

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

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

(Самара, 18-21 ноября 2009 года)

Сборник конкурсных докладов

Самара
Издательство «Самарский университет»
2010

УДК 535+543.42

ББК 22.34

В85

В85 VII Всероссийский молодежный Самарский конкурс-конференция научных работ по оптике и лазерной физике : сборник конкурсных докладов (Самара, 18-21 ноября 2009 года). – Самара : Изд-во «Самарский университет», 2010. – 308 с.
ISBN 978-5-86465-468-2

В сборнике представлены работы участников **VII 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 978-5-86465-468-2

© 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, Самарское студенческое отделение SPIE</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>
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.В. Ивахник	<i>СамГУ, 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>
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 Учреждения Российской академии наук
Физического института им. П.Н. Лебедева РАН,
443011, г. Самара, ул. Ново-Садовая, 221. Тел. (846) 3355731
e-mail: orgcom@laser-optics.ru*

С 18 по 21 ноября 2009 года в Самарском филиале Учреждения Российской академии наук Физического института им. П.Н. Лебедева РАН (СФ ФИАН) прошла итоговая конференция участников **VII Всероссийского молодежного Самарского конкурса-конференции научных работ по оптике и лазерной физике**. Организаторами конкурса-конференции, который проходит в Самаре ежегодно с 2003 года, являются СФ ФИАН и ГОУ ВПО «Самарский государственный университет». В этом году Конкурс проходил при финансовой поддержке Министерства науки и образования Самарской области, Российского фонда фундаментальных исследований и Учебно-научного комплекса Учреждения Российской академии наук Физического института им. П.Н. Лебедева РАН.

Программа Конференции включала в себя актуальные проблемы 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. В работе Конференции приняли участие более 70 молодых исследователей из различных городов России: Самары, Москвы, Санкт-Петербурга, Воронежа, Томска, Иркутска, Саратова, Челябинска. В итоге было сделано 43 устных и 3 стендовых докладов. Как и в прошлые годы, конференция проходила в формате школы для молодых исследователей. Лекции о современных проблемах оптики, лазерной физики прочитали д.ф.-м.н. с.н.с. СФ ФИАН **Е.Г. Абрамочкин** – «*Структурно-устойчивые параксиальные гауссовы пучки*», заместитель директора отделения квантовой радиоп физики ФИАН **А.Н. Стародуб** – «*Перспективы использования лазеров для биотехнологий*» и «*Инерциальный термоядерный синтез: состояние и перспективы*», д.ф.-м.н. профес-

сор **А.Н. Малов** (Иркутский государственный университет) – «*Цифровая регистрация и обработка лазерных изображений*». Большой интерес участников и гостей конференции вызвала лекция зам. директора по науке СФ ФИАН **В.С. Казакевича** «*Триста лет истории оптики в Европе. Борьба идей и торжество традиций*». Доклады к.ф.-м.н. доцента Саратовского государственного университета **А.Н. Башкатова** были посвящены определению и управлению оптическими параметрами биотканей. **А.В. Неупкоева** (к.ф.-м.н., Иркутский государственный университет) представила доклад по современным методам анализа и управления кластерной наноструктурой воды и биоорганических растворов. Старший научный сотрудник этого же ВУЗа к.ф.-м.н. **А.Н. Бородин** представил доклады «*Волноводный режим распространения треков лазерного излучения в жидких органических пленках как результат дискретной дифракции на неоднородностях пленки*» и «*Управление характеристиками изображающих систем в условиях яркой засветки*». Также участники **VII 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 и конференция проводились по трем номинациям: лучшая студенческая работа, лучшая работа среди аспирантов и молодых специалистов и лучшая ученическая работа. Победителей конкурса в каждой секции определяла Экспертная комиссия, в состав которой вошли д.ф.-м.н. профессор **А.В. Горохов** (СамГУ), к.ф.-м.н. доцент **В.А. Жукова** (СамГУ), д.ф.-м.н. в.н.с. **М.В. Загидуллин** (СФ ФИАН), д.ф.-м.н. профессор **В.В. Ивахник** (СамГУ), заместитель руководителя по науке СФ ФИАН **В.С. Казакевич**, к.ф.-м.н. доцент **Н.П. Козлов** (СамГУ), д.ф.-м.н. профессор **В.В. Котляр** (СГАУ, ИСОИ РАН), д.ф.-м.н. профессор **А.Ф. Крутов** (СамГУ), д.ф.-м.н. профессор **Н.Е. Молевич** (СФ ФИАН, СГАУ), к.ф.-м.н. **С.А. Самагин** (СФ ФИАН), к.ф.-м.н. доцент **А.К. Чернышов** (СФ ФИАН). Начиная с первого Самарского конкурса-конференции, председателем экспертной комиссии является д.ф.-м.н. профессор **А.З. Грасюк** (ФИАН, Москва). При сравнительной оценке конкурсных работ учитывались научная новизна и актуальность, оригинальность, прикладная ценность работы, личный вклад автора, стиль изложения и представление работы на конференции.

По решению экспертной комиссии места распределились следующим образом. В секции аспирантов и молодых специалистов **I место** присуждено аспиранту Санкт-Петербургского государственного университета информационных технологий, механики и оптики **Н.В. Петрову** за работу *«Многодлинноволновая цифровая спекл-фотография»*. **II место** разделили представительница этого же ВУЗа **Я.Б. Музыченко** (*«Явление формирования дискретных капель в тонких слоях нематического жидкого кристалла под действием модулированного излучения»*) и адъюнкт Военного авиационного инженерного университета (г. Воронеж) **П.В. Павлов** (*«Метод определения параметров шероховатой поверхности с использованием сложноструктурированного лазерного излучения»*). **III место** присуждено аспиранту Самарского государственного университета путей сообщения **В.В. Игнатьеву** за работу *«Тепловизионная диагностика промышленных установок с использованием систем искусственного интеллекта»*, аспирантке Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники **А.С. Акрестиной** (работа *«Влияние температурного отжига на спектральные зависимости оптического поглощения в кристалле силиката висмута»*) и аспиранту СГАУ, инженеру СФ ФИАН **А.А. Кренцу** (*«Исследование нелинейной динамической системы, моделирующей переход к хаосу в лазере через разрушение двумерного тора»*).

В студенческой секции **I место** заняла студентка Саратовского государственного университета им. Н.Г. Чернышевского **Е.К. Волкова** (*«Люминесценция наночастиц CdS»*). **II место** присуждено студенту 4-го курса МФТИ **А.А. Ишханяну** (*«Нелинейное надбарьерное прохождение в приближении Гросса-Питаевского: примерная эквидистантность сдвига глубины барьера для различных резонансов»*) и студентке магистратуры ЮУрГУ (г. Челябинск) **Л.В.Кравцовой** (*«Влияние параметров оптического волокна на распространение света в волокне, скрученном в спираль»*). **Третье место** разделили студентка СамГУ, инженер СФ ФИАН **Е.А. Чернышова** (*«Спектрометр с модуляцией длины волны на базе диодного лазера с инжекционным захватом»*), студент СамГУ **М.А. Шлеенков** (*«Квантовые переходы многоуровневой системы в представлении функционального интегрирования»*) и студент МИФИ **А.С. Орехов** (*«Функция распределения электронов в фокусе мощного лазерного импульса»*).

Все призы были награждены дипломами и ценными подарками. Кроме того, дипломами за интересный доклад отмечены: **В.В. Даньшин**

(СамГУПС); **К.А. Зайцев** (ЮУрГУ); **А.Г. Боровков** (МИФИ, ФИАН); **П.С. Ярьсько** (СамГУ, СФ ФИАН); **С.С. Стафеев** (СГАУ, ИСОИ РАН); **А.К. Сатарин** (МГУ). Дипломом за активную работу на конференции награжден **Д.Г. Качалов** (СГАУ). Остальные участники получили дипломы за участие в конференции.

В этом году впервые к участию в конкурсе-конференции были приглашены школьники старших классов г. Самары. Экспертный совет школьной секции в составе председателя **А.Ф. Крутова** (д.ф.-м.н. профессора СамГУ), **К.Н. Афанасьева** (н.с. СФ ФИАН, член Самарского студенческого отделения SPIE), **А.Н. Бородина** (к.ф.-м.н., Иркутский государственный университет), **Е.Н. Воронцова** (аспирант СамГУ, инженер СФ ФИАН, председатель Самарского студенческого отделения SPIE), **А.М. Майоровой** (к.ф.-м.н. с.н.с СФ ФИАН), **А.В. Неупокоевой** (к.ф.-м.н., Иркутский государственный университет), **М.С. Русаковой** (к.ф.-м.н. СамГУ), отметили довольно высокий уровень работ конкурсантов. Вниманию школьников были предложены лекция **Е.Н. Воронцова** и **К.Н. Афанасьева** «Перемещение микроскопических частиц лазерным светом», экскурсия в лаборатории СФ ФИАН, а также интереснейший фильм, представленный Иркутской делегацией об организации научной работы в школах и популяризации астрономии в обществе.

В школьной секции I место разделили ученица 9 класса МОУ Самарский медико-технический лицей **Гаврина Ольга** (*«Диагностика помутнений оптических сред глаза с помощью цветовой фотографии»*), научный руководитель д.т.н. профессор **Н.Д. Быстров** (СГАУ)) и ученик 11 класса МОУ Самарский лицей информационных технологий **Савельев Станислав** (*«Бифункциональная панель для индикаторных приборов»*), научный руководитель к.ф.-м.н. **Н.В. Латухина** (СамГУ)). Второе место присуждено **Русину Никите** (МОУ Самарский лицей информационных технологий, 11 класс *«Миниатюрный источник энергии на основе карбида кремния»*), научный руководитель к.ф.-м.н. **В.И. Чепурнов** (СамГУ)). III место разделили **Кочетков Иван** (МОУ Самарский лицей информационных технологий, 10 класс, *«Мыльные пленки и нанотехнологии»*), научный руководитель к.ф.-м.н. **И.Л. Ключач** (СамГУ)) и **Ермоленко Дмитрий** (МОУ Самарский медико-технический лицей, 10 класс, *«Лазерная спекл-интерферометрическая диагностика вибрационного состояния колеблющихся объектов»*), научный руководитель д.т.н. профессор **Н.Д. Бы-**

стров (СГАУ), научный консультант **А.И. Жужукин** (ОАО СНТК им. Н.Д. Кузнецова).

Этот сборник познакомит вас с работами всех участников **VII Всероссийского молодежного Самарского конкурса-конференции научных работ по оптике и лазерной физике**. Проведение следующего конкурса-конференции планируется в ноябре 2010 года.

СТУДЕНЧЕСКАЯ СЕКЦИЯ

УРАВНЕНИЕ ФОККЕРА-ПЛАНКА ДЛЯ КОГЕРЕНТНОЙ РЕЛАКСАЦИИ СИСТЕМЫ ДВУХ ДИПОЛЬ-ДИПОЛЬНО ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ АТОМОВ

В.А. Михайлов, А.М. Трунин

*Самарский Государственный Аэрокосмический Университет
г. Самара, Московское шоссе, 34
anton-tr@yandex.ru*

АННОТАЦИЯ

Рассмотрена когерентная релаксация системы, состоящей из двух диполь-дипольно взаимодействующих двухуровневых атомов с сонаправленными, но в общем случае не равными по величине дипольными моментами. В представлении обобщенных когерентных состояний получено уравнение Фоккера-Планка и найдено его точное решение. Вычислены двухвременные корреляционные функции и форма контура линии излучения.

1. ВВЕДЕНИЕ

Два диполь-дипольно взаимодействующих двухуровневых атома являются одной из основных моделей квантовой оптики, позволяющей описывать коллективные эффекты в квантовых системах. Теоретические рассуждения указанной модели, включая основные принципы вывода кинетических уравнений, можно найти в [1-2]. Последние экспериментальные результаты, связанные с диполь-дипольным взаимодействием, имеются, например, в [3-4]. Вопросы резонансной флуоресценции системы диполь-дипольно взаимодействующих атомов рассматриваются, например, в [5,6]. Так в [6] выражение для контура линии излучения двух идентичных диполей представлено через матричные элементы оператора плотности, полученные при решении соответствующего кинетического уравнения.

Целью настоящей работы является последовательное, с использованием формализма матрицы плотности и метода уравнения Фоккера-Планка в представлении обобщенных когерентных состояний (ОКС) группы $SU(2)$, рассмотрение когерентной релаксации системы двух диполь-дипольно взаимодействующих атомов.

