показателя преломления и поляризационного состояния. Показано, что солитонный пучок может быть сформирован только при специальных ориентациях электрического поля и направления распространения пучка относительно кристаллографических осей, если приложенное поле превышает пороговую величину.

1. ВВЕДЕНИЕ

Распространение лазерного пучка в фоторефрактивных кристаллах сопровождается разнообразными нелинейно-оптическими эффектами [1, 2], в том числе формированием пространственных оптических солитонов [3, 4], интерес к которым связан с формированием фотоиндуцированных волноводных структур различного назначения [5, 6].

Формирование пространственных оптических солитонов становится возможным в фоторефрактивных кристаллах с приложенным постоянным полем E_0 , обладающих нелинейным оптическим откликом локального типа. Сильное межмодовое взаимодействие в кристаллах силленитов [7] приводит к тому, что солитонный пучок в них формируется обоими оптическими модами среды. Такие векторные пространственные оптические солитоны могут быть сформированы в силленитах, если их оптическая нелинейность позволяет с одной стороны добиться компенсации диффракционной расходимости каждой модовой компоненты светового пучка, а с другой стороны обеспечить выравнивание фазовых скоростей собственных мод нелинейной среды. Очевидно, что выполнение этих двух условий в

кубическом гиротропном фоторефрактивном кристалле в постоянном электрическом поле зависит от ориентации его граней относительно кристаллографической системы координат, величин внешнего поля и удельного вращения плоскости поляризации.

В работах [8–13], посвященных световым пучкам в кристаллах силленитов, не исследовано влияние ориентации граней кристаллического образца, естественного циркулярного и наведенного внешним полем линейного двулучепреломления на условия формирования одномерных оптических солитонов, как световых пучков с неизменной вдоль направления распространения огибающей. Целью данной работы является аналитическое описание таких условий и анализ их зависимости от величины внешнего постоянного электрического поля.

2. МОДЕЛЬ И УСЛОВИЕ СУЩЕСТВОВАНИЯ СОЛИТОНА

Если внешнее электрическое поле E_0 приложено к кристаллу перпендикулярно (вдоль оси z) направлению распространения (ось x) светового пучка с вектором электрической напряженности $\mathbf{E}(z, x)$ и интенсивностью $I(z, x) = |\mathbf{E}(z, x)|^2$, то величина поля пространственного заряда может быть получена в виде $E_{sc} = \left[\frac{I_\infty + I_d}{I(z, x) + I_d} \right] E_0$, где I_d – описывает термическую генерацию электронов и $I_\infty = I(z \rightarrow \pm\infty, x)$ [14–16]. Вектор электрической напряженности светового пучка \mathbf{E} в кристалле является суперпозицией двух собственных оптических мод среды:

$$\mathbf{E} = \Psi_1(z, x) \mathbf{e}_1 \exp[i(\omega t - n_1 k x)] + \Psi_2(z, x) \mathbf{e}_2 \exp[i(\omega t - n_2 k x)], \quad (1)$$

где $\Psi_{1,2}(z, x)$ – скалярные огибающие; $n_{1,2}$ и $\mathbf{e}_{1,2}$ – показатели преломления и нормированные векторы поляризации собственных мод кристалла, соответственно [7]; k – волновое число в вакууме.

Редукция нелинейного волнового уравнения [7] для рассматриваемого случая позволяет получить следующие связанные нелинейные уравнения:

$$i \frac{\partial \Psi_1}{\partial x} = L_1 \frac{\partial^2 \Psi_1}{\partial z^2} - \frac{\gamma}{2} \frac{I_\infty + I_d}{\Psi_1^2 + \Psi_2^2 + I_d} \left[g_{11} \Psi_1 + g_{12} \exp(i\Delta k x) \Psi_2 \right], \quad (2)$$

$$i \frac{\partial \Psi_2}{\partial x} = L_2 \frac{\partial^2 \Psi_2}{\partial z^2} - \frac{\gamma}{2} \frac{I_\infty + I_d}{\Psi_1^2 + \Psi_2^2 + I_d} \left[g_{12}^* \exp(-i\Delta k x) \Psi_1 + g_{22} \Psi_2 \right], \quad (3)$$

где $L_{1,2} = |e_{1y,2y}|^2 / 2nk$; $e_{1y,2y}$ – y -компоненты векторов $e_{1,2}$; n – невозмущенный показатель преломления; $g_{lm} = \mathbf{e}_l \cdot \mathbf{g} \cdot \mathbf{e}_m^*$ ($l; m = 1, 2$); $\gamma = 2\pi n^3 r_{41} E_0 / \lambda$; r_{41} – электрооптический коэффициент; $(\mathbf{g})_{ij} = |\delta_{ijk}| z_k^o$; δ_{ijk} – антисимметричный тензор; z_k^o – направляющие косинусы оси z в кристаллографической системе координат; $\Delta k = (n_1 - n_2)k$.

Следуя методике [13], можно получить следующее солитонное решение уравнений (2) и (3):

$$\Psi_{1,2} = \sqrt{I_d} c_{1,2} \psi(z) \exp \left[i \left(\frac{L_{1,2}}{L_1 - L_2} \Delta k x \pm \frac{\arg(g_{12})}{2} \right) \right], \quad (4)$$

где вещественные постоянные $c_{1,2}$ удовлетворяют соотношению $c_1^2 + c_2^2 = 1$ и солитонная огибающая $\psi(z)$ определяется квадратурой

$$z = \pm \int_{\psi_0}^{\psi} \left(\frac{\gamma}{2L_1} (1 + i_\infty) \left(g_{11} + \frac{c_1}{c_2} |g_{12}| \right) \ln \left(\frac{1 + \eta^2}{1 + i_\infty} \right) - \frac{\Delta k}{L_1 - L_2} (\eta^2 - i_\infty) \right)^{-\frac{1}{2}} d\eta, \quad (5)$$

где $\psi_0^2 = i_0 = \psi^2(0)$, $i_\infty = I_\infty / I_d$, и $\tau = c_1 / c_2$. Отношение постоянных $\tau = c_1 / c_2$ удовлетворяет квадратному уравнению с корнями

$$\tau_{1,2} = \frac{L_2 g_{11} - L_1 g_{22} \pm \sqrt{(L_2 g_{11} - L_1 g_{22})^2 + 4L_1 L_2 |g_{12}|^2}}{2L_1 |g_{12}|}. \quad (6)$$

Квадрат огибающей $\psi_0^2 = i_0$ в точке $z=0$ связан с безразмерной интенсивностью света i_∞ в точке $z \rightarrow \infty$ следующим уравнением:

$$\frac{1 + i_\infty}{i_0 - i_\infty} \ln \left(\frac{1 + i_0}{1 + i_\infty} \right) = \frac{2L_1 \Delta k \tau}{\gamma (L_1 - L_2) (g_{11} \tau + |g_{12}|)} = D. \quad (7)$$

При вычислениях необходимо использовать тот корень (τ_1 или τ_2), для которого выполняется неравенство $D > 0$. В уравнении (7) должна быть задана одна из величин i_0 или i_∞ (обычно задается величина i_∞ [16, 17]).

Уравнение (7) имеет вещественный корень i_0 при условии

$$0 < D < \left[1 + (1/i_\infty) \right] \ln(1 + i_\infty), \quad (8)$$

которое является условием существования одномерного пространственного оптического солитона с вектором \mathbf{E} , который может быть представлен в виде $\mathbf{E} = \sqrt{I_d} \psi(z) \mathbf{e}_s \exp\{i[\omega t - n_s kx]\}$ с показателем преломления

$$n_s = n_0 + \left[\frac{(L_1 + L_2) \Delta n}{(L_1 - L_2)} \right] = n_0 + \Delta n_s \quad \text{и} \quad \text{вектором} \quad \text{поляризации} \\ \mathbf{e}_s = c_1 \exp\left[i \arg(g_{12})/2 \right] \mathbf{e}_1 + c_2 \exp\left[-i \arg(g_{12})/2 \right] \mathbf{e}_2.$$

Таким образом, фоторефрактивная нелинейность приводит к выравниванию фазовых скоростей собственных мод среды, обеспечивая существование в ней одной нелинейной солитонной моды. При этом поляризация солитона и его показатель преломления n_s неявно связаны с солитонной огибающей $\psi(z)$, что обеспечивает компенсацию диффракционной расходимости светового пучка за счет нелинейной рефракции.

3. СОЛИТОНЫ В КРИСТАЛЛЕ СИЛИКАТА ВИСМУТА

Рассмотрим возможность формирования солитона в плоскости $(\bar{1}10)$ кристалла $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$. Направление распространения солитона вдоль положительного направления оси x , может быть определено при помощи угла θ между этой осью и осью кристалла $[001]$. Ориентация оси z в плоскости ортогональной оси x определяется при помощи угла χ , отсчитываемого от положительного направления векторного произведения оси x на ось кристалла $[\bar{1}10]$. Результаты расчетов этих углов, соответствующих условиям существования темного солитона при различных значениях внешнего поля $E_0=3.97, 5, 10, 20$ кВ/см, представлены на рис. 1 кривыми 1, 2, 3 и 4, соответственно. При расчетах использовались параметры: $n=2.58$; удельное вращение плоскости поляризации $\rho=22$ град/мм; $r_{41}=-5 \cdot 10^{-12}$ м/В; $\lambda=633$ нм; $i_\infty=100$.

Расчеты показали, что пороговое внешнее поле приблизительно равно значению $E_{th} \approx 3.97$ кВ/см. Если выполнено условие $E_0 > E_{th}$, то при направлении распространения солитонного пучка и ориентации внешнего поля, задаваемых углами θ и χ внутри замкнутых областей, в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ может быть сформирован темный пространственный оптический солитон. Как видно из рис. 1 области существования солитона обладают определенными симметриями, которая является следствием существования группы симметрии электрооптического тензора кристаллов 23 относительно пространственных преобразований [18]. При этом все разрешенные области углов θ и χ , могут быть разбиты на два типа. К первому из них относятся области, которые могут быть получены преобразованиями сим-

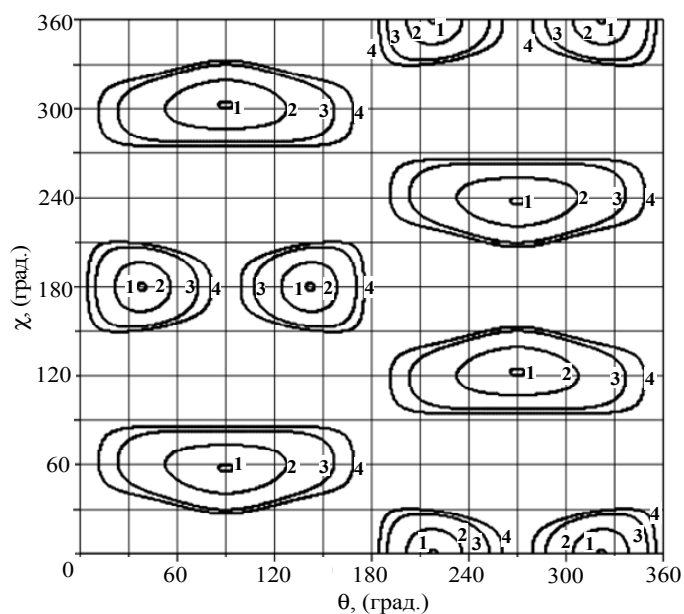


Рис. 1. Области углов θ и χ , для которых пространственный оптический солитон существует в плоскости $(\bar{1}10)$ кристалла $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ в электрическом поле E_0 . Области 1, 2, 3, и 4 рассчитаны для величины $E_0=3.97, 5, 10, 20$ кВ/см, соответственно.

рой оси x и z ориентированы вдоль осей $[112]$ и $[11\bar{1}]$, соответственно.

Области углов θ и χ , соответствующих условиям существования одномерного пространственного оптического солитона в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, подобны областям, представленным на рис. 1 для кристалла $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$. По существу, единственным различием является меньший порог электрического поля $E_{th}=1.08$ кВ/см для $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ в сравнении с порогом для $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$. Причиной тому есть меньшее вращение плоскости поляризации световой волны в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ ($\rho=6$ град/мм) по сравнению с кристаллом $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ ($\rho=22$ град/мм).

Отметим, что пространственный оптический солитон может быть сформирован в рассматриваемых кристаллах и в случаях, которые отличаются от рассмотренных выше. Тестом, показывающим возможность такой реализации для этих, отличных от рассмотренных, случаев, является выполнение условия (8).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 09-02-99024-р_офи).

метрии из области, локализованной вокруг точки $(90^\circ; 54.7^\circ)$. Такая точка соответствует так называемой диагональной электрооптической конфигурации, для которой координатные оси x и z ориентированы вдоль кристаллофизических осей $[110]$ и $[\bar{1}11]$, соответственно. Ко второму типу относятся области, которые могут быть получены преобразованиями симметрии из области, локализованной вокруг точки $(35.3^\circ; 180^\circ)$. Такая точка соответствует электрооптической конфигурации, в кото-

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе получены аналитические соотношения, позволяющие анализировать возможность формирования одномерных пространственных оптических солитонов в кубических гиротропных фото-рефрактивных кристаллах группы симметрии 23 с приложенным постоянным электрическим полем при произвольной ориентации граней образца. На длине световой волны $\lambda=633$ нм определены условия формирования темного пространственного оптического солитона в плоскости $(\bar{1}10)$ кристалла $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gunter P., Huignard J.-P. Photorefractive materials and their applications. I. Topics in applied physics, Berlin-Heidelberg, 1988. V. 61.
2. Petrov P., Stepanov S.I., Khomenko A.V. Photorefractive crystals in coherent optical systems. Springer, Heidelberg, 1992.
3. Duree G.C., Shultz J.L. Jr., Salamo G.J., Segev M., Yariv A., Crosignani B., Porto P.D., Sharp E.J., Neurgaonkar R.R. Observation of self-trapping of an optical beam due to the photorefractive effect // Phys. Rev. Lett., 1993. V. 71. № 4, P. 533-536.
4. Taya M., Bashaw M.C., Fejer M.M., Segev M., Valley G.C. Observation of dark photovoltaic spatial solitons // Phys. Rev. A, 1995. V. 52. № 4, P. 3095-3100.
5. Taya M., Basshaw M.C., Fejer M.M., Segev M., Velley G.C. Y junctions arising from dark-soliton propagation in photovoltaic media // Opt. Lett., 1996. V. 21. № 13. P. 943-945.
6. Shih M., Chen Z., Mitchell M., Segev M., Lee H., Feigelson R.S., Wilde J.P. Waveguides induced by photorefractive screening solitons // J. Opt. Soc. Am. B, 1997. V. 14. № 11. P. 3091-3101.
7. Litvinov R.V., Werenickin A.N., Shandarov S.M. Steady-state symmetric three-wave forward interaction in a cubic photorefractive crystal in an ac external electric field // J. Opt. Soc. Am. B, 2001. V. 18. P. 21-31.
8. Iturbe-Castillo M.D., Sanchez-Mondragon J.J., Stepanov S., Klein M.B., Wechsler B.A. (1+1)-Dimension dark spatial solitons in photorefractive $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ crystal // Opt. Commun., 1995. V. 118. P. 515-519.

9. Singh S.R., Christodoulides D.N. Effects of optical activity on photorefractive spatial solitons in a biased $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ crystal // J. Opt. Soc. Am. B, 1996. V. 13. №4. P. 719-724.
10. Krolkowski W., Akhmediev N., Andersen D.R., Luther-Davies B. Effect of natural optical activity on the propagation of photorefractive solitons // Opt. Commun., 1996. V. 132. P. 179-189.
11. Mendez-Otero M.M., Iturbe-Castillo M.D., Rodriguez-Montero P., Marti-Panameno E. High order dark spatial solitons in photorefractive $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ crystal // Opt. Commun., 2001. V. 193. P. 277-282.
12. Fazio E., Ramadan W., Bertolotti M., Petris A., and Vlad V.I. Complete characterization of (2+1)D soliton formation in photorefractive crystals with strong optical activity // J. Opt. A: Pure and Appl. Optics, 2003. V. 5. P. 119-123.
13. Gomez C.M., Sanchez Mondragon J.J., Stepanov S., Vysloukh V.A. One-dimensional vector spatial soliton in photorefractive crystal with drift non-linearity: formation conditions and some properties // Journal of modern optics, 1996. V. 43, № 6. P. 1253-1260.
14. Segev M., Valley G.C., Crosignani B., Porto P.D. Yariv A. Steady-state spatial screening solitons in photorefractive materials with external applied field // Phys. Rev. Lett., 1994. V. 73. P. 3211-3214.
15. Christodoulides D.N. Carvalho M.I. Bright, dark, and gray spatial soliton states in photorefractive media // J. Opt. Soc. Am. B, 1995. V. 12. P. 1628-1633.
16. Segev M., Shih M. and Valley G.C. Photorefractive screening solitons of high and low intensity // J. Opt. Soc. Am. B, 1996. V. 13. P. 706-718.
17. Segev M., Valley G.C., Bashaw M.C., Taya M. Fejer M.M. Photo-voltaic spatial solitons // J. Opt. Soc. Am. B, 1997. V. 14. P. 1772-1781.
18. Sturman B.I., Podivilov E.V., Ringhofer K.H., Shamonina E., Kamenov V.P., Nippolainen E., Prokofiev V.V., and Kamshilin A.A. Theory of photorefractive vectorial wave coupling in cubic crystals // Phys. Rev. E, 1999. V. 60. P. 3332-3352.

ЭКСПРЕСС-МЕТОД РЕГИСТРАЦИИ СИЛЬНЫХ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ДИОДНО-ЛАЗЕРНОГО СПЕКТРОМЕТРА

Е.А. Чернышова, А.К. Чернышов

*Самарский Филиал Учреждения Российской Академии Наук Физического
Института им. П.Н. Лебедева РАН (СФ ФИАН)
(443011, г. Самара, ул. Ново-Садовая 221)
cat.chernyshova@fian.smr.ru*

АННОТАЦИЯ

В работе описана методика регистрации в реальном времени сильных линий поглощения в молекулярном спектре с помощью диодно-лазерного спектрометра с модуляцией длины волны. Отличительной особенностью методики является использование дифференцирующего усилителя вместо синхронного детектора для обработки сигнала поглощения. Возможности метода продемонстрированы при исследовании комбинационной полосы паров воды вблизи 0,823 мкм.

1. ВВЕДЕНИЕ

При контроле различных технологических процессов, исследовании атмосферы, в вакуумной технике часто необходимо в режиме реального времени отслеживать изменения в составе газовых смесей. Для подобных задач обычно не требуются приборы с предельно высокой чувствительностью, достаточно лишь настроиться на линии, обладающие максимальной интенсивностью в исследуемом спектральном диапазоне.

Спектр линейных молекул и молекул типа сферического волчка (CO , NO_2 , HCN) в пределах колебательной полосы поглощения имеет регулярную структуру: линии расположены эквидистантно, при этом их интенсивность монотонно изменяется с длиной волны [1]. Настройка на сильную линию поглощения в этом случае не вызывает трудностей. Наоборот, для молекул типа симметричных и асимметричных волчков (NH_3 , H_2O , CH_4) характерны спектры с нерегулярно расположенными линиями, интенсивность которых хаотически изменяется от линии к линии [1]. В этом случае для настройки на наиболее сильную линию необходимо прописывать весь доступный исследованию участок спектра.

Одной из часто применяемых методик для регистрации обертонов и комбинационных линий в спектре поглощения молекул является диодно-лазерная спектроскопия с модуляцией длины волны (WMS-спектроскопия) [2]. В отличие от классической спектроскопии прямого поглощения, при WMS область регистрации смещается с постоянного тока в область звуковых частот, что при использовании фазо-чувствительного синхронного детектора позволяет значительно повысить отношение сигнал\шум. Однако использование узкополосного синхронного детектора накладывает сильное ограничение на скорость сканирования частоты лазерного излучения. В результате существенно замедляется скорость измерений и усложняется процедура настройки спектрометра на оптимальную линию поглощения.

Выходной сигнал синхронного детектора приближенно представляет собой производную входного сигнала n -го порядка в зависимости от номера n регистрируемой гармоники. С другой стороны подобную операцию с электрическим сигналом можно выполнить при помощи обычного дифференцирующего каскада, представляющего собой операционный усилитель, охваченный частото-зависимой обратной связью [3]. Поскольку дифференцирующий усилитель обладает большим быстродействием, чем синхронный детектор представляется интересным использовать его в WMS-спектроскопии для обработки сигнала поглощения.

Цель работы заключалась в разработке и экспериментальной апробации диодно-лазерного WMS-спектрометра, работающего в режиме реального времени на основе дифференцирующего усилителя.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

На рис.1 представлена схема диодно-лазерного WMS-спектрометра в стандартной конфигурации. Дискретная перестройка зондирующего излучения с большими спектральными интервалами осуществлялась за счет изменения температуры кристалла диодного лазера (ДЛ) с помощью контроллера Т. Непрерывное медленное сканирование зондирующего излучения вдоль небольшого интервала длин волн выполнялось за счет пилообразного изменения тока накачки ДЛ с помощью контроллера I. Дополнительно в контроллер тока I от внешнего генератора (Ген.) поступал синусоидальный сигнал небольшой амплитуды с частотой $f = 1$ кГц, выполняющий частотную модуляцию (ЧМ) зондирующего лазерного излучения. Спектральные характеристики лазерного излучения контролировались

с помощью монохроматора МН и конфокального интерферометра Фабри-Перо (ИФП).