2. МОДЕЛЬНЫЙ ГАМИЛЬТониАН И КИНЕТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ

Полный гамильтониан системы, состоящей из двух диполь-дипольно взаимодействующих двухуровневых атомов, находящихся во взаимодействии с большой диссипативной подсистемой (фотонным термостатом) имеет следующий вид:

$$\hat{H} = \hbar \sum_{\alpha=1}^2 \hat{J}_0^{(\alpha)} + \hbar \sum_k \omega_k \hat{b}_k^+ \hat{b}_k + \hbar \sum_{k,\alpha} \left(g_{k\alpha} e^{ik\bar{r}_\alpha} \hat{b}_k \hat{J}_+^{(\alpha)} + h.c. \right) + \hbar \sum_{\substack{\alpha,\beta=1 \\ \alpha \neq \beta}}^2 V_{\alpha\beta} \hat{J}_+^{(\alpha)} \hat{J}_-^{(\beta)}. \quad (1)$$

Первое слагаемое в (1) описывает гамильтониан свободных двухуровневых атомов; второе – термостат, моделируемый бесконечным набором гармонических осцилляторов; а последние два, соответственно, взаимодействие атомов с термостатом и диполь-дипольное взаимодействие, записанные в приближении вращающейся волны.

Здесь $\hat{J}_0^{(1)}$, $\hat{J}_+^{(1)}$, $\hat{J}_-^{(1)}$, $\hat{J}_0^{(2)}$, $\hat{J}_+^{(2)}$, $\hat{J}_-^{(2)}$ – диагональные генераторы соответствующих неприводимых представлений группы $SU(2)$; $g_{k\alpha}$ – константа атомно-полевого взаимодействия; $V_{\alpha\beta}$ – константа дипольного взаимодействия.

С использованием стандартных методов теории матрицы плотности [1,7] получено операторное кинетическое уравнение для редуцированной матрицы плотности $\hat{\rho}_a(t) \equiv \hat{\rho}(t) = Sp_T \hat{\rho}_{aT}(t)$ рассматриваемой системы:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = & -i \sum_{\substack{\alpha,\beta=1 \\ \alpha \neq \beta}}^2 V_{\alpha\beta} \left[\hat{J}_+^{(\alpha)} \hat{J}_-^{(\beta)}, \hat{\rho} \right] - \\ & - \frac{1}{2} \sum_{\alpha,\beta=1}^2 \gamma_{\alpha\beta} \left[(v+1) \left(\hat{J}_+^{(\alpha)} \hat{J}_-^{(\beta)} \hat{\rho} + \hat{\rho} \hat{J}_+^{(\beta)} \hat{J}_-^{(\alpha)} - \hat{J}_-^{(\beta)} \hat{\rho} \hat{J}_+^{(\alpha)} - \hat{J}_-^{(\alpha)} \hat{\rho} \hat{J}_+^{(\beta)} \right) + \right. \\ & \left. + v \left(\hat{J}_-^{(\alpha)} \hat{J}_+^{(\beta)} \hat{\rho} + \hat{\rho} \hat{J}_-^{(\beta)} \hat{J}_+^{(\alpha)} - \hat{J}_+^{(\beta)} \hat{\rho} \hat{J}_-^{(\alpha)} - \hat{J}_+^{(\alpha)} \hat{\rho} \hat{J}_-^{(\beta)} \right) \right] \end{aligned} \quad (2)$$

γ_{11} и γ_{22} – константы затухания первого и второго атома, соответственно; $\gamma_{12} = \gamma_{21}$ – «эффективная» константа затухания:

$$\gamma_{\alpha\alpha} = \frac{4\omega_0^3 \bar{\mu}_\alpha^2}{3\hbar c^3},$$

$$\gamma_{\alpha\beta} = \frac{3}{2} \sqrt{\gamma_{\alpha\alpha}\gamma_{\beta\beta}} \left(\frac{\sin(k_0 r_{\alpha\beta})}{k_0 r_{\alpha\beta}} + \frac{\cos(k_0 r_{\alpha\beta})}{(k_0 r_{\alpha\beta})^2} - \frac{\sin(k_0 r_{\alpha\beta})}{(k_0 r_{\alpha\beta})^3} \right), \quad (3)$$

где r_{12} – расстояние между атомами, ω_0 – частота перехода, $k_0 = \frac{\omega_0}{c}$ – волновое число, $\bar{\mu}_\alpha$ – матричный элемент оператора дипольного момента соответствующего атома, ν – среднее число фотонов в термостате на частоте перехода.

Выражения (3) согласуются с приведенными в [1,2,7] и соответствуют когерентной релаксации с разрешенным, согласно правилам отбора, переходом, при котором магнитное квантовое число изменяется на ± 1 .

3. УРАВНЕНИЕ ФОККЕРА-ПЛАНКА И МЕТОД РЕШЕНИЯ

Диагональное представление Глаубера-Сударшана для редуцированной матрицы плотности имеет следующий вид:

$$\hat{\rho}(t) = \int_{\mathcal{Z}} d\mu(z_1) d\mu(z_2) P(z_1, z_2, \bar{z}_1, \bar{z}_2; t) |z_1, z_2\rangle \langle z_1, z_2|, \quad (4)$$

где $P(z_1, z_2, \bar{z}_1, \bar{z}_2; t)$ – контравариантный символ матрицы плотности, $|z_1, z_2\rangle = |z_1\rangle \otimes |z_2\rangle$ – вектор ОКС приводимого представления группы $SU(2)$; $d\mu(z)$ – инвариантная мера на однородном пространстве $CP_2 = SU(3)/U(2)$:

$$d\mu(z) = \frac{2}{\pi} \frac{d \operatorname{Re} z d \operatorname{Im} z}{(1 + z\bar{z})^2}. \quad (5)$$

Действие генераторов неприводимых представлений группы $SU(2)$, на проектор, составленный из векторов ОКС этого представления, известно [8], что позволяет свести операторно-кинетическое уравнение (2) к уравнению Фоккера-Планка для функции $f(z_1, z_2, \bar{z}_1, \bar{z}_2; t) = \frac{P(z_1, z_2, \bar{z}_1, \bar{z}_2; t)}{(1 + z_1\bar{z}_1)^2 (1 + z_2\bar{z}_2)^2}$:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial f}{\partial t} = & iV_{12} \left[\frac{z_1}{1+z_1\bar{z}_1} \left(\frac{\partial}{\partial z_2} + \frac{\partial}{\partial \bar{z}_2} \bar{z}_2^2 \right) + \frac{z_2}{1+z_2\bar{z}_2} \left(\frac{\partial}{\partial z_1} + \frac{\partial}{\partial \bar{z}_1} \bar{z}_1^2 \right) + \right. \\
& \left. + z_1 \frac{\partial}{\partial z_2} \left(2 + z_1 \frac{\partial}{\partial z_1} \right) + z_2 \frac{\partial}{\partial z_1} \left(2 + z_2 \frac{\partial}{\partial z_2} \right) - c.c. \right] f + \\
& + \frac{1}{2} \left\{ \gamma_{11} \frac{\partial}{\partial z_1} \left[(\nu+1) \left(z_1 + \frac{\partial}{\partial z_1} z_1^2 + \frac{\partial}{\partial \bar{z}_1} z_1^2 \bar{z}_1^2 \right) + \nu \left(-z_1 + \frac{\partial}{\partial \bar{z}_1} + z_1^2 \frac{\partial}{\partial z_1} \right) \right] + \right. \\
& + \gamma_{22} \frac{\partial}{\partial z_2} \left[(\nu+1) \left(z_2 + \frac{\partial}{\partial z_2} z_2^2 + \frac{\partial}{\partial \bar{z}_2} z_2^2 \bar{z}_2^2 \right) + \nu \left(-z_2 + \frac{\partial}{\partial \bar{z}_2} + z_2^2 \frac{\partial}{\partial z_2} \right) \right] + \quad (6) \\
& + \gamma_{12} \left[(\nu+1) \left(\frac{1}{1+z_1\bar{z}_1} \left(z_1 \frac{\partial}{\partial z_2} + \bar{z}_1 \frac{\partial}{\partial z_2} z_2^2 \right) + \frac{1}{1+z_2\bar{z}_2} \left(z_2 \frac{\partial}{\partial z_1} + \bar{z}_2 \frac{\partial}{\partial z_1} z_1^2 \right) + \right. \right. \\
& + \left. \frac{\partial}{\partial z_1} \left(\frac{\partial}{\partial z_2} (z_1^2 + z_2^2) + 2 \frac{\partial}{\partial \bar{z}_2} z_1^2 \bar{z}_2^2 \right) \right] - \nu \left(\frac{1}{1+z_1\bar{z}_1} \left(z_1 \frac{\partial}{\partial z_2} + \bar{z}_1 \frac{\partial}{\partial z_2} z_2^2 \right) + \right. \\
& \left. \left. + \frac{1}{1+z_2\bar{z}_2} \left(z_2 \frac{\partial}{\partial z_1} + \bar{z}_2 \frac{\partial}{\partial z_1} z_1^2 \right) - \frac{\partial}{\partial z_1} \left(\frac{\partial}{\partial z_2} (z_1^2 + z_2^2) + 2 \frac{\partial}{\partial \bar{z}_2} \right) \right) + c.c. \right\} f.
\end{aligned}$$

Для решения полученного уравнения (6) применялся метод разложения по собственным функциям оператора Лапласа-Бельтрами [8]. В рассматриваемой задаче, полный набор на пространстве решений $\chi = CP_2 \otimes CP_2$ образует система из 16 функций, получаемых всевозможными попарными произведениями $Y_s(z_1, z_2) = Y_{ij}(z_1, \bar{z}_1) Y_{kl}(z_2, \bar{z}_2)$, $0 \leq i, k \leq 1$, $|j| \leq i$, $|l| \leq k$, $1 \leq s \leq 16$, где функции $Y_{ij}(z, \bar{z})$ – собственные функции оператора Лапласа-Бельтрами, определенные на пространстве соответствующего неприводимого представления [8]:

$$Y_{00}(z, \bar{z}) = \frac{1}{\sqrt{\pi}}, \quad Y_{11}(z, \bar{z}) = -\sqrt{\frac{6}{\pi}} \frac{\bar{z}}{1+z\bar{z}}, \quad Y_{10}(z, \bar{z}) = \sqrt{\frac{3}{\pi}} \frac{1-z\bar{z}}{1+z\bar{z}}, \quad Y_{1-1}(z, \bar{z}) = \sqrt{\frac{6}{\pi}} \frac{z}{1+z\bar{z}}, \quad (7)$$

$$Y_1(z_1, z_2) = Y_{00}(z_1, \bar{z}_1) Y_{00}(z_2, \bar{z}_2), \quad Y_1(z_1, z_2) = Y_{00}(z_1, \bar{z}_1) Y_{1-1}(z_2, \bar{z}_2) \text{ и т.д.}$$

Поиск решения в виде разложения по указанным функциям:

$$f(z_1, z_2, \bar{z}_1, \bar{z}_2; t) = \sum_{j=1}^{16} F_j(t) Y_j(z_1, z_2) (1+z_1\bar{z}_1)^{-2} (1+z_2\bar{z}_2)^{-2}, \quad (8)$$

в совокупности со свойством ортонормированности функций $Y_s(z_1, z_2)$, приводит к системе из 16 дифференциальных уравнений для коэффициентов разложения:

$$\begin{aligned}
\dot{F}_1(t) &= 0, & \dot{F}_2(t) &= -\gamma_{22}\eta F_2 + \frac{\xi}{2\sqrt{3}}F_7, \\
\dot{F}_3(t) &= \sqrt{3}\gamma_{22}F_1 - 2\gamma_{22}\eta F_3 + \frac{\xi}{2\sqrt{3}}F_8 - \frac{\zeta}{2\sqrt{3}}F_{14}, & \dot{F}_4(t) &= -\gamma_{22}\eta F_4 - \frac{\zeta}{2\sqrt{3}}F_{15}, \\
\dot{F}_5(t) &= -\gamma_{11}\eta F_5 + \frac{\xi}{2\sqrt{3}}F_{10}, & \dot{F}_6(t) &= -\varpi\eta F_6, \\
\dot{F}_7(t) &= \frac{\sqrt{3}}{2}\zeta F_2 + \sqrt{3}\gamma_{22}F_5 - (\varpi + \gamma_{22})\eta F_7 - 2\eta\varphi F_{10}, \\
\dot{F}_8(t) &= \frac{\sqrt{3}}{2}\zeta F_3 - \varpi\eta F_8 - \frac{\sqrt{3}}{2}\xi F_9 - 2\eta\varphi F_{11}, \\
\dot{F}_9(t) &= \sqrt{3}\gamma_{11}F_1 - \frac{\zeta}{2\sqrt{3}}F_8 - 2\gamma_{11}\eta F_9 + \frac{\xi}{2\sqrt{3}}F_{14}, \\
\dot{F}_{10}(t) &= \sqrt{3}\gamma_{11}F_2 + \frac{\sqrt{3}}{2}\zeta F_5 - 2\eta\varphi F_7 - (\gamma_{11} + \varpi)\eta F_{10}, \\
\dot{F}_{11}(t) &= \sqrt{3}\gamma_{11}F_3 - 2\eta\varphi F_8 + \sqrt{3}\gamma_{22}F_9 - 2\varpi\eta F_{11} - 2\eta\varphi F_{14}, \\
\dot{F}_{12}(t) &= \sqrt{3}\gamma_{11}F_4 - (\gamma_{11} + \varpi)\eta F_{12} - \frac{\sqrt{3}}{2}\xi F_{13} - 2\eta\varphi F_{15}, \\
\dot{F}_{13}(t) &= -\frac{\zeta}{2\sqrt{3}}F_{12} - \gamma_{11}\eta F_{13}, \\
\dot{F}_{14}(t) &= -\frac{\sqrt{3}}{2}\xi F_3 + \frac{\sqrt{3}}{2}\zeta F_9 - 2\eta\varphi F_{11} - \varpi\eta F_{14}, \\
\dot{F}_{15}(t) &= -\frac{\sqrt{3}}{2}\xi F_4 - 2\eta\varphi F_{12} + \sqrt{3}\gamma_{22}F_{13} - (\varpi + \gamma_{22})\eta F_{15}, \\
\dot{F}_{16}(t) &= -\varpi\eta F_{16},
\end{aligned} \tag{9}$$

где введены следующие обозначения: $\eta = \frac{1}{2} + \nu$, $\varphi = \gamma_{12} = \gamma_{21}$, $\theta = V_{12} = V_{21}$,

$$\zeta = 2i\theta + \varphi, \quad \xi = 2i\theta - \varphi, \quad \varpi = \gamma_{11} + \gamma_{22}.$$

Начальные условия $F_s(0) = \bar{Y}_s(z_1, z_2)$, $1 \leq s \leq 16$, соответствуют релаксации из начального когерентного состояния.

Как нетрудно заметить, система (9) представляет собой совокупность трех независимых систем дифференциальных уравнений для функций

$\{F_1, F_3, F_8, F_9, F_{11}, F_{14}\}$, $\{F_2, F_5, F_7, F_{10}\}$ и $\{F_4, F_{12}, F_{13}, F_{15}\}$, для которых получено точное аналитическое решение.

4. ВЫЧИСЛЕНИЕ НАБЛЮДАЕМЫХ

Вычисление двухвременных корреляционных функций проводилось согласно работе [9]:

$$\begin{aligned} \langle \hat{J}_+(t)\hat{J}_-(0) \rangle = & \iint_{\mathcal{X}} d\mu(z_1)d\mu(z_2)d\mu(z'_1)d\mu(z'_2) \langle z_1, z_2 | \hat{J}_+^0 | z_1, z_2 \rangle \times \\ & \times K(z_1, z_2; t | z'_1, z'_2; 0) P_{j_{-\hat{\rho}(0)}}(z'_1, z'_2; 0), \end{aligned} \quad (10)$$

$\hat{J}_{\pm} = \sum_{\alpha=1}^2 \hat{J}_{\pm}^{(\alpha)}$; \hat{J}_+^0 – оператор \hat{J}_+ в представлении взаимодействия по свободной атомной подсистеме.

Далее, на основании (10) была получена форма контура линии излучения:

$$\begin{aligned} g(\omega) \cong & \text{Re} \sum_{j=1}^4 (z_{10}(1 + \bar{z}_{10}z_{20}) + z_{20}(1 + z_{10}\bar{z}_{20})) \times \\ & \times \frac{\bar{z}_{10}(\mu_{1j} + z_{20}\bar{z}_{20}\mu_{2j}) + \bar{z}_{20}(\mu_{3j} + z_{10}\bar{z}_{10}\mu_{4j})}{\Gamma_j(-\lambda_j + i(\omega - \omega_0))}, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \Gamma_j = & 2(\lambda + \varpi\eta) \left(2\lambda(\lambda + 2\varpi\eta) + (\varpi^2 + 2\gamma_1\gamma_2)\eta^2 - \frac{\xi\xi}{2} - 4\eta^2\varphi^2 \right) + \\ & + \varpi\eta\varphi(\xi + 4\eta^2\varphi), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mu_{1,2j} = & \frac{1}{8}\xi \left\{ (2\gamma_1 - \xi)(4\eta\varphi \pm \xi) - 2(\xi - 2\gamma_2 \mp 2\gamma_1\eta \mp 2\lambda_j)(\varpi\eta + \gamma_1\eta + \lambda_j) \right\} - \\ & - \left\{ \eta\varphi(4\eta\varphi \pm \xi) - (\varpi\eta + \gamma_1\eta + \lambda_j)(\varpi\eta + \gamma_2\eta + \lambda_j) \right\} (\gamma_2\eta + \lambda_j), \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \mu_{3,4j} = & \frac{1}{8}\xi \left\{ (2\gamma_2 - \xi)(4\eta\varphi \pm \xi) - 2(\xi - 2\gamma_1 \mp 2\gamma_2\eta \mp 2\lambda_j)(\varpi\eta + \gamma_2\eta + \lambda_j) \right\} - \\ & - \left\{ \eta\varphi(4\eta\varphi \pm \xi) - (\varpi\eta + \gamma_1\eta + \lambda_j)(\varpi\eta + \gamma_2\eta + \lambda_j) \right\} (\gamma_1\eta + \lambda_j), \end{aligned}$$

λ_j – корни уравнения

$$\begin{aligned} \lambda^4 + 4\varpi\eta\lambda^3 + \left(\eta^2(5\varpi^2 + 2\gamma_1\gamma_2 - 4\varphi^2) - \frac{\xi\xi}{2} \right) \lambda^2 + 2\varpi\eta(\eta^2(\varpi^2 + 2\gamma_1\gamma_2 - 2\varphi^2) - i\theta\xi) \lambda - \\ - \frac{1}{2}\eta^2\xi(\varpi^2\xi + \gamma_1\gamma_2(2\varphi - \xi)) + \gamma_1\gamma_2\eta^4((\gamma_1 + \varpi)(\gamma_2 + \varpi) - 4\varphi^2) - \frac{1}{16}(4\gamma_1\gamma_2 - \xi^2)\xi^2 = 0, \end{aligned} \quad (13)$$

$z_{10} = x_{10} + iy_{10}$ и $z_{20} = x_{20} + iy_{20}$ – параметры начального когерентного состояния.

В случае идентичных атомов $\gamma_{11} = \gamma_{22} = \gamma$ и выражение для формы контура упрощается:

$$g(\omega) \cong \text{Re} \sum_{j=1}^2 \left[\frac{(z_{10}(1 + \bar{z}_{10}z_{20}) + z_{20}(1 + z_{10}\bar{z}_{20}))}{(-\lambda_j + i(\omega - \omega_0))} \times \right. \\ \left. \times \frac{\bar{z}_{10}\bar{z}_{20}(z_{10} + z_{20})(6\gamma + 2\chi_j + 4\eta\varphi - \xi) + (\bar{z}_{10} + \bar{z}_{20})(6\gamma + 2\chi_j + 4\eta\varphi + \xi)}{4\chi_j^3 + 24\gamma\chi_j^2 + (44\gamma^2\eta^2 - \zeta\xi - 8\eta^2\varphi^2)\chi_j + 2\gamma(12\gamma^2\eta^2 - \zeta\xi + \varphi(\xi - 4\eta^2\varphi))} \right] \quad (14)$$

$$\chi_{1,2} = -2\gamma - \eta\varphi \mp \frac{1}{2} \sqrt{4\gamma^2\eta^2 + 2\gamma\xi + \zeta\xi + 8\gamma^2\varphi + 4\eta^2\varphi^2}.$$

Полученные результаты графически представлены на рисунке 1.

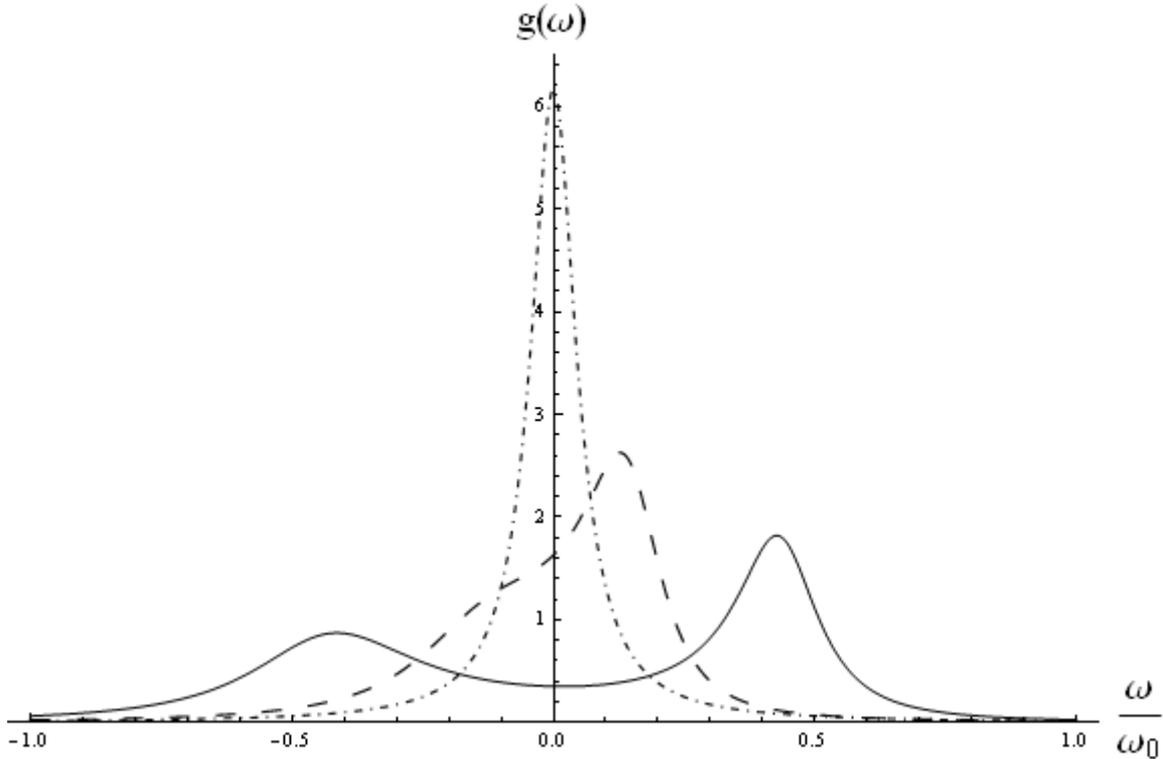


Рис. 1. Контур линии излучения при различных межатомных расстояниях. $\gamma_{11} = \gamma_{22} = 0.1\omega_0$, $\eta = 0.5$, $x_{10} = y_{20} = 1$, $y_{10} = x_{20} = 0$, $k_0 r_{12} = 0.7$ (сплошная линия), $k_0 r_{12} = 1$ (пунктир), $k_0 r_{12} = 15$ (штрих-пунктир)

При увеличении межатомного расстояния влияние диполь-дипольного взаимодействия ослабевает, что приводит уменьшению разности частот между пиками. В предельном случае $r_{12} \rightarrow \infty$, который соответствует отсутствию взаимодействия, пики полностью вырождаются в один, являю-

щийся в частном случае идентичных атомов лоренцевым с константой затухания $\gamma = \gamma_{11} = \gamma_{22}$.

Ненулевая температура термостата приводит, как и в аналогичных задачах, к дополнительному уширению линии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Agarwal G.S. Quantum statistical theories of spontaneous emission and their relation to other approaches // Springer tracts in modern physics, 1974. V.70. 129 p.
2. Milonni P.W., Knight P.L. *Retardation in the resonant interaction of two identical atoms* // Phys. Rev. A, 1974. V.10. No.4. P. 1096-1108.
3. Shen F. et al. *Many-body dipole-dipole interactions between excited Rb atoms probed by wave packets and parametric four-wave mixing* // Phys. Rev. Lett., 2007. V.99. 143201.
4. C. S. E. van Ditzhuijzen et al. *Spatially resolved observation of dipole-dipole interaction between Rydberg atoms* // Phys. Rev. Lett., 2008. V.100. 243201.
5. Griffin R.D., Harris S.M. *Two atom resonance fluorescence including the dipole-dipole interaction* // Phys. Rev. A, 1982. V.25. No.3. P. 1528-1534.
6. Горохов А.В., Семин В.В. *Излучение системы двух идентичных взаимодействующих двухуровневых атомов* // Известия РАН. Серия физическая, 2008. Т.72. №12. С. 1760-1762.
7. Скалли М.О., Зубайри М.С. *Квантовая оптика*. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. 512с.
8. Горохов А.В. *Методы теории групп в задачах квантовой физики*. Ч.3. Куйбышев, 1983. 96 с.
9. Gorokhov A.V., Mikhailov V.A. *Fokker-Planck equations method in theory of multilevel atoms relaxation* // Proc. SPIE, 1997. V.3239. P. 256-260.