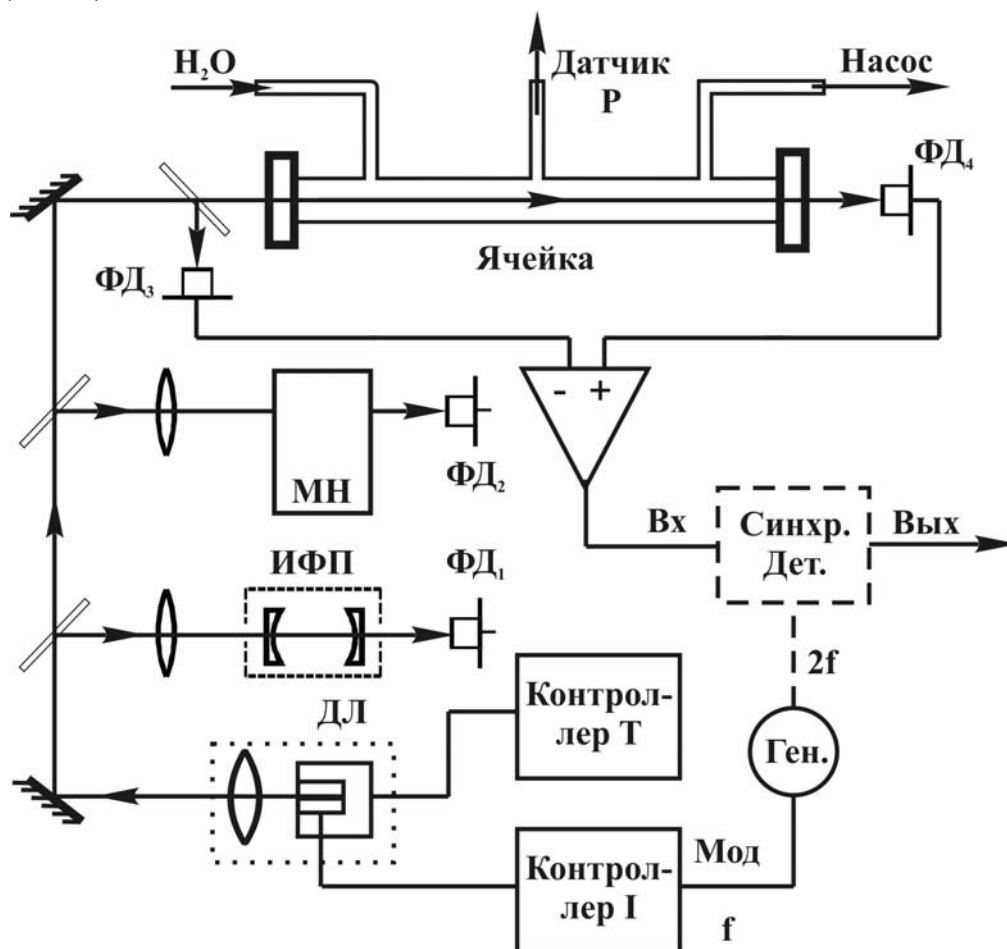


Рис. 1. Схема стандартного диодно-лазерного спектрометра с модуляцией длины волны. Обозначения: ДЛ – диодный лазер, Ген. – генератор, ИФП – интерферометр Фабри-Перо, ФД – фотодетектор, МН – монохроматор, Синх. Дет. – синхронный детектор

ЧМ-модулированное излучение диодного лазера направлялось в ячейку с исследуемым газом. Фотодетектор ФД₃ регистрировал сигнал пропорциональный оптической мощности на входе в ячейку, а фотодетектор ФД₄ — сигнал пропорциональный излучению выходящему из ячейки. Сигналы от ФД₄ и ФД₃ поступали на разностный усилитель, выходное напряжение которого оказывалось слабо зависящим от изменений лазерной мощности не связанных с поглощением в ячейке. Затем разностный сигнал от усилителя направлялся в синхронный детектор (обозначенный пунктиром на рис. 1), выделявший гармонику на удвоенной частоте модуляции ДЛ.

Как упоминалось выше, из-за необходимости медленного сканирования лазерной частоты исследуемый участок спектра нельзя наблюдать в

режиме реального времени. Для повышения скорости измерений синхронный детектор, был заменен дифференцирующим усилителем, также позволяющим выделить сигнал на частоте второй гармоники модуляции. Дифференцирующий усилитель обладает большим быстродействием и, следовательно, не нуждается в медленном сканировании лазерной частоты, поэтому спектр может наблюдаться на осциллографе. Кроме того, дифференцирующий усилитель более дешев, поскольку обладает гораздо более простым устройством, чем простейший фазо-чувствительный синхронный детектор. Однако замена синхронного детектора дифференцирующим усилителем неизбежно приводит к уменьшению чувствительности спектрометра. Поэтому подобная замена будет вполне оправдана, если предполагается использовать спектрометр для исследования только относительно сильных линий поглощения.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В качестве исследуемого газа с нерегулярным спектром в установке применялись пары воды. Вода легко доступна и к настоящему времени накоплен большой массив спектральных данных по молекулам H_2O [4], что облегчает сравнение результатов. В качестве источника зондирующего излучения был использован AlGaAs/GaAs диодный лазер, излучающий вблизи 0,823 мкм, что соответствует комбинационной полосе 0,0,0 \rightarrow 2,1,1 поглощения воды.

Регистрация спектра при использовании спектрометра с дифференцирующим усилителем происходила следующим образом: непрерывно сканируемый (за счет изменения тока накачки) небольшой участок спектра наблюдался на осциллографе. Изменение температуры ДЛ вызывало постепенный сдвиг линий наблюдаемых на экране осциллографа, как показано на рис. 2а-д. В стандартной WMS-методике, из-за маленькой скорости сканирования, технически сложно в режиме реального времени отслеживать сдвиг линий при изменении температуры. В результате возможны пропуски участков спектра, содержащих линии.

В эксперименте температура ДЛ последовательно изменялась от $T_1=17^\circ\text{C}$ до $T_5=19^\circ\text{C}$. Для каждого значения температуры регистрировались сигналы быстродействующего спектрометра (WMS), прямого абсорбционного поглощения (DAS) и резонансы пропускания интерферометра Фабри-Перо (ИФП) (рис. 2а-д). Для указанных на рис. 2 значений темпера-

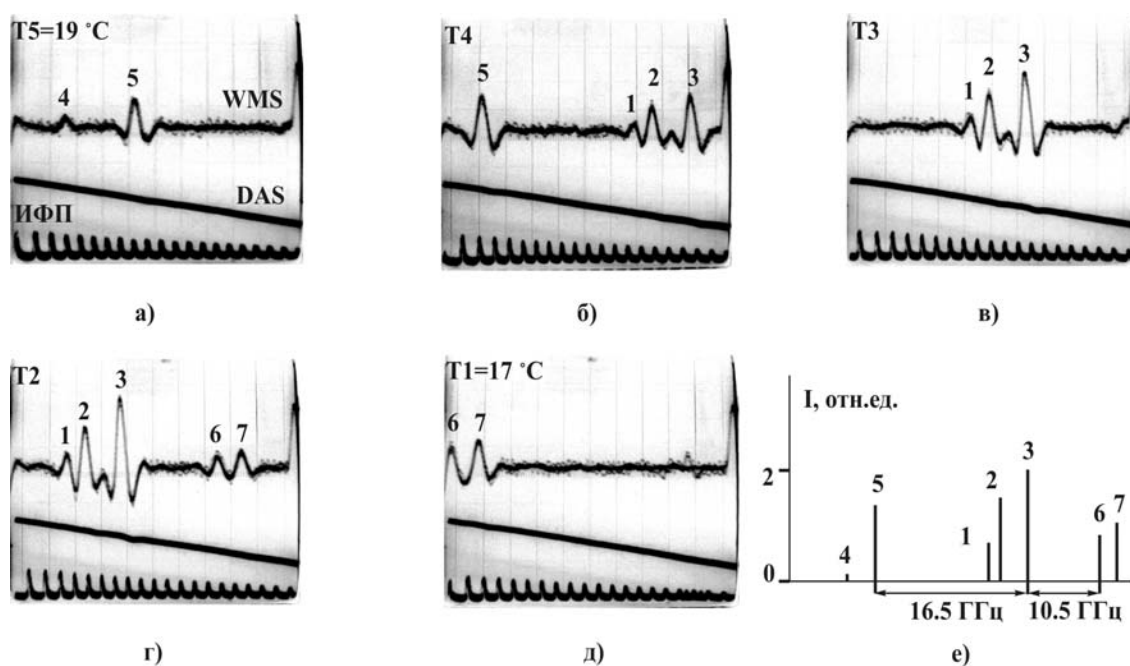


Рис.2. Экспериментальный спектр H_2O вблизи $0,823$ мкм. На рисунке показаны сигналы быстрогодействующего спектрометра (WMS), прямого абсорбционного поглощения (DAS) и резонансы пропускания интерферометра Фабри-Перо (ИФП): а)-д) участки, регистрируемые при различных температурах ДЛ; е) результирующий вид спектра

туры ДЛ с помощью спектрометра с дифференцирующим усилителем были зарегистрированы близко расположенные линии поглощения H_2O под условными номерами от №1 до №7. По известному расстоянию между резонансами пропускания интерферометра Фабри-Перо, оценены частотные интервалы между линиями H_2O . Результирующий общий вид зарегистрированного участка спектра представленный на рис. 2е, согласуется с модельным спектром из базы HITRAN-2004 (рис 3а, вверху).

Из спектра HITRAN, построенного для большего интервала длин волн (рис 3а, внизу) следует, что справа от линии №7 должна находиться сильная линия №8, которая обеспечит наибольшую чувствительность измерений. В результате перенастройки диодно-лазерного спектрометра на линию №8 были зарегистрированы сигналы, представленные на рис. 3б. Из сопоставления WMS- и DAS-сигналов на рис. 2 и 3 хорошо видно, что быстрогодействующий WMS-спектрометр (несмотря на отсутствие синхронного детектора) все еще обладает гораздо более высокой чувствительностью, чем спектрометр, использующий метод прямой абсорбционной спектроскопии.

Таким образом, в работе предложен экспресс-метод регистрации сильных линий в спектре поглощения молекул с помощью диодно-лазерного

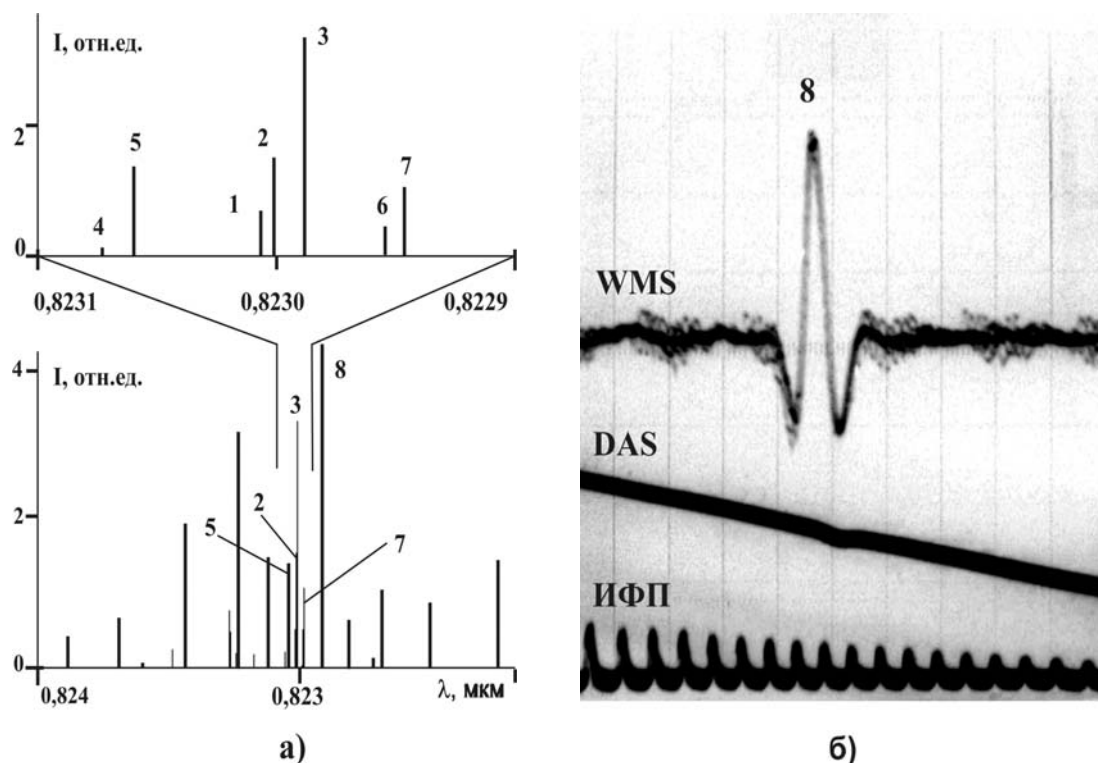


Рис.3. а) модельный спектр H_2O из HITRAN-2004; б) сигнал спектрометра, соответствующий наиболее интенсивной линии поглощения (№ 8) в исследуемой комбинационной полосе воды

WMS-спектрометра на основе дифференцирующего усилителя. Описанный метод реализован экспериментально в установке для исследования комбинационной полосы $0,0,0 \rightarrow 2,1,1$ молекулы воды вблизи 0,823 мкм. Продемонстрировано, что чувствительность быстродействующего WMS-спектрометра с дифференцирующим усилителем значительно превышает чувствительность спектрометра на основе прямой абсорбционной спектроскопии.

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 годы (Государственный контракт № 14.740.11.0063).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Смирнов Б.М., Шляпников Г.В. Перенос инфракрасного излучения в молекулярных газах // Успехи физических наук, 1980. № 3. С. 377-414.
2. Schilt S., Thevenaz L., Robert Ph. Wavelength modulation spectroscopy: combined frequency and intensity laser modulation // Appl. Opt., 2003. V. 42(33). P.6728-6738.
3. Хоровиц П., Хилл У. Искусство схемотехники. Т1. М.: Мир, 1986.
4. <ftp://cfa-ftp.harvard.edu/pub/HITRAN2008/>.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ФИЗИКО–ХИМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЖИДКОСТИ НА ПРОЦЕСС ОБРАЗОВАНИЯ НАНОЧАСТИЦ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ

П.С. Ярьсько ^{1,2}, П.В. Казакевич ¹, Г.А. Мордовин ¹

¹ Самарский филиал Учреждения Российской академии наук Физического института им. П.Н. Лебедева РАН (СФ ФИАН)

² ГОУ ВПО «Самарский государственный университет» (СамГУ)

АННОТАЦИЯ

Рассмотрена лазерная абляция в жидкости, как альтернативный метод синтеза наноразмерных частиц. В качестве оптимального метода получения наночастиц выбран метод лазерной абляции в жидкости, позволяющий свести к минимуму концентрацию побочных химических веществ в области формирования наночастиц. Показано, что физико-химические свойства молекул жидкости влияют на процессы формирования наночастиц при лазерной абляции металлов. Показано, что увеличение доли сферических частиц золота, полученных в результате лазерной абляции в воде по сравнению со спиртом, может быть объяснено фрагментацией частиц.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время исследованию подлежат целый спектр различных наночастиц: магнитные, оболочечные, нанотрубки, фуллерены, сферические, удлиненные частицы [1]. Для получения подобных частиц разрабатываются и используются различные методы. Вопросы, связанные с фундаментальным изучением физико-химических свойств наночастиц приводят к необходимости детального исследования всей совокупности процессов образования наночастиц в каждом из методов синтеза [2-5].

Лазерная абляция в жидкости является альтернативным методом синтеза наноразмерных частиц [6]. Возможность свести к минимуму концентрацию побочных химических веществ в области формирования наночастиц является преимуществом данного метода. Однако необходимо отметить, что лазерная абляция в жидкости является существенно неравновесным процессом, включающим: локальный импульсный нагрев вещества на границе твердое тело-жидкость, сублимацию и кристаллизацию, а так же

совокупность гидродинамических процессов. Несмотря на то что, вопросам лазерной абляции в жидкости посвящен целый ряд публикаций, семинаров и конференций [1-6], вместе с тем, не существует теории обобщающей все процессы, влияющие на формирование наночастиц. Так, например, открытым остается вопрос о влиянии строения молекул самой жидкости на процесс образования наночастиц.

Целью данной работы являлось исследование влияния физико-химических свойств жидкости на процесс образования наночастиц золота методом лазерной абляции.

2. ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Метод лазерной абляции хорошо известен и детально рассмотрен в ряде работ [1,7]. Для проведения эксперимента по получению наночастиц в жидких средах была собрана установка, принципиальная схема которой изображена на рисунке 1.

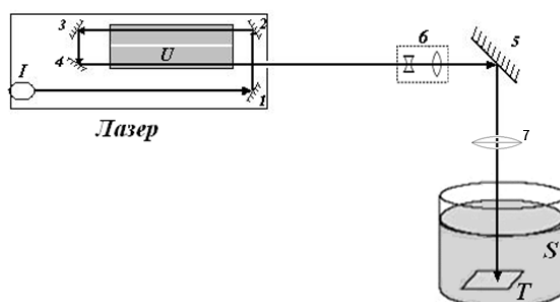


Рис. 1. Схема установки для лазерной абляции металлов в жидкости. I-задающий элемент лазера, U-двухпроходной усилитель, S-жидкость, T-мишень, 1,2,3,4,5 зеркала, 6-телескоп, 7-объектив

Импульс от пикосекундного лазера RL PQ 30\300 (рис. 1. I) с длиной волны (λ) 1060 нм, длительностью импульса (τ) 250пс, средней энергией в импульсе (E) порядка 30 мДж фокусировался на образец Т. Частота следования импульсов (ν) 5 Гц, плотность энергии на поверхности образца порядка (ρ) 1 мДж/см². Для исключения химического взаимодействия использовались дистиллированная вода и этиловый спирт. Материалом мишени являлось золото.

Лазерную абляцию в жидкости можно схематично описать следующим образом (рис.2). При взаимодействии лазерного излучения с материалом образца 1 возникает зона расплава материала мишени 2. Происходит формирование парогазового облака 3, как из самого материала мишени,

так и из окружающей расплав жидкости. Вследствие гидродинамических неустойчивостей [8] парогазового облака, расплав мишени выбрасывается в окружающую жидкость. При этом формирование наночастиц, может происходить как из газовой фазы материала образца, так и из его жидкой фазы, путем охлаждения материала во внешней среде [9].



Рис. 2. Схематичное изображение процесса лазерной абляции в жидкости, 1-образец, 2-зона расплава, 3-парогазовое облако, S-жидкость

Вследствие нагрева поверхности образца и образования парогазового облака происходит формирование пузырьков газа жидкости, используемой для лазерной абляции. Наличие подобных пузырьков газа приводит к дефокусировке лазерного излучения. Для устранения пузырьков газа использовалась кювета, в которой создавалось постоянное движение жидкости. Это обеспечивало непрерывный отвод пузырьков газа от места ввода лазерного излучения. Схема данной кюветы изображена на рисунке 3.

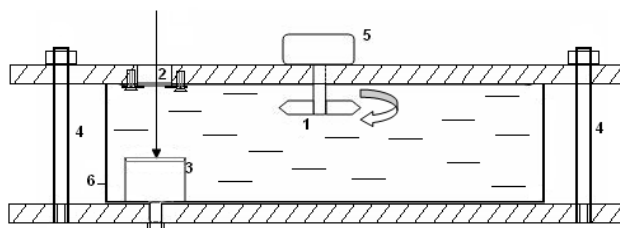


Рис. 3. Схема кюветы для лазерной абляции в жидкости: 1 – лопасти мешалки, 2 – окно для ввода лазерного излучения, 3 – крепление для образца, 4 – стягивающие шпильки, 5 – электропривод, 6 – стеклянная кювета (чашка Петри)

Для того, чтобы зафиксировать образец в области его взаимодействия с лазерным излучением, а так же для установки заданной толщины жидкости над поверхностью мишени, использовалось крепление 3. Стекло окна 2 предотвращало попадание брызг на оптическую часть установки.

При взаимодействии лазерного импульса с поверхностью образца могут возникать условия для появления каналов глубокого проплавления [10]. Наличие данных каналов оказывает влияние на процесс лазерной абляции [6]. Одним из способов предотвращения образования каналов глубокого проплавления является равномерное перемещение образца под лазерным излучением. Для этой цели использовалась система моторизированных столиков фирмы Standa.

Одним из способов оценки размеров металлических наночастиц, полученных методом лазерной абляции в жидкости, является спектрофотометрический метод регистрации плазмонного резонанса металлических наночастиц. Регистрация спектров поглощения осуществлялась с помощью спектрофотометра СФ-56. Спектральный диапазон измерений 190-1100 нм, спектральное разрешение от 0,3 нм.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

При получении наночастиц металлов в описанном выше эксперименте, наблюдается характерное изменение цвета жидкости (Рис.4).



Рис. 4. Фотография демонстрирующая изменение цвета жидкости при лазерной абляции. Слева продукты лазерной абляции в дистиллированной воде, справа в спирте

В случае использования воды при лазерной абляции золотой мишени жидкость окрашивается в фиолетовый цвет. При использовании этанола, наблюдается темно-фиолетовая окраска жидкости. Изменение цвета исходной жидкости при лазерной абляции объясняется наличием плазмонного резонанса у образующихся наночастиц металла [11]. Наличие подобного плазмонного резонанса приводит к поглощению части электромагнитного излучения. В случае если частицы сферические, на спектре поглощения наблюдается один пик, который соответствует поперечному плазмонному резонансу наночастиц. Например, для сферических наночастиц золота данный пик лежит в желто-зеленой области спектра (500-540нм). Если же

частицы удлинённые, но равные по длине, то в длинноволновой области спектра (>600 нм) для золотых наночастиц появляется второй пик поглощения, соответствующий продольному плазмонному резонансу. С увеличением аспектного отношения Q (отношение длины частицы к ее диаметру) данный пик линейно сдвигается в красную область спектра. В случае существования распределения наночастиц по размерам ($Q \sim 2-10$) пик поглощения в области 600-900 нм представляет собой суперпозицию всех продольных плазмонных резонансов удлинённых наночастиц.

Спектр поглощения полученных наночастиц представлен на рис. 5.

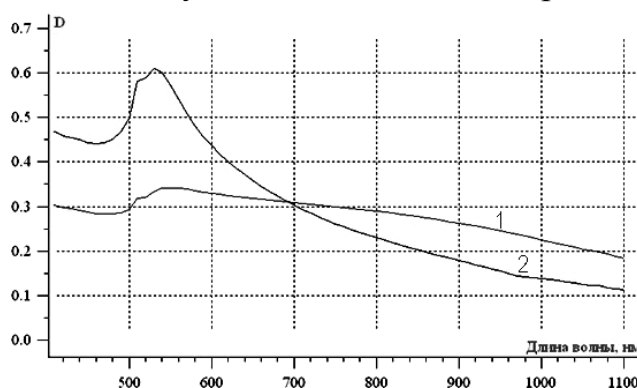


Рис. 5. Спектры поглощения наночастиц золота в различных жидкостях полученных в течение 120 мин. Кривая 1-спектр поглощения наночастиц золота полученных в этаноле. Кривая 2- спектр поглощения наночастиц золота полученных в воде

Система с частицами, размер которых лежит в диапазоне 10^{-9} м- 10^{-6} м носит название коллоида [12]. В области 500-550 нм видно, что оптическая плотность водного коллоида золота выше чем оптическая плотность спиртового коллоида. Поскольку оптическая плотность пропорциональна концентрации наночастиц, следовательно, концентрация сферических наночастиц в воде выше, чем в этаноле при одинаковых условиях получения ($\nu=5$ Гц, $\lambda=1060$ нм, $\tau=250$ пс, $\rho=1$ мДж/см²). Однако в длинноволновой области спектра полоса поглощения на участке 700 – 1000 нм, являющаяся суперпозицией продольных плазмонных резонансов наночастиц золота, свидетельствует о том, что в этаноле по сравнению с дистиллированной водой наблюдается более высокая концентрация удлинённых золотых наночастиц.

На графике (рис.6) показана динамика изменения спектра поглощения наночастиц золота получаемых в дистиллированной и в этаноле в течение 120 минут с интервалом измерения 15 минут.