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЕТА В ВОЛОКНЕ, СКРУЧЕННОМ В СПИРАЛЬ

Л.В. Кравцова

*Южно-Уральский государственный университет
(454080, г. Челябинск, пр. Ленина, 76)
e-mail: arya.85@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

Экспериментально исследовано поведение спекл-картины света при его распространении в многомодовом оптическом волокне со ступенчатым профилем показателя преломления. Обнаружен поворот спекл-картины при изменении шага спирали. Показано, что угол поворота в радианах численно равен углу, который на единичной сфере вырезает касательная к спирали, и не зависит от модового состава света, распространяющегося в волокне.

Электрическое поле E света, распространяющегося в многомодовом оптическом волокне со ступенчатым профилем показателя преломления, представляет собой суперпозицию Бесселевых пучков разного порядка с дислокациями (фазовыми сингулярностями) волнового фронта [1]. На существование особенности указывает наличие в выражении для E множителя $\exp(il\varphi)$, здесь φ – азимутальный угол в сечении сердцевины волокна, а величину l принято называть топологическим зарядом дислокации волнового фронта [2]. Знак и величина топологического заряда l определяют вид и направление вращения волнового фронта, а также траекторию вектора Пойтинга.

Рытовым [3], Владимирским [4], а намного позже и на основании квантовомеханической адиабатической теоремы Бери [5-7], было показано, что при распространении линейно поляризованного света по неплоской траектории, такой, что направление входного и выходного концов траектории совпадают, наблюдается поворот плоскости поляризации, причем угол поворота в радианах численно равен телесному углу в стереорadianах, который на единичной сфере вырезает касательная к неплоской траектории. Экспериментально поворот плоскости поляризации был продемонстрирован при распространении линейно поляризованного излучения в одно-

довом оптическом волокне [8]. Этот поворот можно интерпретировать как эффект возникновения топологической оптической активности, связанной с фазой Бери, а именно, при распространении света по неплоской траектории показатели преломления для лево и право циркулярно поляризованного света становятся различными [9].

Хорошо известно, что поворот плоскости линейной поляризации, наблюдаемый в эффекте Фарадея, обусловлен разными скоростями распространения V_+ для право и V_- для лево циркулярно поляризованного света, или, что то же самое, разными значениями показателя преломления для левой n_- и правой n_+ циркулярной поляризации.

Именно неравенство скоростей распространения $V_+ \neq V_-$ приводит к тому, что в маломодовом оптическом волокне, помещенном в продольное магнитное поле, наблюдается поворот спекл-картины при смене направления магнитного поля [10, 11]. Однако, в многомодовом оптическом волокне, помещенном в продольное магнитное поле, экспериментально наблюдается искажение спекл-картины, а не поворот, причем степень искажения пропорциональна величине внешнего приложенного магнитного поля [12].

В работе [13] поворот спекл-картины наблюдался и при распространении света в маломодовом оптическом волокне, скрученном в спираль, при изменении шага спирали. Возникает вопрос, а что будет со спекл-картиной света, прошедшего не через маломодовое, а через многомодовое оптическое волокно, скрученное в спираль, при изменении шага спирали?

Цель настоящей работы – экспериментальное исследование поведения спекл-картины света при его распространении в многомодовом оптическом волокне со ступенчатым профилем показателя преломления, скрученном в спираль, при изменении шага спирали.

Исследования проводились на многомодовом оптическом волокне со ступенчатым профилем показателя преломления длиной 64 см и радиусом сердцевины $\rho = 40$ мкм. Волокно скручивалось в однородную спираль с одним витком, радиус спирали R имел величину $R = 4,75$ см, то есть выполнялось условие $R \gg \rho$. Выполнение этого условия гарантировало отсутствие напряжений в оптическом волокне, которые могли повлиять на характер распространения света.

На рис.1 приведена схема экспериментальной установки. Излучение He-Ne-лазера 1 с длиной волны $\lambda = 0,63$ мкм проходило через поляриза-

тор 3 и фокусировалось на вход многомодового оптического волокна 5 с помощью линзы 4. Волокно было намотано на цилиндр 6 радиусом $R = 4,75$ см, таким образом обеспечивалась спиральная траектория волокна, через которое пропускалось линейно-поляризованное излучение. Спекл-картина излучения, прошедшего через волокно, наблюдалась визуально на экране 7. Для регистрации спекл-картины использовалась ПЗС-матрица.

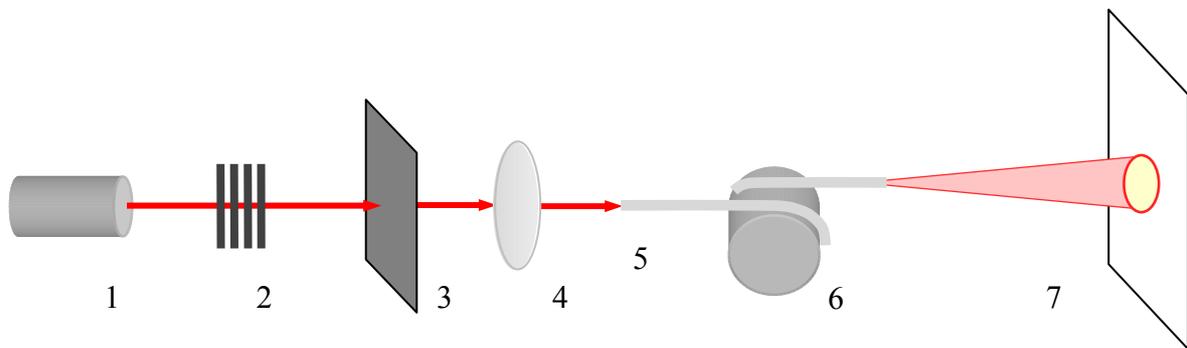


Рис. 1 Схема экспериментальной установки.

1 – He-Ne лазер, 2 – светофильтры, 3 – поляризатор, 4 – линза, 5 – волокно, 6 – цилиндр, 7 – экран или ПЗС-матрица

Излучение лазера вводилось под разными углами к оси волокна, поэтому на экране наблюдалась спекл-картина в виде кольца (рис. 2). Радиус кольца полностью определялся углом ввода излучения, а ширина кольца – угловой шириной сфокусированного на входе пучка.

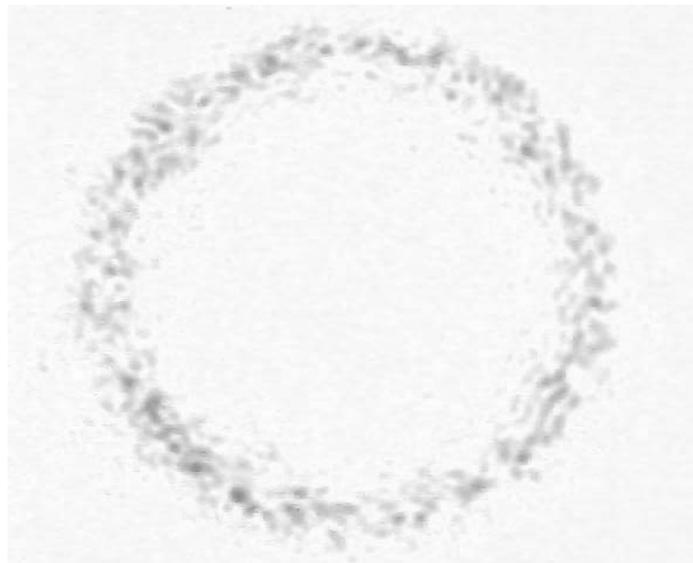


Рис. 2 Изображение спекл-картины света, прошедшего через многомодовое оптическое волокно, скрученное в спираль.

Исследовалось поведение спекл-картины при изменении шага спирали. Визуально отчетливо на фоне незначительных искажений наблюдался

поворот спекл-картины. При увеличении шага спирали спекл-картина поворачивалась по часовой стрелке. Зарегистрированные при каждом значении шага спирали изображения спекл-картины обрабатывались специальной программой [12], которая позволяла определить угол взаимного поворота между двумя любыми зарегистрированными спекл-картинами. В программе использован следующий алгоритм определения угла поворота. Сначала определялась функция распределения интенсивности в каждом из сравниваемых изображений, а затем вычислялось значение корреляционной функции между первым неподвижным изображением и вторым, которое поворачивалось на некоторый угол, и строилась зависимость корреляционной функции от угла поворота. Углом взаимного поворота двух изображений спекл-картин считался тот угол, при котором корреляционная функция имела максимальное значение.

Было проведено несколько серий измерений при разных углах ввода излучения в волокна. Экспериментально полученная зависимость угла поворота от шага спирали для разных углов ввода излучения в волокно представлена на рис. 3. На этом же рисунке представлена зависимость телесного угла Ω , который на единичной сфере вырезает касательная к спирали, от шага спирали h :

$$\Omega = \frac{h}{\sqrt{R^2 + (h/2\pi)^2}}.$$

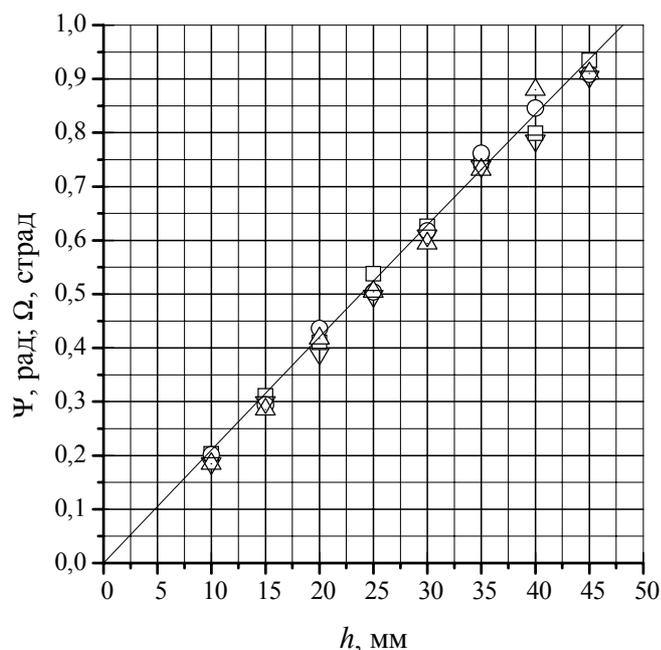


Рис 3. График зависимости угла поворота спекл-картины Ψ от шага спирали h .

○ – экспериментальные данные, – теоретическая кривая

Как видно из рис. 3, экспериментальные данные хорошо ложатся на теоретическую кривую, которая описывает величину геометрической фазы, приобретаемой светом при распространении по неплоской траектории. Таким образом, при распространении света в многомодовом волокне, скрученном в спираль, при изменении шага спирали наблюдается поворот спекл-картины, и угол поворота численно равен телесному углу, который на единичной сфере вырезает касательная к спиральной траектории волокна.

Итак, в результате проведенных экспериментальных исследований показано, что при распространении излучения в слабонавитом многомодовом оптическом волокне (волокне спиральной формы) при изменении шага спирали наблюдается практически неискаженный поворот спекл-картины. Угол поворота численно равен телесному углу, который вырезает на единичной сфере касательная к траектории волокна, и не зависит от модового состава излучения, распространяющегося в волокне.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Снайдер А., Лав Дж. Теория оптических волноводов. М.: Радио и связь, 1987.
2. Soskin M.S., Gorshkov V.N., Vasnetsov M.V., Malos J.T., Heckenberg N.R. *Topological charge and angular momentum of light beams carrying optical vortices* // Phys. Rev., 1997. A 56. P. 4064-4075.
3. Рытов С.М. *О переходе от волновой к геометрической оптике*// Докл. Акад. наук СССР, 1938. Т. 18. С. 2.
4. Владимирский В.В. *О вращении плоскости поляризации в искривленном световом луче* // Докл. Акад. наук СССР, 1941. Т. 21. С. 222 .
5. Berry M.V. *Quantal phase factors accompanying adiabatic changes* // Proc. Roy.Soc., 1984. A 392. P. 45.
6. Chiao R.Y., Wu. Y.-S. *Manifestation of Berry's Topological Phase for the Photon* // Phys.Rev.Lett., 1986. V.57. P. 933.
7. Berry M.V. *Interpreting the anholonomy of coined light* // Nature, 1987. V. 326. P. 277.
8. Tomita A., Chiao R.Y.. *Observation of Berry's topological phase by use of an optical fiber* // Phys.Rev.Lett., 1986. V. 57. P. 937.
9. Kundikova N.D., Zeldovich B.Ya. *Observation of a topological optical activity in a multimode optical fiber*// Technical digest of international topic meeting on photonic switching, Minsk, 1992, , P. 8.

10. Baranova N.B., Zel'dovich V.Ya // Письма в ЖЭТФ, 1994. V. 59. P. 648-650.

11. Даршт М.Я., Жиргалова И.В., Зельдович Б.Я., Кундикова Н.Д.. *Наблюдение «магнитного» поворота спекл-картины света, прошедшего через оптическое волокно* // Письма в ЖЭТФ, 1994. Т. 59. С. 734.

12. Anikeev V.V., Bolshakov M.V., Kundikova N.D., Valeyev A.I., Zinatulin V.S.. *The influence of a magnetic longitudinal field on the behavior of the speckle-pattern of the light, transmitted through optical fiber*// XVII International Conference on Coherent and Nonlinear Optics, "ICONO 2001". Minsk, Belarus, June 26-July 1, Technical Digest, ThP3, 2001.

13. Катаевская И.В., Кундикова Н.Д.. *Влияние спиральной формы волоконного световода на распространение света* // Квантовая электроника, 1995. Т. 22. № 9. С. 959-960.

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ НАНОЧАСТИЦ СУЛЬФИДА КАДМИЯ

Е.К. Волкова, В.И. Кочубей

*Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
(410012, Саратов, Астраханская ул., 83)
e-mail: ekvolkova87@rambler.ru*

АННОТАЦИЯ

Разработана методика синтеза изолированных наночастиц CdS в растворе ортоксиллола. Методами просвечивающей рентгеновской микроскопии и EXAFS показано наличие гексагональной структуры частиц с размером 3 нм. Обнаружено сложное поведение положения края поглощения в спектрах диффузного пропускания и отражения света. Сделан вывод о том, что такое поведение обусловлено одновременным изменением состава образца, размеров и количества наночастиц, а также показателя преломления раствора. Показано, что люминесценция наночастиц связана с наличием дефектов их структуры. Сделан вывод о том, что наиболее вероятными центрами люминесценции являются поверхностные примесно-вакансионные диполи, образованные избытком кадмия в частицах.

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы большое внимание уделяется изучению полупроводниковых наночастиц. Они обладают широким спектром поглощения и ярко выраженным узким пиком люминесценции в видимой части спектра. Оптические, электронные и каталитические свойства полупроводниковых наночастиц существенно отличаются от таковых для макрокристаллического вещества и зависят от размера частицы (эффект размерного квантования) [1]. Следовательно, изменяя размеры частиц, можно управлять их оптическими, электрическими и структурными свойствами.

Одной из перспективных областей применения наночастиц в настоящее время является применение полупроводниковых частиц в качестве люминесцентных меток. Преимуществом использования таких частиц является то, что можно менять люминесцентные свойства изменением размера частиц [2]. При этом смещается положение края поглощения, но всегда можно выбрать длину волны, на которой возбуждается люминесценция частиц любых размеров и, следовательно, любого цвета. Это дает возможность регистрации цветового распределения частиц по объекту.

При наличии анизотропии, одним из применений наночастиц может быть их использование для генерации второй гармоники излучения, например, в ИК визуализаторах. Для таких применений необходим синтез наночастиц, например, с гексагональной структурой. В качестве таких частиц нами выбран сульфид кадмия.

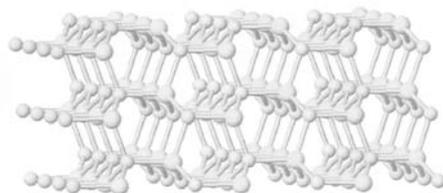


Рис. 1. Структура CdS hex

Метод синтеза может существенно влиять на атомную структуру наночастиц сульфида кадмия. Многочисленные рентгенографические исследования структуры частиц сульфида кадмия показали, что можно выделить два основных типа [3]:

1. пленка или порошок сульфида кадмия представляет собой смесь кристаллитов или доменов кубической и гексагональной фаз;
2. структура частиц сульфида кадмия не является кристаллической структурой вюрцита или сфалерита, а представляет собой неупорядоченную плотноупакованную (так называемую политипную) структуру.

Целью данной работы является синтез изолированных люминесцирующих наночастиц сульфида кадмия в растворе, и исследование динамики их роста, структуры и оптических характеристик.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для получения свободных наночастиц CdS малого размера осуществлялся синтез при термическом нагреве из пивалата кадмия и элементарной серы растворенных в ортоксилоле. Для этого отмеряли нужные объемы растворов $\text{Cd}(\text{piv})_2$ и S и при 120C^0 нагревали в термостате. Наночастицы синтезировались в течение 3 часов 45 минут, с отбором проб через каждые 15 минут. В результате раствор из практически бесцветного стал желтым, что свидетельствует о поглощении CdS в синей области спектра.

Структура наночастиц сульфида кадмия характеризовались методом EXAFS. Спектры снимались на станции EXAFS спектроскопии накопителя VEPP-3 Сибирского центра синхротронного излучения (Новосибирск, Рос-

сия). Пучок монохроматизировался двойным кремниевым кристалл-монокроматором без фильтрации третьего порядка. Регистрация проводилась при помощи двух ионизационных камер при температуре жидкого азота. Обработка спектров и нелинейная подгонка модели выполнялись с использованием стандартной программы «Viper».

Для получения изображений наноразмерных частиц в образцах и изучения их формы применялся просвечивающий электронный микроскоп JEM-2010 фирмы JEOL (Япония).

Для изучения динамики синтеза частиц и их свойств регистрировались спектры диффузного поглощения и отражения при помощи спектрофотометра Lambda 950, Perkin Elmer, с использованием интегрирующей сферы. Спектры люминесценции и возбуждения получали при помощи спектрофлуориметра LS55, Perkin Elmer с коррекцией на мощность возбуждающего излучения и спектральную чувствительность прибора. Для эксперимента использовались кюветы LiF с толщиной 10 мкм.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Для микроскопии и EXAFS, ввиду малости концентрации полученных наночастиц CdS, полученные наночастицы высаживались на оксидный носитель в качестве которого использовался Al_2O_3 . Анализ спектров EXAFS показал, что CdS нанесенный на Al_2O_3 имеет упорядоченную структуру. Из положений пиков на кривой модуля Фурье-трансформанты спектра EXAFS (рис.2) можно сделать предположение о формировании гексагональной пространственной структуры.

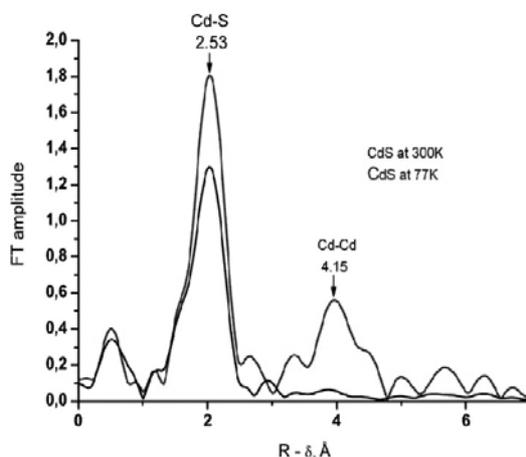


Рис. 2. Положение пиков от двух координационных сфер по спектрам EXAFS

Так как расстояния до первых координационных сфер у гексагональной и кубической структур CdS одинаковы в пределах разрешения метода, для определения типа решетки необходима дополнительная информация. В данном случае такую информацию могут дать изображения образца, полученные с помощью электронного микроскопа (рис.3). Анализ изображений показывает, что наночастицы имеют плоскую форму и видны в виде темных черточек на границах гранул носителя. Размер частиц составляет 3-5 нм. Толщина пластинок CdS намного меньше поперечных размеров, поэтому наночастицы, лежащие в плоскости изображения не видны из-за малого контраста.

Так как для кубических структур скорости роста частицы по различным граням одинаковы, такие наночастицы растут кубической или сферической формы. Плоские или столбчатые частицы характерны для гексагональной решетки. Следовательно, комплексный анализ данных микроскопии и EXAFS позволяет сделать вывод о том, что синтезированные нами наночастицы имеют гексагональную структуру и анизотропны при размере по широкой стороне 3-5 нм.

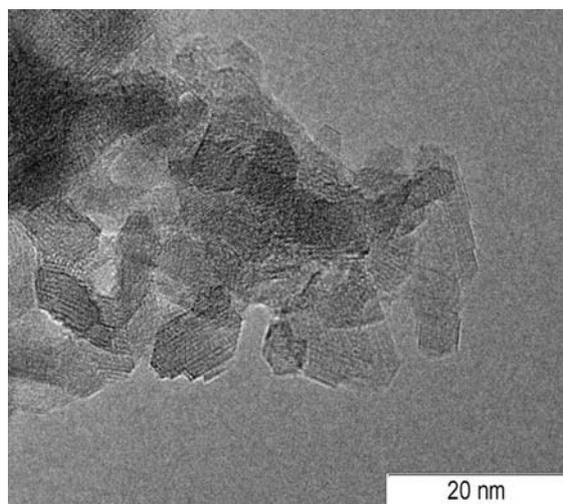


Рис.3 Микротопографические изображения образца CdS

Изучение динамики синтеза частиц и их свойства осуществлялось по спектрам диффузного поглощения и отражения (рис. 4, 5). Спектры не корректировались на френелевское отражение на границах ввиду того, что изменение показателя раствора имеет сложный характер при изменении концентраций реагентов.

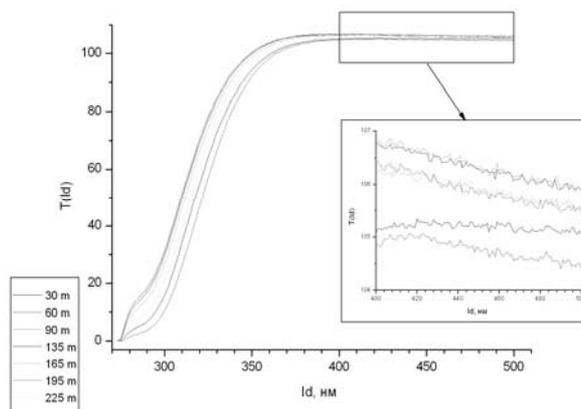


Рис. 4. Спектры пропускания наночастиц CdS

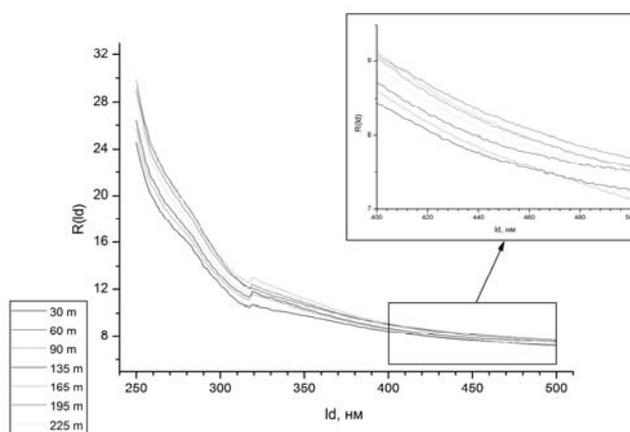


Рис. 5. Спектры отражения наночастиц CdS

Анализ полученных зависимостей показал следующее: для спектров диффузного пропускания происходит смещение края поглощения раствора в коротковолновую область при временах синтеза до 90 мин. Затем наблюдается постепенное смещение края в длинноволновую область. В области сильного поглощения вклад рассеянного сигнала мал, поэтому смещения вызваны только изменением поглощения компонент раствора. Смещение в коротковолновую область можно объяснить уменьшением концентрации серы, имеющей резкое увеличение коэффициента поглощения в области 300-320 нм. Смещение в длинноволновую область по мере увеличения времени синтеза обусловлено ростом размера наночастиц. Максимальный размер, определенный по формуле Брюса [4,5]:

$$\Delta E = E - E^{bulk} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2R^2} \left[\frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_h} \right] - \frac{1,786e^2}{\epsilon R} - \frac{0,248e^4}{2\epsilon^2 \hbar^2} \left[\frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_h} \right]$$

составил величину порядка 3 нм, что хорошо согласуется с данными микроскопии. Поведение спектров отражения более сложно, даже в области

400-500 нм, в которой поглощение практически отсутствует и сигнал определяется только релеевским рассеянием на наночастицах. В спектрах отсутствует монотонность зависимости от времени синтеза. Возможной причиной этого может быть одновременное изменение размеров, концентрации частиц и показателя преломления среды.

В спектрах люминесценции (рис. 6) наблюдается две изолированных полосы: с максимумом на 440 нм при возбуждении в области 376 нм; и с максимумом на 550 нм при возбуждении в области 528 нм. Из анализа экспериментальных и литературных данных можно сделать вывод, что коротковолновая люминесценция является люминесценцией раствора, а длинноволновая – люминесценцией наночастиц CdS.