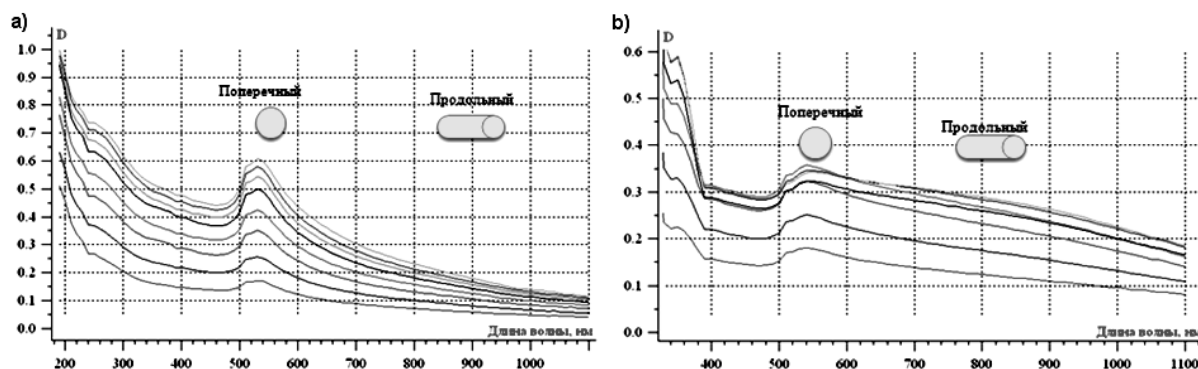


Рисунок 6. Динамика изменения спектра поглощения наночастиц золота нарабатываемых в дистиллированной воде (а) и в этаноле (б) в течение 120 мин с интервалом измерения 15 минут

При использовании дистиллированной воды видно, что с течением времени характер кривой не изменяется, а лишь увеличивается оптическая плотность на участке 510-530 нм (рис 6а). В случае использования этанола, с течением времени так же растет и оптическая плотность на участке 700-900 нм, что свидетельствует о росте концентрации удлинённых наночастиц.

Поскольку экспериментальные параметры получения наночастиц золота в воде и этаноле одинаковы, то различия в полученных спектрах поглощения коллоидов золотых наночастиц могут быть связаны с влиянием физико-химических свойств самой жидкости на процесс образования наночастиц при лазерной абляции. На рисунке 8 показан спектр поглощения дистиллированной воды относительно этанола.

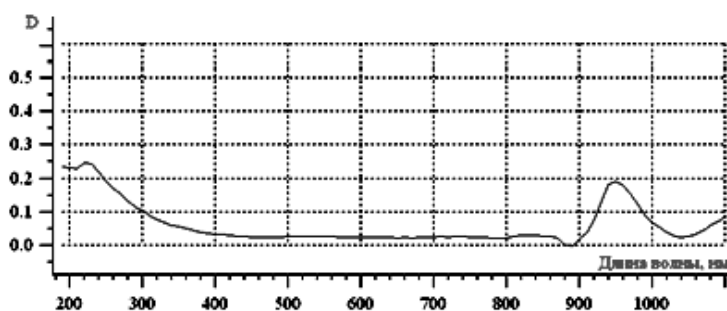


Рис. 8. График поглощения дистиллированной воды относительно этанола. Пик поглощения воды наблюдается на 960нм

Приведенное сравнение демонстрирует наличие пика поглощения на 960 нм. Данный пик поглощения вызван суперпозицией одного симметричного (ν_1) и двух несимметричных ($2\nu_2$) типов колебаний молекул воды (рисунок 9).

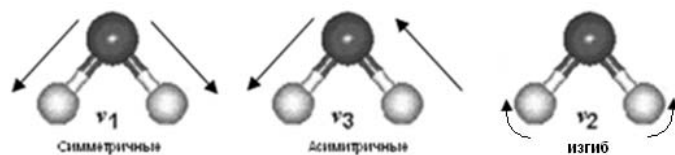


Рис. 9. Схематичное колебание молекул воды

Наличие полосы поглощения с максимумом на 960 нм приводит к частичному поглощению лазерного излучения с длиной 1,06 мкм молекулами воды. Поскольку каждая наночастица находится в окружении молекул H₂O, то подобное поглощение лазерного излучения делает вероятным передачу запасенной колебательной энергии от молекул воды к наночастице. Наличие подобного механизма передачи энергии от лазерного импульса к наночастице может приводить к более эффективному процессу фрагментации, возникающему при повторном попадании наночастиц в лазерный импульс [13,14], что коренным образом влияет на распределение частиц по размерам.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в результате работы: создана установка для исследования процессов лазерной абляции металлов в жидкостях, со следующими параметрами лазерного излучения: длина волны 1060 нм, длительность импульса 250 пс, средняя энергия в импульсе 30 мДж.

Сделан вывод о том, что увеличение доли сферических частиц золота, полученных в результате лазерной абляции в воде обусловлено наличием полосы поглощения дистиллированной воды на 0,91-1 мкм и может быть объяснено фрагментацией частиц из-за передачи колебательной энергии ($2\nu_1 + \nu_2$) от молекул воды частицам золота. Отсутствие данной полосы поглощения у этанола приводит к увеличению концентрации удлинённых наночастиц с аспектным отношением $Q \sim 2-10$, получаемых в процессе лазерной абляции.

Выражаю благодарность сотрудникам лаборатории лазерной сварки СФ ФИАН, в частности, Нестерову И.Г. за помощь в проведении эксперимента, а также заместителю руководителя СФ ФИАН по науке Казакевичу В.С., за конструктивное обсуждение результатов.

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 годы (Государственный контракт № 14.740.11.0063).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ramazanov M.A., Ali-Zade R.A., Agakishieva P.B. Nanotechnology in medicine and antibacterial effect of silver // Digest Journal of Nanomaterials and Biostructures, 2008. V. 3. №3. P. 115 – 122.
2. Baker C., Pradhan A., Pakstis L., Pochan D.J., Shah S.I., Synthesis and Antibacterial Properties of Silver Nanoparticles // J. Nanosci. Technol., 2005. №5, P. 244.
3. Kyriacou S.V., Brownlow W.J., Xu N.X-H. Real-time probing of membrane transport in living microbial cells using single nanoparticle optics and living cell imaging // Biochemistry, 2004. №43. P. 140.
4. Liao S.Y., Read D.C., Pugh W.J., Furr J.R., Russell A.D. Interaction of silver nitrate with readily identifiable groups // Lett. Appl. Microbiol., 1997. №25. P. 279.
5. Nover L., Scharf K.D., Neumann D. Formation of cytoplasmic heat shock granules cell cultures and leaves // Mol. Cell. Biol., 1983. № 3. P. 1648.
6. Kazakevich P.V., Simakin A.V., Shafeev G.A., Monteverde F., Wautlet M., Phase diagrams of laser-processed nanoparticles of brass // Applied Surface Science, 2007. № 2, P. 176.
7. Sun S., Murray C.B., Weller D., Folks L., Moser A. Monodisperse FePt Nanoparticles and Ferromagnetic Nanocrystal Superlattices // Science, 2000. № 287, P. 1989–1992.
8. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1988.
9. Burakov V.S., Tarasenko N.V., Butsen A.V., Rozantsev V.A, Nedel'ko M.I. Formation of nanoparticles during double-pulse laser ablation of metals in liquids // Eur. Phys. J. Appl. Phys., 2005. V. 30. № 2. P. 107 – 112.
10. Бункин Ф.В., Трибельский М.И. Нерезонансное взаимодействие мощного оптического излучения с жидкостью // УФН, 1980. №2. P.130.
11. Creighton A., Eadon D.G. // J. Chem. Soc. Faraday Trans., 1991. V.87. P.3881-3891.
12. Гордон А., Форд Р. Спутник химика. Москва, 1976.
13. Воронов В.В., Казакевич П.В., Симакин А.В., Шафеев Г.А. Внутренняя сегрегация наночастиц при лазерном облучении // Письма в ЖЭТФ, 2004. Т. 80. Вып 11. С.811-813.
14. Kazakevich P.V., Simakin A.V., Shafeev G.A. Laser burning of gap in spectrum of plasmon resonance of gold nanoparticles // Physics of Wave Phenomena, 2005. V.13. № 4. P.173-179.

НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ВЕЛИЧИНЫ СФЕРИЧЕСКОЙ АБЕРРАЦИИ ГЕРМАНИЕВЫХ ЛИНЗ В ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

М.С. Иванов

*Забайкальский институт железнодорожного транспорта (672040, г.
Чита, ул. Магистральная, 11)
ivanov.maks@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

Представлен метод расчёта величины сферической aberrации различных германиевых линз в инфракрасной области спектра. Величина сферической aberrации различных линз определяется на основе анализа пространственно-угловой структуры второй оптической гармоники.

1. ВВЕДЕНИЕ

Благодаря своему показателю преломления германиевая (Ge) линза является очень полезным компонентом для ИК-систем построения изображения, работающих в двух «атмосферных окнах»: 2 – 5 и 8 – 12 микрон. Существующие инфракрасные детекторы теплового излучения, в большинстве своём, содержат болометры, которые относятся к тепловым приемникам и совмещают в своей конструкции приемник инфракрасного излучения и оптическую систему [1]. В болометрах полупроводникового типа используется Ge-линза сферической формы, как и любой компонент сферической формы, она не лишена сферической aberrации. Исследование aberrации Ge-линзы представляет актуальную задачу для анализа возможности уменьшения искажения ИК-сигнала при построении изображения в тепловых детекторах.

Современные методы (метод теневой картины, метод Гартмана, интерферометрический метод и др.) позволяют сделать оценку величины сферической aberrации оптических линз, применяемых в видимой области спектра. Формула теоретического расчёта величины продольной сферической aberrации плосковыпуклой линзы представляет собой выражение (без учёта знака):

$$\Delta S^* \approx \frac{1}{2} \left(\frac{n}{n-1} \right)^2 \left(\frac{\rho_{max}^2}{f} \right) \quad (1)$$

где ρ_{max} – максимальное значение радиуса кольцевой зоны, f – фокусное расстояние линзы.

Экспериментальный расчёт величины сферической aberrации линз традиционными методами в инфракрасной области спектра невозможен, причиной тому является отсутствие наблюдаемой визуальной aberrационной картины сфокусированного линзой излучения, так как она находится в ИК-области спектра, невидимой человеческому глазу.

2. ОПИСАНИЕ МЕТОДА

Схема предложенного метода, основанного на АП – конверсии инфракрасного излучения в нелинейном одноосном кристалле, показана на рис. 1. Излучение от неодимового лазера 1 с длиной волны $\lambda = 1,064$ мкм проходит через телескопическую систему 2 для получения широкого пучка с плоским волновым фронтом.

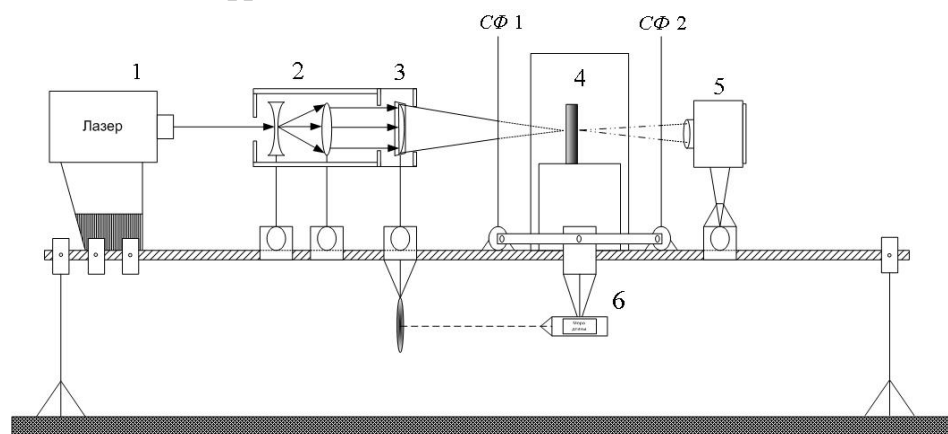


Рис. 1. Схема экспериментальной установки (пояснения в тексте)

Далее ставится исследуемая положительная линза 3, фокусирующая пучок ИК-излучения в нелинейный одноосный кристалл иодата лития 4. Нелинейный кристалл, вырезанный в направлении коллинеарного синхронизма, с известными геометрическими параметрами и оптическими свойствами (плоскопараллельная пластинка площадью передней грани ~ 400 мм² и толщиной ~ 8 мм) устанавливается от исследуемой линзы на расстоянии теоретически предполагаемого главного фокуса линзы $F = S_{min}$ с помощью точного электронного дальномера 6. На выходе из кристалла

на экране ПЗС приемником 5 фиксируется абберационная структура преобразованного излучения.