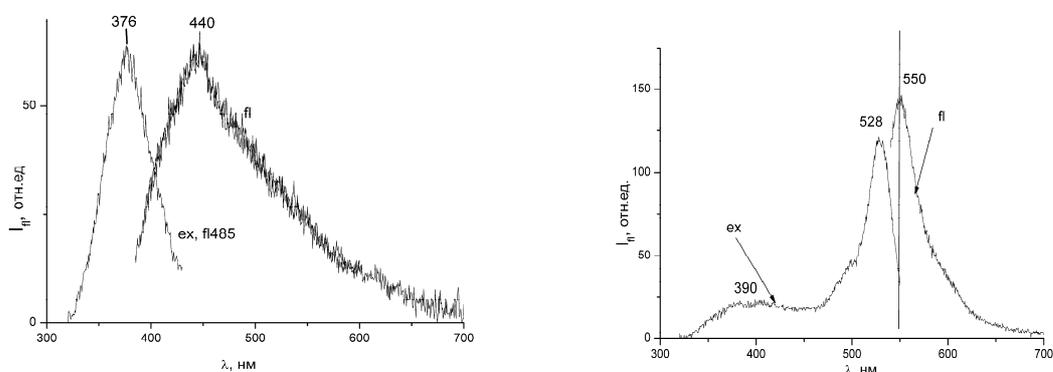


Рис. 6. Спектры люминесценции и возбуждения образца с наночастицами CdS, синтезированными в течение 180 мин

Как следует из рис. 6, полосы возбуждения люминесценции наночастиц расположены в длинноволновой области относительно края поглощения CdS. Это свидетельствует о том, что люминесценция происходит на локальных дефектах наночастиц. Это подтверждается проведенными нами экспериментами по влиянию концентрации серы на стабилизацию наночастиц. Уменьшение концентрации серы в растворе приводит к агрегации наночастиц, т.е. можно предположить, что избыток кадмия в частице компенсируется слабосвязанными ионами серы на поверхности. Наше предположение соответствует также анализу поведения люминесценции наночастиц CdSe [6] и влияния окружения наночастиц на поверхностные дефекты. Сильное влияние поверхностных дефектов на люминесценцию наночастиц CdS в полимере при его набухании показано также в работе [7]. Исходя из этого, можно предположить, что центрами люминесценции в CdS

служат примесно-вакансионные диполи. Наиболее вероятно наличие поверхностных дефектов, связанных с избытком кадмия и недостатком серы.

4. ВЫВОДЫ

Разработана методика синтеза изолированных наночастиц CdS в растворе ортоксилола. Спектральными и микроскопическими методами показано наличие гексагональной структуры частиц. Размер наночастиц составляет 3 нм. Показано, что люминесценция образцов связана с наличием дефектов структуры наночастиц.

Работа выполнялась при поддержке РФФИ, гранты 09-03-00369, 08-02-00404-а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Иванова Н.И., Руделев Д.С., Сумм Б.Д. *Получение наночастиц сульфида кадмия в обратных микроэмульсионных системах* // Вестн. Моск. ун-та., сер. 2 химия. 2001. т.42. №6.
2. Олейников В.А., Суханова А.В., Набиев И.Р. *Флуоресцентные полупроводниковые нанокристаллы в медицине и биологии* // Российские нанотехнологии, 2007. Т. 2. № 1–2. С. 160-173.
3. Ворох А.С., Ремпель А.А. *Атомная структура наночастиц сульфида кадмия* // Физика твердого тела, 2007. Т. 49. вып. 1.
4. Brus L.E. *Electron–electron and electron-hole interactions in small semiconductor crystallites: the size dependence of the lowest excited electronic state* // J. Chem. Phys, 1984. V. 80. P. 4403.
5. Kayanuma Y. *Quantum-size effects of interacting electrons and holes in semiconductor microcrystals with spherical shape* // Phys. Rev. B, 1990. V. 42. P. 7253.
6. Cordero S.R., Carson P.J., Estabrook R.A., Strouse G.F., Buratto S.K. *Photo-Activated Luminescence of CdSe Quantum Dot Monolayers* // J. Phys. Chem. B, 2000. V. 104, P. 12137-12142.
7. Походенко В.Д., Кучмий С.Я., Коржак А.В., Крюков А.И. *Фотохимическое поведение наночастиц сульфида кадмия в присутствии восстановителей* // Теоретическая и экспериментальная химия, 1996. Т.32. №2. С.102-106.

СПЕКТРОМЕТР С МОДУЛЯЦИЕЙ ДЛИНЫ ВОЛНЫ НА БАЗЕ ДИОДНОГО ЛАЗЕРА С ИНЖЕКЦИОННЫМ ЗАХВАТОМ

Е.А. Чернышова

*Самарский филиал Учреждения Российской академии наук
Физического института им. П.Н. Лебедева РАН
(443011, г. Самара, ул. Ново-Садовая 221)
e-mail: chak@fian.smr.ru*

АННОТАЦИЯ

В работе исследуется характер искажений, вносимых остаточной амплитудной модуляцией зондирующего оптического излучения в сигнал диодно-лазерного спектрометра с модуляцией длины волны. С помощью компьютерного моделирования показано, что остаточная АМ искажает симметричную форму, а также вызывает сдвиг и уширение сигнала спектрометра. В качестве метода позволяющего улучшить характеристики ДЛ-спектрометра рассматривается возможность подавления остаточной АМ при инъекции АМ-ЧМ модулированного зондирующего излучения в дополнительный диодный лазер-усилитель.

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из факторов, ограничивающих чувствительность спектроскопии с модуляцией длины волны (WMS-спектроскопии), является остаточная амплитудная модуляция (РАМ) зондирующего лазерного излучения. Кроме ухудшения чувствительности при WMS, остаточная амплитудная модуляция вносит искажение формы и сдвиг центра линии поглощения, что затрудняет интерпретацию спектроскопической информации. Балансное фотодетектирование оптического излучения позволяет уменьшить влияние остаточной АМ на сигнал WMS-спектрометра. Однако балансный фотодетектор, полностью устраняющий РАМ, реализовать технически сложно. Предполагается, что улучшению WMS-измерений будет способствовать использование ЧМ модулированных лазерных источников с предварительно подавленной остаточной вариацией интенсивности. Цель данной работы заключалась в уточнении характера искажений вносимых остаточной амплитудной модуляцией и изучении возможности подавления РАМ при инъекции АМ-ЧМ модулированного излучения в диодный лазер.

2. ВЛИЯНИЕ ОСТАТОЧНОЙ АМПЛИТУДНОЙ МОДУЛЯЦИИ НА СИГНАЛ СПЕКТРОМЕТРА С МОДУЛЯЦИЕЙ ДЛИНЫ ВОЛНЫ

Рассмотрим WMS-спектрометр, в котором диодный лазер (ДЛ) является источником зондирующего оптического излучения (рис.1а). Привлекательность использования ДЛ объясняется простотой осуществления ЧМ-модуляции (через изменение тока накачки $I_{ДЛ}$), что позволяет отказаться от внешних оптических модуляторов. С другой стороны, выходная оптическая мощность ДЛ линейно зависит от тока накачки, вследствие чего возникает значительная паразитная АМ. Кроме того, остаточная АМ возникает, в той или иной степени, и при использовании любых внешних ЧМ-модуляторов оптического излучения. В связи с этим важно четко представлять характер искажений вносимых АМ в детектируемый WMS-сигнал.

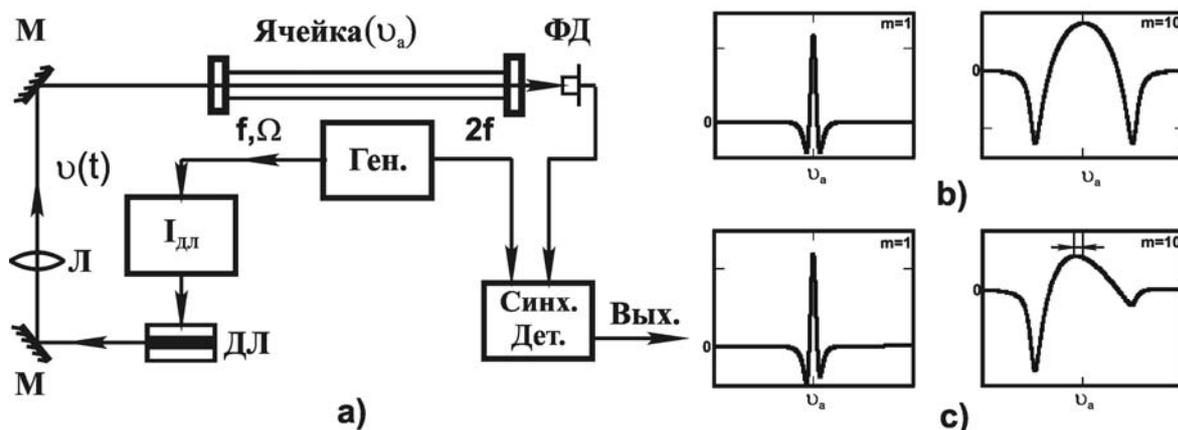


Рис. 1. WMS-спектрометр: а) оптическая схема; б) профиль сигнала 2-ой гармоники при чистой ЧМ-модуляции; в) профиль сигнала 2-ой гармоники при комбинированной АМ-ЧМ модуляции. Обозначения на рисунке: Ген. – генератор частот; $I_{ДЛ}$ – источник тока накачки; ДЛ – диодный лазер; Л – линза; М – зеркало; ФД-фотодетектор; Синх.Дет. – синхронный детектор

Моделирование сигнала диодно-лазерного WMS-спектрометра выполнялось в приближении слабого резонансного поглощения в газе на частоте ν_a . Рассматривались случаи чистой ЧМ и комбинированной АМ-ЧМ для индекса модуляции m в интервале от 0.1 до 15. При анализе чистой ЧМ использовался подход [1], согласно которому, оптическая интенсивность на выходе из ячейки с газом (рис.1а), раскладывалась в ряд Фурье по гармоническим функциям. Как показано в [1], для Лоренцевской линии поглощения коэффициенты разложения в ряд (амплитуды гармоник выходного электрического сигнала) могут быть рассчитаны аналитически с помощью выражения:

$$H_n(x, m) = I_0 \left(J_n(0) - \frac{a_0}{2} \left\{ (-i)^n e^n \frac{\left[\sqrt{(1-ix)^2 + m^2} - (1-ix) \right]^n}{m^n \sqrt{(1-ix)^2 + m^2}} + c.c. \right\} \right) \quad (1)$$

где I_0 – интенсивность излучения на входе в ячейку с исследуемым газом, $J_n(0)$ – функция Бесселя n -го порядка, a_0 – поглощение в центре линии, m – индекс модуляции, с.с. представляет собой комплексно сопряженное выражение. Используя выражение (1) был рассчитан сигнал второй гармоники, обычно регистрируемой экспериментально. Результаты представлены на рис. 1b для случаев малого ($m=1$) и большого ($m=10$) индексов модуляции. Из рисунка видно, что регистрируемый сигнал симметричен относительно центра линии поглощения исследуемого газа (ν_a). Увеличение индекса модуляции m , что бывает необходимо при регистрации слабого поглощения, приводит лишь к уширению контура сигнала второй гармоники. Рассчитанные WMS-сигналы на рис. 1b, соответствующие чистой ЧМ, в дальнейшем использовались как эталонные для уточнения характера искажений вносимых RAM.

При комбинированной модуляции, наличие остаточной АМ учитывается введением линейной зависимости лазерной мощности от частоты модуляции [2]. В этом случае, для Лоренцевской линии поглощения, интенсивность на выходе газовой ячейки, будет описываться более сложным аналитическим выражением, чем при чистой ЧМ. Затем, как и ранее интенсивность на выходе из ячейки раскладывается в гармонический ряд, и проводятся вычисления коэффициентов разложения. Общие выражения для коэффициентов разложения (амплитуды гармоник) довольно громоздки и поэтому здесь ограничимся результатом для 2-ой гармоники:

$$H_{2p}(x, m) = I_\Omega(x) \cos(2\psi) H_2(x, m) - p_\omega \gamma \frac{m}{2} [\cos(\psi) H_1(x) + \cos(3\psi) H_3(x, m)], \quad (2a)$$

$$H_{2q}(x, m) = I_\Omega(x) \sin(2\psi) H_2(x, m) - p_\omega \gamma \frac{m}{2} [\sin(\psi) H_1(x, m) + \sin(3\psi) H_3(x, m)],$$

$$H_{2,\Phi}(x, m) = I_0 [H_{2p}(x, m) \cos(\Phi_2) + H_{2q}(x) \sin(\Phi_2)] \quad (2b)$$

Как следует из (2), при комбинированной модуляции даже с небольшим индексом ($m < 1$) в амплитуду сигнала на n -ой гармонике также дают вклады $n+1$ и $n-1$ гармоник. По формуле (2) были рассчитаны сигналы для случая комбинированной модуляции, а результаты расчетов представлены

на рис. 1с. Согласно которым, выходной WMS-сигнал при ЧМ-АМ модуляции больше не является симметричным относительно центра линии поглощения (ν_a). Также, при больших индексах m наблюдается уширение контура и сдвиг максимума сигнала.