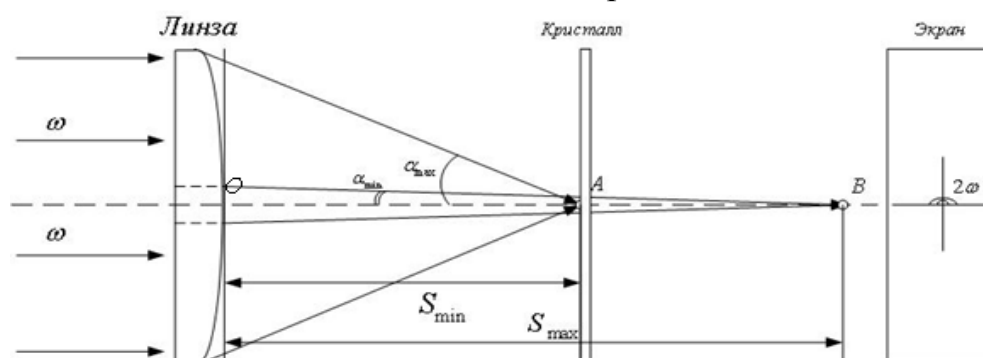
Анализируя кривые векторных взаимодействий световых волн абберационной структуры, с учётом известных геометрических параметров линзы, произведя теоретический расчёт положения фокуса на оптической оси системы для краевых лучей (S_{min}), вычисляем величину сферической абберации исследуемой линзы.

2.1. Теоретические основы метода

В оптических системах широкое применение находят плосковыпуклые линзы, фокусирующие излучение выпуклой стороной. Поэтому целесообразно произвести исследование, направленное на определение величины сферической абберации такой линзы в ИК – области спектра.

Расположим исследуемую линзу так, чтобы ИК – излучение от лазера проходило параллельно главной оптической оси, тогда лучи, падающие с краёв линзы (краевые лучи), сфокусируются в точку А, в то время как параксиальные лучи, падающие под предельно-малым углом α_{min} к главной оптической оси сфокусируются в точку В [2, 3] (рис.2).

Изменяя положение нелинейного кристалла вдоль оптической оси системы относительно исследуемой линзы, было замечено, что форма преобразованного излучения, искажённого сферической абберацией, не изменяется, изменяются лишь пространственно-угловые параметры второй оптической гармоника [4].



Учитывая геометрию оптической системы и углы между лучами кольцевых зон и оптической осью системы (углы падения лучей на нелинейный кристалл) можно определить ΔS по формуле:

$$\Delta S = S_{max} - S_{min} \quad (2)$$

где S_{\max} – расстояние от края линзы до фокуса на оси, образованного пара-ксиальными лучами (отрезок ОВ) (рис. 2), S_{\min} – расстояние до фокуса на оптической оси для краевых лучей (отрезок ОА). S_{\min} определяется по формуле:

$$S_{\min} = \frac{\rho_{\max}}{\operatorname{tg}\left(\arcsin\left(\frac{\rho_{\max}}{R}n\right) - \arcsin\left(\frac{\rho_{\max}}{R}\right)\right)} - R\left(1 - \cos\arcsin\left(\frac{\rho_{\max}}{R}\right)\right), \quad (3)$$

где ρ_{\max} – максимальное значение радиуса кольцевой зоны, из которой вы-ходят краевые лучи исследуемой линзы, для большинства линз $\rho_{\max} = D/2$.

Величину S_{\max} находим из выражения [5]:

$$S_{\max} = \frac{R}{p}\left[\sqrt{n^2 - \cos\alpha_{\min}(2n - \cos\alpha_{\min}) + \cos\alpha_{\min}}\right] - \sqrt{R^2 - (D/2)^2} - l, \quad (4)$$

$$P = \sqrt{n^2 + 1 - 2n\cos\alpha_{\min}}. \quad (5)$$

где R – радиус кривизны линзы, n – показатель преломления материала линзы, l – толщина линзы на главной оптической оси, D – диаметр линзы, α_{\min} – угол между лучом кольцевой зоны и оптической осью системы, оп-ределяемый из выражения:

$$\alpha_{\min} = \arcsin(n_{\omega} \sin\alpha_{\text{пр}}), \quad (6)$$

здесь n_{ω} – показатель преломления кристалла на частоте ω , $\alpha_{\text{пр}}$ – предель-ный минимальный угол, при котором ещё возможны векторные взаимо-действия световых волн внутри кристалла, соответствующие фокусу на оси. При выполнении условий фазового синхронизма в кристалле иодата лития, $\alpha_{\text{пр}}$ определяется из формулы:

$$\alpha_{\text{пр}} = \arccos\left(\frac{n_e^{\omega}}{\sqrt{\left((1-f) \cdot (n_o^{\omega})^2 + f \cdot (n_e^{\omega})^2\right) \cdot (1 - \operatorname{tg}^2\alpha_{2\omega})}}\right), \quad (7)$$

$$f = (\cos\gamma_{2\omega} \sin\theta_c \sin\alpha_{2\omega} + \cos\theta_c \cos\alpha_{2\omega})^2 \quad (8)$$

где θ_c – угол синхронизма (для иодата лития $\theta_c = 29,9^{\circ}$), n_o^{ω} – показатель преломления нелинейного кристалла для преобразованной во вторую гармо-нику волны обыкновенной поляризации ($n_{\omega} = n_o^{\omega}$), n_e^{ω} – показатель прелом-ления для преобразованной волны необыкновенной поляризации. Показатели преломления иодата лития определяются по формулам Селмейера [6].

Параметры $\alpha_{2\omega}$ и $\gamma_{2\omega}$ вычисляются из пространственно-угловой структуры второй гармоники в любой точке А, рис. 3 по формулам:

$$\alpha_{2\omega} = \frac{Y}{\sin\left(\arctg\frac{Y}{X}\right)}, \quad (9)$$

$$\gamma_{2\omega} = \arctg\left(\frac{Y}{X}\right). \quad (10)$$

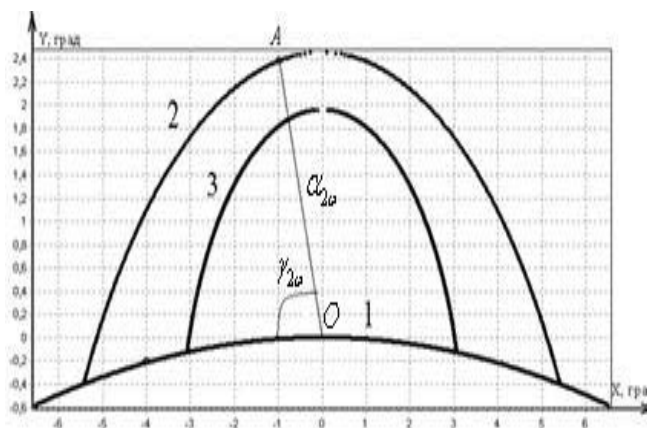


Рис. 3 Пространственно-угловая структура второй гармоники с учётом сферической аберрации

Необходимо отметить, что в выражении (4) значение S_{\max} определяется на основе экспериментальных данных, а параметр S_{\min} – теоретически из выражения (3).

3. ЧИСЛЕННЫЙ ПРИМЕР

Для проверки точности предполагаемого метода, сравним вычисления величины сферической аберрации (ΔS^*) германиевых линз, по известной формуле (1), со значениями (ΔS), полученными разработанным в работе методом.

Актуальным будет являться моделирование процесса генерации второй оптической гармоники при фокусировке ИК-излучения германиевой линзой со сферической аберрацией в нелинейный кристалл, так как проведение эксперимента с применением большого числа Ge-линз требует немалых финансовых затрат. Моделирование производилось в среде Delphi 7. Были исследованы в качестве примера линзы различного диаметра и толщины с постоянными параметрами: $n = 4,05$, $R = 150$ мм. Результаты вычисления представлены в таблице 1.

Таблица 1.

Величина сферической аберрации Ge-линз

l , мм	D , мм	ΔS , мм ($\lambda = 10,6$ мкм)	ΔS^* , мм	Точность метода, %
0,3	19,05	1,65173	1,59971	3,15
0,5	25,4	3,00344	2,84392	5,31
1,9	38,1	6,22531	6,39883	2,79
2,4	50,8	11,34916	11,37569	0,23
6	60,5	17,04797	16,13471	5,36

Как видно из таблицы, расхождение результатов двумя разными методами не превысило 5 – 7 %, поэтому в приведённом нами методе оценка величины сферической аберрации будет иметь средний класс точности.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА МЕТОДА

В виду отсутствия лазера с длиной волны от 2 мкм и выше, так как необходимая нам спектральная полоса пропускания германия начинается с 1,7 мкм, проверку реализации метода было решено произвести на линзе из плавленого кварца с оптическим интервалом от 0,16 до 2,9 мкм. Линза имеет следующие геометрические параметры: $R = 360$ мм, $D = 76,2$ мм, $l = 2$ мм, показатель преломления на длине волны $\lambda = 1,064$ мкм, генерируемой неодимовым лазером, $n = 1,45$.

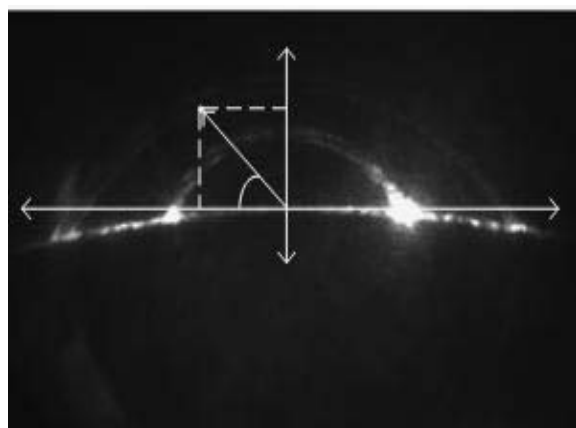


Рис. 4. Структура второй оптической гармоники

Экспериментально полученное значение величины сферической аберрации составило $\Delta S = 9,486$ (мм), что не сильно различается с экспериментальным значением $\Delta S^* = 9,419$ (мм), полученным интерферометрическим методом. Всё вышеизложенное подтвердило возможность практического применения рассмотренного в работе метода. На рис. 4 приведена, пространственно – угловая характеристика распределения преобразованного

излучения, анализ которой проведён численным методом, изложенным в данной работе.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предлагаемый метод может быть применён для оценки величины сферических aberrаций, так как на сегодняшний день нет методов, позволяющих экспериментально определять значения погрешностей линз в инфракрасной области спектра. Очевидно, что метод может быть достаточно просто автоматизирован с применением ЭВМ, использование компьютера позволит производить накопление и быструю обработку информации. Возможность замены в конструкции (рис. 1) линзы 3 позволит исследовать на наличие aberrаций линз различной формы и геометрических размеров.