3. ЧАСТОТНО-МОДУЛИРОВАННЫЙ ЛАЗЕРНЫЙ ИСТОЧНИК С ПОДАВЛЕННОЙ ОСТАТОЧНОЙ АМПЛИТУДНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ

В качестве ЧМ-модулированного источника излучения с подавленной РАМ предлагается использовать систему из двух ДЛ: задающего и ведомого рис. 2а. Излучение задающего лазера ДЛ1 модулируется по частоте, через изменение тока накачки, и инжектируется в ведомый лазер ДЛ2. Рассматривалась V-образная схема инжекции оптического сигнала в ДЛ2, которая обеспечивает пространственное разделение входного и выходного пучков и позволяет получить более мощное выходное излучение. Ведомый лазер работает в режиме насыщения оптического усиления. Следовательно при инжекции в ДЛ2 оптического АМ-ЧМ излучения его выходная мощность будет оставаться практически постоянной, в то время как, частота лазерного излучения будет меняться синхронно с частотной модуляцией.

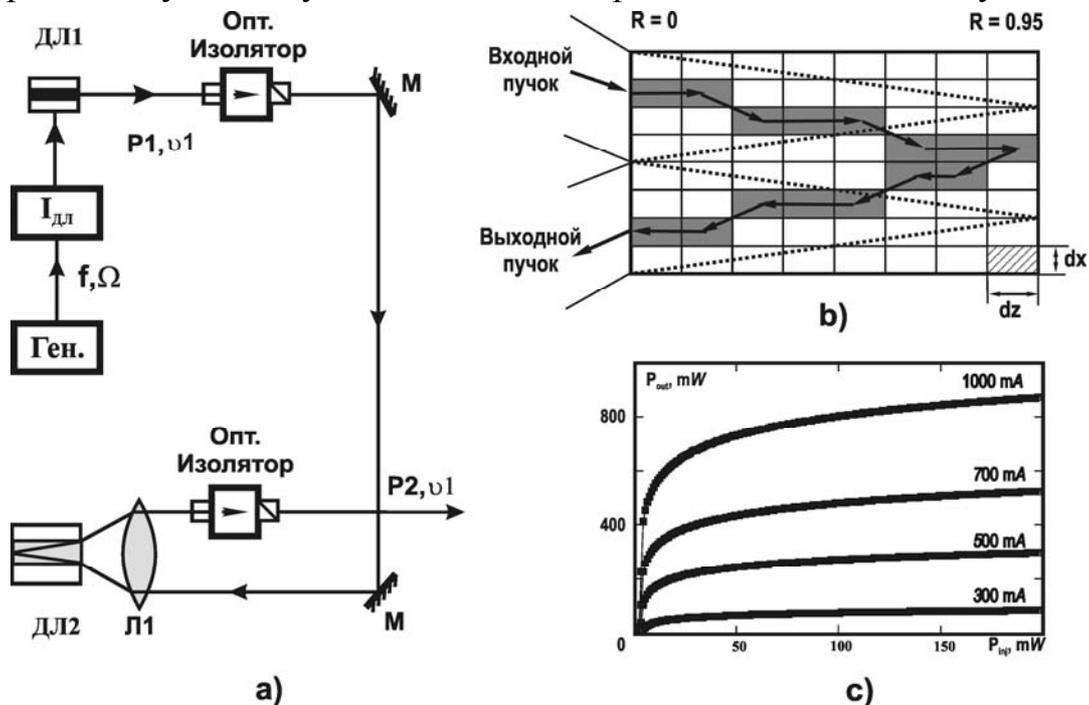


Рис. 2. Лазер с инжекцией внешнего оптического излучения: а) схема эксперимента; б) модельная схема распространения света в активной области лазера ДЛ2; в) расчетная зависимость выходной мощности ДЛ2 P_{out} от инжектируемой мощности P_{inj}

Степень подавления RAM можно определить по графику зависимости выходной мощности P_{out} ведомого лазера от инжектируемой в него мощности P_{inj} . Компьютерная модель, позволяющая рассчитать указанную зависимость, построена на основе работы [3]. При расчете распространения оптического излучения внутри ведомого лазера, его активная область (размером 100×750 мкм), была разделена на сегменты рис. 2b. Входное инжектируемое излучение, моделировалось как набор пучков постоянной интенсивности, число которых совпадало с числом боковых элементов активной области. При распространении внутри ДЛ2 входной пучок проходит три сегмента в продольном направлении, затем один в поперечном. Оптическое усиление в каждом сегменте происходит на одну и ту же величину и может быть вычислено как:

$$dP_{OSC}^{fb} = P_{OSC}^{fb} b(N_{\max}(I) - N_t) e^{-\frac{P}{\gamma(I)}} dz, \quad (3a)$$

$$dP_{ASE}^{fb} = P_{ASE}^{fb} b(N_{\max}(I) - N_t) e^{-\frac{P}{\gamma(I)}} dz + a_{sp} N_{\max}^2, \quad (3b)$$

где dP_x^x – изменение полной мощности в элементе, b – коэффициент усиления, P – мощность, входящая в элемент, $N_{\max}(I)$ – плотность носителей в присутствии света, N_t – плотность носителей при прозрачности, γ – мощность насыщения, dz – длина элемента. Распространение собственного излучения ведомого лазера рассматривалось только вдоль оси z . Полная мощность в отдельном сегменте складывается из усиленного излучения задающего лазера P_{OSC} и усиленного собственного спонтанного излучения ведомого лазера P_{ASE} . При заданном значении инжектируемой оптической мощности P_{inj} стационарное значение P_{out} выходной мощности излучения лазера ДЛ2 вычислялось с помощью итерационной процедуры.

Результирующий расчетный график зависимости выходной мощности P_{out} от инжектируемой мощности P_{inj} для различных значений токов накачки ДЛ2 показан на рис. 2с. График имеет участок почти параллельный горизонтальной оси, соответствующий насыщению оптического усиления. На данном участке, мощность выходного излучения ведомого ДЛ остается практически постоянной, несмотря на изменение P_{inj} , что указывает на подавление RAM. Полученный график, позволяет выбрать рабочую точку

так, чтобы величина остаточной АМ в излучении ведомого лазера была минимальной.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных расчетов установлено, что остаточная амплитудная модуляция вызывает сдвиг максимума WMS-сигнала относительно центра линии поглощения и вносит асимметрию в его форму. Также, при больших индексах модуляции, РАМ приводит к дополнительному уширению регистрируемого сигнала. Продемонстрирована возможность применения метода инжекционного захвата диодного лазера для создания источника когерентного ЧМ-модулированного оптического излучения с подавленной остаточной амплитудной модуляцией.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Arndt R., *Analytical line shapes for Lorentzian signals broadened by modulation* // J. Appl. Phys, 1965. V. 36(08), P. 2522-2524.
2. M. de Rosa, Ciucci A. et al. *On the measurement of pressure induced shift by diode lasers and harmonic detection* // Opt. Communication, 1998. № 147, P. 55-60.
3. Gehrig E., Beier B., Boller K.-J. Wallenstein R. *Experimental characterization and numerical modelling of an AlGaAs oscillator broad area pass amplifier system* // Appl. Physics B, 1998. № 66. P. 287-293.

РАЗРАБОТКА ОПТИЧЕСКОЙ СЕНСОРНОЙ ИНТЕРАКТИВНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

В.В. Даньшин, В.В. Игнатъев

*Самарский государственный университет путей сообщения
e-mail: danshin063@gmail.com*

АННОТАЦИЯ

В статье поднимается вопрос о разработке системы компьютерного зрения для обработки изображений касаний сенсорных поверхностей. Подробно изложен алгоритм сегментации видеоизображения такого сенсора. Предложено техническое решение ударопрочной конструкции интерактивной поверхности.

1. ВВЕДЕНИЕ

Последние 15 лет инженеры и дизайнеры в области человеко-машинного взаимодействия (HCI) искали новые пути построения удобных и доступных интерфейсов. В масштабной работе Каролины Хюммельс [1] изложен опыт обобщения знаний в этой области и проводится анализ взаимодействия человека и существующих машин и жизненных сред. Наряду с принципами построения контекстуальных жизненных сред, в ней подробно рассматриваются возможные пути расширения способов взаимодействия человека и компьютера.

Один из таких способов реализует получившая за последние 5 лет широкое распространение технология «*multi-touch*», технология, с помощью которой сенсорный экран или тачпад может отслеживать одновременно несколько точек нажатия или касания. Эта технология используется в интерактивных поверхностях информационных табло, манипуляторах типа «мышь» и прочих устройствах взаимодействия с информационной средой. Наиболее известное ее применение сегодня – смартфон iPhone™ от Apple®. [2]

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И АНАЛИЗ ПРОТОТИПОВ

Физическим принципом, заложенным в основу технологии *multi-touch*-сенсоров, является возможность определения касаний поверхности с помощью полевых транзисторов, восприимчивых к свету (оптических сенсоров)

или сенсоров на электростатическом принципе. Сегодня используются бесконтактные емкостные матрицы [3], матрицы ПЗС и быстрые КМОП-сенсоры изображений с использованием полупроводниковых материалов теллурида $HgCd$ и арсенида $InGa$ и интегральной архитектурой ROIC.

На российском рынке уже существует ряд решений, реализующих интерактивные поверхности для презентационных, образовательных и развлекательных целей – интерактивные школьные доски, планшетные портативные компьютеры, широкоформатные *multi-touch*-мониторы и даже барные стойки. Однако, их высокая стоимость, обусловленная сложной технологией изготовления больших сенсорных матриц, а также хрупкая конструкция экранов интегрированных с сенсорами и, порой, ограниченность функций контроллеров сужают круг потенциальных возможностей использования этих устройств в повседневной жизни.

Однако, существуют менее дорогостоящие решения. На рис. 1 и 2 показаны манипуляторы типа «мышь», разработанные корпорацией Microsoft®.



Рис. 1. Microsoft® Cap® манипулятор типа «мышь», реагирующий на нажатие



Рис. 2. Microsoft® Orb® манипулятор типа «мышь», реагирующий на касание

Разработано устройство в виде стола с ударопрочной интерактивной поверхностью. Конструкция такого устройства приведена на рисунке 3.

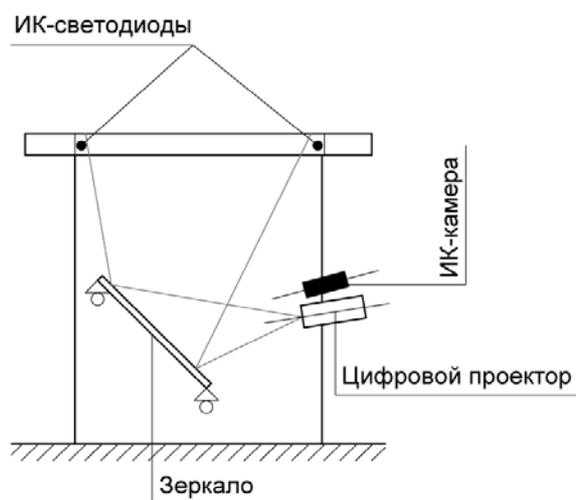


Рис. 3. Конструкция стола с интерактивной ударопрочной поверхностью

Проектор воспроизводит изображение на матовую поверхность стола из оргстекла снизу с помощью оптической системы, образованной зеркалом и объективом проектора, по периметру поверхности располагаются ИК-светодиоды, работающие в околоинфракрасном диапазоне (0.75-1.4 μ), подсвечивающие поверхность. Определение касаний к поверхности производится с помощью камеры, воспринимающей отраженный от пальцев или объектов на столе свет в ИК-диапазоне через оптическую систему, образованную объективом камеры и зеркалом.

Разработанное устройство позволяет воспроизводить на поверхности стола графический интерфейс любых компьютерных программ и взаимодействовать пользователю с программами в реальном времени с помощью прикосновений и жестов. Определение касаний производится программно с помощью специально разработанного для этих целей драйвера, алгоритмы работы которого приведены далее.

3. ОПИСАНИЕ АЛГОРИТМОВ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КАСАНИЙ

Конвейер обработки входного изображения в драйвере интерактивной поверхности представлен на рисунке 4.

Из буфера камеры в каждый дискретный момент времени считывается монохромное изображение i -го кадра $f_i(m,n): m,n \in Z$, где m, n - высота и ширина изображения, и преобразуются в бинарное изображение [4, 5]:

$$g(f) = \begin{cases} 1, f \geq T \\ 0, f < T \end{cases}, \quad (1)$$

где T – пороговое значение яркости, выбираемое при настройке системы.