Вычисление величины сферической aberrации Ge-линз с помощью компьютерного моделирования показало, что для применяемых в болометрах плосковыпуклых линз, имеющих параметры: $R = 10$ мм, $D = 14$ мм, $l = 2,87$ мм (сферической части линзы), $n = 4,06$ на длине волны $\lambda = 6$ мкм, данный оптический дефект достигает значения порядка $\Delta S = 0,924$ мм. Учитывая, что толщина чувствительного элемента не превышает 0,12 мм, величина сферической aberrации линзы имеет значения, существенно сказывающиеся на корреляции передаваемого теплового сигнала.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Трестман Е.Е., Лозинский С.Н., Образцов В.Л. Автоматизация контроля буксовых узлов в поездах. М.: Транспорт, 1983, 352с.
2. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973, 720с.
3. Stroganov V.I., Illarionov A.I. Optical system aberration effect on the second harmonic generation // Opt. Com., 1980, V.35, №3, P. 454-461.
4. Илларионов А.И., Янчук О.В. Влияние сферической aberrации волнового фронта основного излучения на процессы генерации второй гармоники в одноосных кристаллах / Сборник трудов. Иркут. ун-та, ЛЛФ, 2005, С. 212-218.
5. Строганов В.И., Илларионов А.И. Абберационная структура второй оптической гармоники // ЖПС, 1981. Т. 34. Вып. 2. С. 232-237.
6. Авдиенко К.И., Богданов С.В., Архипов С.М. и др. Иодат лития. Выращивание кристаллов, их свойства и применение. Н.: Наука, 1980, 144 с.

КОНСТАНТЫ СКОРОСТЕЙ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ПРОЦЕССОВ В НЕРАВНОВЕСНОЙ АРГОНОВОЙ ПЛАЗМЕ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ, ИНИЦИИРОВАННОЙ В СИСТЕМЕ ОСТРИЕ ПЛОСКОСТЬ

Б.Ц. Базарсадаев¹, В.Б. Шагдаров², А.П. Ринчинов², Э.Л. Санеев²

¹МОУ «Агинская окружная гимназия»
(687000, пгт. Агинское, ул. Бадмажабэ, 2)
bazarsadaevbc@mail.ru

²Восточно-Сибирский государственный технологический университет
(670013, г. Улан-Удэ, ул. Ключевская, 40в)
Sanedu@mail.ru

АННОТАЦИЯ

В настоящей работе представлен обзор элементарных процессов, протекающих в неравновесной аргоновой плазме атмосферного давления, инициированной в системе острие плоскость. При этом учтены все возможные процессы, происходящие при определенных условиях [1,2] развития разряда, а также проведен обзор литературы по константам скоростей элементарных процессов, которые являются коэффициентами в уравнении баланса частиц.

1. ВВЕДЕНИЕ

Неравновесная плазма отрицательного коронного разряда может применяться в различных отраслях. Одним из таких приложений неравновесной плазмы является использование в преионизации лазерной техники, основанной на различных излучениях в атомных переходах в плазме газового разряда. Свойства плазмы разряда зависят от параметров установки и от кинетики процессов в плазме. Нужно отметить достаточно большое количество механизмов образования возбужденных атомов плазмообразующего газа, которые играют существенную роль в формировании отрицательного коронного разряда [3-6]. При этом актуальность определяются тем, что вынос возбужденных атомов и является определяющим в развитии разряда без искры. Учет и описание процессов, происходящих в плазме, в определенных условиях разряда осуществляется проведением компьютерного моделирования, и данная работа является основой в создании чис-

ленной модели, описывающей развитие разряда. Настоящая работа может частично использоваться при проектировании плазменных установок, а также быть полезной при осуществлении моделирования процессов в аргонной плазме в соответствующих условиях развития.

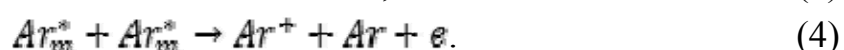
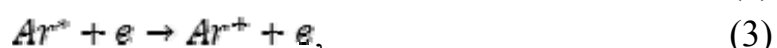
2. АНАЛИЗ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ПРОЦЕССОВ

В общем случае для описания плазмы необходимо рассматривать уравнение баланса для различных компонентов плазмы с учетом всех элементарных процессов. В рассматриваемой плазме нужно выделить следующие наиболее важные элементарные процессы [7-11].

1. Прямое ступенчатое возбуждение электронным ударом:



2. Прямая и ступенчатая ионизация электронным ударом, также ионизация в атом - атомных столкновениях метастабильных атомов (пеннинговская ионизация):



3. Ассоциативная ионизация метастабильных атомов:



4. Спонтанные радиационные переходы:



5. Диссоциативная рекомбинация:



6. Трехчастичная рекомбинация:



При определении концентрации разного рода частиц в уравнении баланса необходимо учитывать различные коэффициенты, отвечающие за протекание элементарных процессов. Для инертных газов основным процессом гибели заряженных частиц считалось их диффузия к стенкам, но в экспериментах могут преобладать и объемные процессы в плазме инертных газов [5, 3] в самостоятельных разрядах, в неоднородных системах при давлениях 100-350 кПа. Плазма в таких разрядах определяется уравнением локального баланса объемных процессов появления и исчезновения

электронов, ионов Ar^+ , эксимеров Ar_2^+ , поэтому в работе учитывалось образование и гибель соответствующих частиц.

Константа скорости ионизационного процесса согласно оценкам составляет $\sim 4,5 \cdot 10^{-11}$ см³/с, что качественно удовлетворяет значениям, указанным в литературе [9,12]. Последние работы изучения наносекундного импульсного разряда в аргоне при атмосферном давлении в сильных полях, при расстояниях между электродами намного больше обратного коэффициента Таундсенда, связаны с моделированием процесса ионизации в аргонной плазме [15]. Согласно работе при $\frac{E}{p} = \frac{U}{dp} = 5 \div 20000 \frac{В}{\text{см} \cdot \text{Торр}}$ при достаточно больших расстояниях между электродами действительно имеет место Таундсендовский механизм ионизации. В нашем случае для разряда, инициированного в системе острие плоскость, величина $\frac{E}{p} = 2.5 \div 7 \frac{В}{\text{см} \cdot \text{Торр}}$, что лежит в тех же пределах, и позволяет применить следующую аппроксимацию:

$$\alpha_{\text{арг}}(E, p) = pA \exp \left[-B \left(\frac{E}{p} \right) \right], \quad (9)$$

где $A=12$ (см·Торр)⁻¹, $B=180$ (В/см·Торр) [33].

При больших плотностях N_e , когда роль спонтанного излучения пренебрежимо мала, характер ступенчатой ионизации слабо чувствителен к сорту атома, а константа ступенчатой ионизации k_e^* , с хорошей точностью описывается выражением

$$k_e^* = A \frac{g_i g_e}{g_a} \frac{\epsilon^{10}}{m^{1/2} T_e^{3/2}} \left(\frac{m T_e}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \exp(-I/T_e) [\text{см}^3/\text{с}], \quad (10)$$

которое, связано с константой обратного процесса (тройной *рекомбинацией*) принципом детального равновесия. Здесь m , e - масса и заряд электрона, T_e даётся в энергетических единицах, g_e , g_a , g_i - статистические веса электрона, атома и иона соответственно, а безразмерный коэффициент A , слабо зависящий от сорта атома, равен 0,5. Учёт спонтанного излучения требует использования численных методов для расчёта константы ступенчатой ионизации. Результаты подобных расчётов чувствительны к модели, применяемой при нахождении констант столкновительных переходов между возбуждёнными состояниями атомов [13].

Константу скорости возбуждения можно оценить по формуле Томсона [21]:

$$k_{st} = 2\pi e^4 \left(1 - \frac{\Delta E_{st}}{T_e}\right) / \sqrt{2m_e T_e \Delta E_{st} Z}, \quad (11)$$

где ΔE_{st} – порог ступенчатого возбуждения; T_e – температура электронов; m_e – масса электронов.

В последнее время появились работы [12,17-19], учитывающие элементарные процессы с участием метастабильных атомов Ar_m^* , а также эксимерных молекул инертных газов Ar_2^+ , образующихся за счет ассоциативной ионизации (5). Это связано с тем, что достаточно большое значение времени метастабильного состояния поддерживает концентрацию частиц в этом состоянии и объемные процессы с учетом этих элементарных процессов начинают играть важную роль в развитии разряда.

Константа пеннинговской ионизации оцененная в работе [12], составляет порядка $k_{pi} \sim 10^{-9}$ см³/с, при этом условия не соответствовали условиям настоящей работы. Константа скорости пеннинговской ионизации определяет относительной скоростью движения сталкивающихся частиц независимо от давления газа (концентрации частиц). Когда температура газа соответствует комнатной температуре, оцененное значение может рассматриваться и в настоящей работе и не требует проведения дополнительных оценочных расчетов.

При повышенных давлениях и частичном обдуве газоразрядного промежутка, в учете флуктуации концентрации электронов значительно влияет, наравне со ступенчатой ионизацией, ассоциативная ионизация (5), как дополнительный канал образования и гибели частиц. Константа скорости ассоциативной ионизации при столкновении метастабильных атомов составляет $k_{Ai} = 3 * 10^{-9}$ см³/с [16]. Так как при комнатной температуре при определенных условиях разряда тепловыделение обусловленное протеканием тока настолько мало, что газ практически не нагревается и при этом константа скорости пеннинговской и ассоциативной ионизации межатомных столкновений (4), (5) в настоящей работе, можно применить значения при температуре $T_g=300$ К [21], полученные на основе методов электронной спектроскопии и масс-спектроскопии порядка $\sim (1,0 \div 1,5) * 10^{-9}$ см³/с.

Для диссоциативной рекомбинации существует аппроксимация для константы скорости от электронной температуры [14]. Полученное соотношение может быть записано в следующем виде:

$$\alpha_{\Sigma} = 8.5 \cdot 10^{-7} \left(\frac{T_e}{300} \right)^{-0.67} \text{ см}^3/\text{с}. \quad (12)$$

Температурные зависимости коэффициентов парциальных коэффициентов $a_{2pi}(T_e)$ (обозначения по Пашену) для всех $2p_i$ – уровней, за исключением $2p_{10}$, зависимости $a_{2pi}(T_e)$ близки к $\alpha_{\Sigma}(T_e)$. Это дает основание предполагать, что через уровни $2p_1$ - $2p_9$, переносится преобладающая часть потока рекомбинации ионов Ar_2^+ . Действительно доля этого потока составляет $\sim 80\%$. В рассматриваемой модели диссоциативная рекомбинация может стать источником образования возбужденных атомов и при этом полученная аппроксимация может использоваться при выполнении расчетов.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен детальный анализ процессов происходящих в неравновесной аргоновой плазме атмосферного давления, а также проведен обзор константы скоростей в уравнении баланса элементарных частиц. В продолжении этой работы планируется провести моделирование процессов развития разряда.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дандарон Г.-Н.Б., Шагдаров В.Б., Базарсадаев Б.Ц. Критериальное обобщение вольтамперной характеристики отрицательного коронного разряда в потоке аргона // ЖТФ, 2007. Т. 77. Вып. 3. С. 94-95.
2. Дандарон Г.-Н.Б., Шагдаров В.Б., Базарсадаев Б.Ц., Ринчинов А.П., Ранжуров Ц.В. Аппроксимация вольтамперной характеристики отрицательного коронного разряда в потоке аргона // Материалы IV Всероссийской конференции молодых ученых «Материаловедение, технологии и экология в третьем тысячелетии». Томск: Изд-во института оптики атмосферы СО РАН, 2009. С.7-10.
3. Балданов Б.Б. Источник слабоионизированной неравновесной плазмы: дисс. кан. тех. н. – Улан-Удэ, 2004. – 125 с.
4. Шуайбов А.К., Шимон Л.Л., Шевера И.В., Дащенко А.И. Тлеющий разряд низкого давления на смеси «Ксенон/Хлор» // Физика плазмы, 2002. Т. 28. №12. С. 1147-1152.

5. Шуайбов А.К., Дашенко А. И., Шевера И.В., Миня А. И. Оптические характеристики плотной электро-газоразрядной плазмы инертных газов в сильнонеоднородных электрических полях // Физика плазмы, 1997. Т. 23. №10. С. 960-965.
6. Morrow R. Theory of negative corona in oxygen // Phys. Rev. A, 1985. V. 33. P. 1733-1800.
7. Рагихманов Г.Б. Динамика формирования объемного разряда и оптическое излучение приэлектродной плазмы в режиме распыления: дисс. канд. ф.-м. н. Махачкала, 2003. 167 с.
8. Байсова Б.Т., Струнин В.И., Трунина Н.Н., Худайбергенов Г.Ж. Абсолютные заселенности метастабильных состояний аргона в плазме высокочастотного разряда // ЖТФ, 2003. Т.73. Вып. 8. С. 30-34.
9. Богданов Е.А., Кудрявцев А.А., Цендин Л.Д., Арсланбеков Р.Р., Колобов В.И., Кудрявцев В.В. Влияние метастабильных атомов и нелокальности электронного распределения на характеристики положительного столба разряда в аргоне // ЖТФ, 2004. Т. 74. Вып. 6. С. 35-42.
10. Елецкий А.В., Сорокин А.Р. Стимулированное излучение димеров аргона при возбуждении импульсным разрядом с плазменным катодом // ЖТФ, 1997. Т. 67. №11. С. 49-52.
11. Bogaerts A., Gilbert R. Role of Ar^{2+} and Ar_2^+ ions in direct current argon glow discharge: A numerical description // J. Appl. Phys., 1999. V. 86. P. 4124-4133.
12. Струнин В.И., Ляхов, А.А. Худайбергенов Г.Ж., Шкуркин В.В. Моделирование процесса разложения силана в высокочастотной плазме // ЖТФ, 2002. Т. 72. Вып. 6. С. 109 - 114.
13. Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982.
14. Иванов В.А. Диссоциативная рекомбинация молекулярных ионов в плазме инертных газов // УФН, 1992. Т. 162. № 1. С. 35-70.
15. Ткачев А.Н., Феденев А.А., Яковленко С.И. Коэффициент Таунсенда, кривая ухода и эффективность формирования пучка убегающих электронов в аргоне // ЖТФ, 2007. Т. 77. Вып.6. С. 22-27.
16. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1992. 536 с.
17. Шуайбов А.К., Шимон Л.Л., Миня А.И., Дашенко А.И. Исследование характеристик модуля электрической прокачки импульсно-периодического лазера на молекулах ArF^* , KrF^* // Письма в ЖТФ, 1997. Т. 23. № 14. С. 49-55.

18. Богданов Е.А., Кудрявцев А.А., Цендин Л.Д., Арсланбеков Р.Р., Колобов В.И., Кудрявцев В.В. Влияние метастабильных атомов и нелокальности электронного распределения на характеристики положительного столба разряда в аргоне // ЖТФ, 2004. Т. 74. Вып. 6. С. 35-42.

19. Шуайбов А.К., Чигинь В.И., Шимон Л.Л., Шевера И.В., Горун П.П., Обуховский Р.О. Эмиссионные характеристики и электронные кинетические коэффициенты плазмы поперечного объемного разряда в смеси тяжелых инертных газов с молекулами хлора // ЖТФ, 2010. Т. 80. Вып. 5. С. 87-93.

20. Постников Б.В., Яковлев В.И. Скорость лавинной ионизации и механизмы энергетического обмена в плазме аргона за фронтом ударной волны // Письма ЖТФ, 2002. Т. 28. Вып. 17. С. 82-89.

21. Борисов В.Б., Егоров В.С., Ашурбеков Н.А. Тезисы докладов 6-й всесоюзной конференции по физике низкотемпературной плазмы. Л., 1983. Т.1. С.20.

СОДЕРЖАНИЕ

А.М. Майорова VII Всероссийский молодежный Самарский конкурс-конференция научных работ по оптике и лазерной физике	4
<i>Студенческая секция</i>	8
Богданов Д.Д., Рычков Н.А., Тимченко П.Е. Влияние взаимодействия электродов на характеристики незавершённого поверхностного разряда в воздухе на основе анализа эмиссионных спектров	8
Булавин Н.Н. Визуализатор фазы на основе эффекта Тальбота.....	15
Владимиров Д.А. Оптоволоконный измеритель модуля Юнга.....	21
Даниленко С.С. Измерение параметров шероховатости поверхности и комплексной диэлектрической проницаемости градиентного волновода	27
Егоров Е.С. Моделирование и исследование сверхскоростных метеоритных ударов	34
Ембулаев А.Н., Бужан А.Е., Ахметзянова С.Р. Фотохромные свойства перинафттиоиндиго.....	42
Захарова Д.О., Журавлева И.И., Тарасова Е.Ю. Лазерный синтез керамополимерных материалов на основе модифицированного поливинилиденфторида.....	47
Алембеков С.В., Золотухина А.Д., Тимченко Е.В. Экологические маркеры города Самары на основе метода дифференциального обратного рассеяния.....	54
Золотых М.С., Завестовская И.Н., Канавин А.П. Тепловая модель лазерной поверхностной обработки тонких металлических пленок	63
Зубкина Е.А., Генина Э.А., Башкатов А.Н. Оптическое просветление тканей глаза	70
Инсапов А.С. Измерение концентрации синглетного кислорода по анализу спектров его излучения	77
Кузнецова О.Ф. Электропроводность квантовой нити в методе ассоциативных алгебр	83

Малышев М.С. Определение корреляции между температурой и спектральной шириной полос димольного излучения синглетного кислорода	90
Махлышева С.Д., Завестовская И.Н. Моделирование процессов фрагментации металлических наночастиц в воде под действием фемтосекундных лазерных импульсов	96
Нуйкин Д.П., Воронцов Е.Н. Получение полей со сложной поляризацией интерференционным методом с помощью вихревых аксиконов	103
Попов Е.Н., Решетов В.А. Столкновительное фотонное эхо в магнитном поле	110
Русакова М.С., Сочкова Е.Ю. Динамика вектора состояния вырожденной двухфотонной модели Тэвиса-Каммингса с учетом штарковского сдвига уровней	117
Стрилец Т.С., Котляр В.В. Моделирование волноводных режимов в многослойных структурах	124
Тараканчикова Я.В., Савонин С.А., Абрамов А.Ю., Перепелицына О.А., Рябухо В.П. Безлинзовая фурье–голограмма сфокусированных изображений	132
Умов Д.И., Горохов А.В. Квантовые нелинейные эффекты и когерентные состояния трехмерной группы Лоренца	140
Даньшин В.В., Мухарямов Р.И., Ламожапов Х.Д. Диагностика качества распыла топлива сопловыми устройствами двигателей внутреннего сгорания с использованием лазерного излучения на двух длинах волн	146
<i>Секция аспирантов и молодых специалистов</i>	<i>150</i>
Акрестина А.С., Попугаева В.В., Кабанова Л.А. Спектральные зависимости изменений в оптическом поглощении, наведенных в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca},\text{Ga}$, излучением из видимого и ИК диапазонов	150
Братченко И.А., Захаров В.П., Тимченко П.Е. Микроскопический контроль сеточных эксплантатов	155

Волостников В.Г., Воронцов Е.Н., Котова С.П. Формирование световых полей со сложной поляризационной структурой с использованием астигматической дифракционной линзы	162
Дьяченко П.Н., Карпеев С.В., Павельев В.С. Синтез и исследование трехмерных металлодиэлектрических фотонных кристаллов	168
Качалов Д.Г., Хонина С.Н., Павельев В.С., Скиданов Р.В., Моисеев О.Ю. Оптимизация и исследование элементов дифракционной микрооптики, формирующих продольные распределения интенсивности	175
Кашапова Э.Р., Майер Г.В., Артюхов В.Я. Фотофизические процессы в бис-цианинах	180
Кренц А.А., Анчиков Д.А. Моделирование динамики лазера с отстройкой частоты	188
Молькин В.Е., Пожидаев Е.П., Барбашев В.А. Фазовые переходы в электрическом поле в жидкокристаллических смектических микро- и наноструктура: электрооптические проявления в светорассеянии.....	195
Морозов А.А. Получение изображений на микро-ДОЭ с малым разрешением	202
Ойнонен А.А., Гришанов В.Н. Быстродействующий пирометр спектрального отношения на основе телевизионного CMOS-сенсора	208
Павлов П.В., Малов А.Н., Вольф И.Э. Неразрушающий контроль авиационных деталей с использованием спиральных пучков лазерного излучения	213
Порфирьев А.П. Дифракционные оптические элементы для автоматического оптического позиционирования микрочастиц	220
Макаренко А.В., Правдивцев А.В. Ab initio метод оценивания собственного «паразитного» излучения оптических систем инфракрасного диапазона	226

Сергеев Р.Н. Применение цифрового спекл-интерферометра с непрерывным лазером для исследований нестационарных температурных деформаций	233
Аникеев Б.В., Касьянов И.В., Солосов Н.В., Федотова М.А. Метод измерения доплеровского сдвига частоты излучения, рассеянного на лазерной плазме, с использованием электрооптического эффекта	240
Стафеев С.С. Сравнительное моделирование острой фокусировки света методами Дебая и FDTD	246
Триандафилов Я.Р. Пространственные моды градиентной планарной гиперболической секансной линзы	253
Бурлуцкая Е.Н., Храмов В.Н., Чебакова Т.С. Повреждение твердых тканей зуба при воздействии лазерных импульсов различной длительности.....	260
Чернодуб М.Л., Осипов М.В., Стародуб А.Н., Фроня А.А., Якушев О.Ф. Диагностика лазерной плазмы в мягком рентгеновском диапазоне с высоким пространственным разрешением	267
Шаблий Л.С. Исследование применимости технологии лазерной стереолитографии для изготовления турбоприводов	275
Шибельгут А.А., Конкин Д.А., Литвинов Р.В. Пространственные оптические солитоны в гиротропных кристаллах силленитов в постоянном электрическом поле	282
Чернышова Е.А., Чернышов А.К. Экспресс-метод регистрации сильных линий поглощения с помощью диодно-лазерного спектрометра	289
Ярьсько П.С., Казакевич П.В., Мордовин Г.А. Исследование влияния физико–химических свойств жидкости на процесс образования наночастиц методом лазерной абляции	295
Иванов М.С. Нелинейно-оптический метод измерения величины сферической аберрации германиевых линз в инфракрасной области спектра.....	303

Базарсадаев Б.Ц., Шагдаров В.Б., Ринчинов А.П., Санеев Э.Л.
Константы скоростей элементарных процессов в
неравновесной аргонной плазме атмосферного давления,
инициированной в системе острей плоскость 310

Научное издание

**VII ВСЕРОССИЙСКИЙ МОЛОДЕЖНЫЙ
САМАРСКИЙ КОНКУРС-КОНФЕРЕНЦИЯ
НАУЧНЫХ РАБОТ ПО ОПТИКЕ
И ЛАЗЕРНОЙ ФИЗИКЕ**

(Самара, 17–20 ноября 2010 года)

Сборник конкурсных докладов

Печатается в авторской редакции
Титульное редактирование Т.И. Кузнецовой
Компьютерная верстка, макет В.И. Никонова

Подписано в печать 20.12.10. Гарнитура Times New Roman.
Формат 60x84/16. Бумага офсетная. Печать оперативная.
Усл.-печ. л. 20,25. Уч.-изд. л. 18,63. Тираж 100 экз. Заказ № 1932
Издательство «Самарский университет», 443011, Самара, ул. Акад. Павлова, 1

Отпечатано с готового оригинал-макета на УОП СамГУ