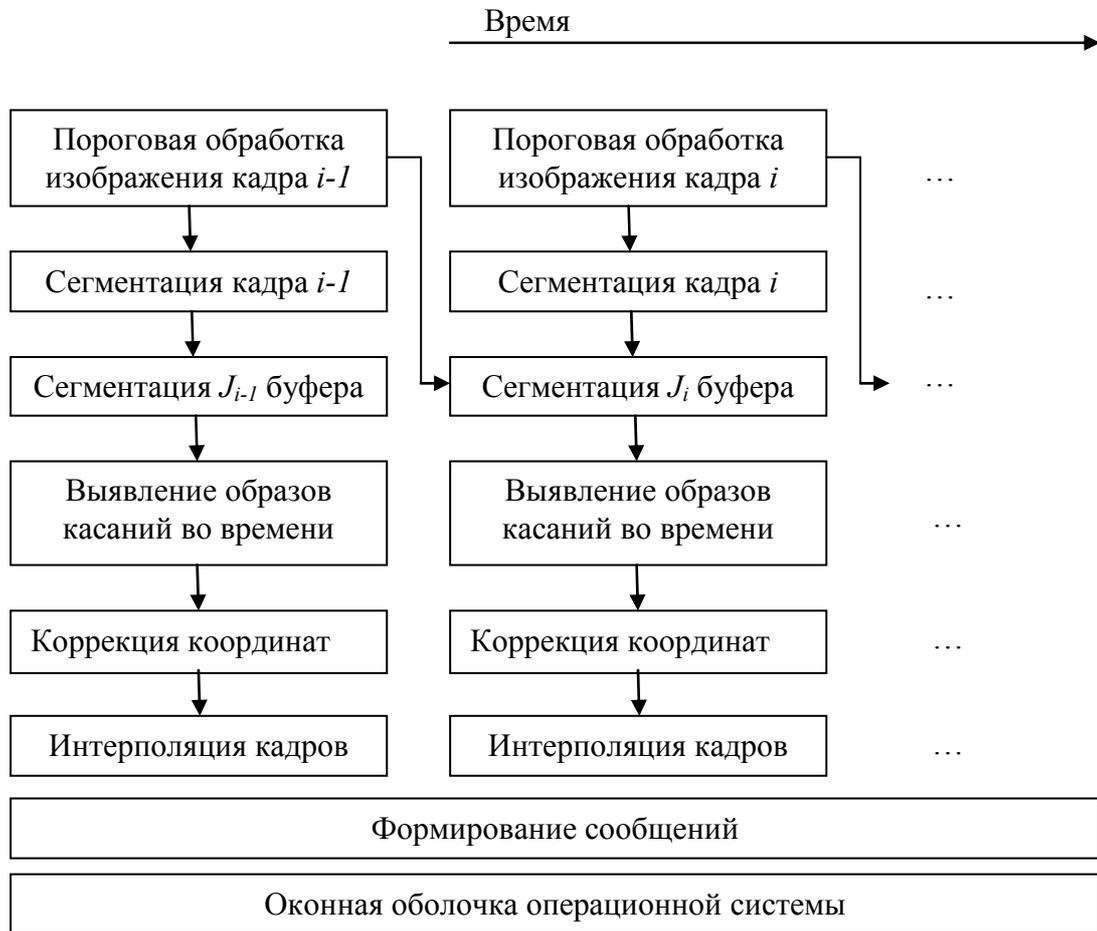


Рис. 4. Функциональная схема конвейера обработки изображений касаний *multi-touch* поверхности

Полученное бинарное изображение $g_i(m,n)$ сегментируется с помощью следующего алгоритма.

В ОЗУ хранятся построчно изображения $g_i(m,n)$ и $g_{i-1}(m,n)$ – текущего и предыдущего кадра. Для образа касания t выделена область памяти $I_{t,i}(m,n)$. Требуется скопировать каждый образ t изображения g_i в область памяти $I_{t,i}$, а также получить его описывающий прямоугольник $a_i(x_{1t}, y_{1t}; x_{2t}, y_{2t}) \in A_i$, где A_i – множество всех прямоугольников, описывающих образы кадра i . При построчном обходе находится некоторая точка $p_{t,i}(k,l) = 1$ и выполняются операции:

$$\left. \begin{aligned}
I_t(k,l) &= \begin{cases} p_{t,i}, p_{t,i} \\ \text{return}, -p_{t,i} \end{cases} \\
g_i(k,l) &= 0 \\
x_{1t} &= \begin{cases} k, k < x_{1t} \\ x_{1t}, k > x_{1t} \end{cases} \\
x_{2t} &= \begin{cases} k, k > x_{2t} \\ x_{2t}, k < x_{2t} \end{cases} \\
y_{1t} &= \begin{cases} l, l < y_{1t} \\ l_{1t}, l > y_{1t} \end{cases} \\
y_{2t} &= \begin{cases} l, l > y_{2t} \\ y_{2t}, k < y_{2t} \end{cases}
\end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Алгоритм (2) повторяется рекурсивно для точек $g_i(k+1;l+1)$, $g_i(k+1;l-1)$, $g_i(k+1;l)$... –соседних для точки $(k;l)$, после чего находится новая точка $p_{t,i+1}$.

После нахождения всех образов $I_{t,i}(m,n)$ формируется дополнительный буфер $J(m,n)$:

$$J = g_i \vee g_{i-1}. \quad (3)$$

Операция сегментации повторяется для буфера J – определяется множество описывающих прямоугольников B . При малом шаге дискретизации времени, а также при допущении, что расстояние между точками касаний больше линейных размеров образов касаний, т.е., точки касаний не могут переместиться за дискретный временной интервал на расстояние большее, чем размеры образа, к которому они принадлежат, оказывается, что любые два образа с описанными прямоугольниками $a_i \in A_i$ и $a_{i-1} \in A_{i-1}$, находящиеся внутри некоторого прямоугольника $j \in J$, являются образами одного и того же касания для разных дискретных моментов времени. Такое положение позволяет реализовать с помощью приведенного алгоритма детектирование движения и интерполяцию его во времени, что способно исключить артефакты, обусловленные дискретностью воспринимающей матрицы и временного отсчёта.

После определения касаний производится пересчёт определенных алгоритмом сегментации координат точек из эллиптической системы координат фокальной поверхности объектива в плоскую систему координат эк-

рана, а также формирование событий операционной системы для управления оконной средой.

Приведенный алгоритм относится к классу сложности P [6]. Как показали эксперименты, изложенный алгоритм позволяет детектировать и отслеживать до 15 касаний в реальном времени (дискретность < 30 мс) при разрешении воспринимающей матрицы в 784×576 точек.

4. ВЫВОДЫ

Разработана система компьютерного зрения для реализации альтернативы дорогостоящим *multi-touch* поверхностям. Как и показано в [2, с. 73-75], сегментация изображений касаний оказывается более сложной вычислительно, чем обработка сигналов сенсоров. Разработка может быть использована там, где требуется конструкция интерактивной поверхности более устойчивая к механическим воздействиям. В целом, разработка может быть полезна исследователям в области человеко-машинного взаимодействия.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hummels K. Gestural design tools: prototypes, experiments and scenarios. ISBN 90-9014013-1, 2000. 336 с.
2. Westerman W. Hand tracking, finger identification, and chordic manipulation on a multi-touch surface. University of Delaware, 1999. 333 p.
3. *Capacitive Sensor Operation and Optimization // Lionprecision Tech-Note / LT03-0020, February 2009, p.2-3.*
4. Визильтер Ю.В., Желтов С.Ю., Князь В.А., Ходарев А.Н., Моржин А.В. Обработка и анализ цифровых изображений с примерами на LabVIEW и IMAQ Vision. М.: ДМК Пресс, 2007. 464 с.
5. Виттих В.А., Сергеев В.В., Сойфер В.А. Обработка изображений в автоматизированных системах научных исследований. М.: Наука, 1982. 216 с.
6. Колмогоров А. Теория информации и теория алгоритмов. М.: Наука, 1987. 304 с.

ДИФРАКЦИОННЫЙ ДАТЧИК ВОЛНОВОГО ФРОНТА

Е.В. АРЧАКОВА

*Самарский Государственный Университет
(443011, г. Самара, ул. Академика Павлова, 1))
larchakoff@rambler.ru*

АННОТАЦИЯ

В работе описан датчик волнового фронта, в котором регулярная структура световых пятен формируется за счет дифракции на периодической структуре (эффект Тальбота). Как и в датчике гартмановского типа в предлагаемом дифракционном датчике смещение световых пятен происходит в соответствии с локальным наклоном волнового фронта. Однако при этом можно добиться более высокой чувствительности и пространственного разрешения. Получены выражения описывающие результат дифракции сферической волны на периодической структуре, на основании которых проведено численное моделирование дифракции на двухмерной бинарной решетке. Исследовано влияние соотношения между шириной прозрачной части и периодом решетки на характеристики дифракционного датчика.

Определение формы световой волны необходимо во многих разделах физики, таких как адаптивная оптика, лазерная физика, офтальмология и т.п. Форма волнового фронта непосредственно связана с фазой волны, но в оптическом диапазоне фаза не может быть измерена непосредственно, в связи с этим необходимо переводить фазу волны в ее интенсивность. Поэтому методы данных измерений в оптике основаны на таком преобразовании исходного светового поля, в результате которого появляется зависимость интенсивности света на фотоприемнике от искомой фазовой функции. Устройства, измеряющие форму волнового фронта, называются датчиками волнового фронта.

Датчики волнового фронта грубо можно разбить на два вида: интерференционные и геометрические [1]. В интерферометрических датчиках используется интерференция двух пучков света, взятых от монохроматического источника, причем один из них служит опорным, а другой отличается от него на величину оптической разности хода, подлежащей измерению. Однако, интерферометры весьма чувствительны к вибрации, требуют

неискаженную когерентную опорную волну, а процедура обработки интерферограмм достаточно сложна, и ее затруднительно выполнять в реальном масштабе времени.

Принцип действия геометрического датчика заключается в том, что с помощью диафрагмы вырезаются узкие пучки света. Когда волновой фронт отличен от плоского фронта, мы получаем смещение пятен относительно правильной картины. Измерения положений центров изображений дают локальные наклоны волновых фронтов. Для получения пятен меньшего размера в отверстия ставят микролинзы. Такая модификация и называется датчиком Шака-Гартмана. Размеры отверстий определяют точность и пространственное разрешение данного датчика [2]. Однако, уменьшение апертуры отверстий приводит к увеличению дифракционной расходимости пучков, что ограничивает возможности такого подхода.

В настоящей работе анализируется возможность использования датчика волнового фронта, основанного на явлении дифракции и эффекте Тальбота. С точки зрения пространственного разрешения и стоимости системы такой датчик волнового фронта имеет ряд преимуществ по сравнению с описанными выше [3].

Для получения упорядоченной структуры пятен на приёмнике можно использовать дифракцию на периодической структуре. В нашей работе было предложено вместо диафрагмы Гартмана использовать двумерную решётку. Эффект Тальбота заключающийся в том, что в результате дифракции на периодической структуре на некотором расстоянии за ней образуется распределение интенсивности, которое подобно самой структуре [4]. Таким образом, явление дифракции можно использовать для формирования структуры типа гартмановской, но с меньшим размером пятен.

Рассмотрим распределение интенсивности, которое возникает после прохождения световой волны через препятствие. В качестве препятствия будем использовать периодическую структуру. На некотором расстоянии z от препятствия устанавливаем экран, на котором будем наблюдать распределение поля.

Пусть на периодическую структуру в плоскости рисунка падает световая волна со сферическим волновым фронтом. Преимущественное направление ее распространения совместим с осью z . Данная волна имеет комплексную амплитуду, которую в параболическом приближении можно записать как:

$$U(x, y) = e^{\frac{i\pi(x^2+y^2)}{\lambda R}}, \quad (1)$$

где R – радиус сферического волнового фронта, λ – длина волны.

Периодическая структура (решётка), на которую падает волна, описывается функцией пропускания. Для пространственно неограниченной решетки в общем случае функция пропускания можно представить в виде произведения функций пропускания для двух поперечных решеток с одинаковыми периодами:

$$t(x, y) = \sum_{n=0}^N A_n e^{i2\pi mfx} \sum_{m=0}^M A_m e^{i2\pi mfy}, \quad (2)$$

где f – период решетки, а A_m, A_n – коэффициенты разложения.

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

Нас интересует распределение поля в области экрана, оно будет описываться с помощью дифракционного интеграла в приближении Френеля:

$$U(x_0, y_0) = \frac{e^{\frac{i2\pi z_0}{\lambda}}}{i\lambda z} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(x, y) t(x, y) e^{\frac{i\pi(x-x_0)^2}{\lambda z}} e^{\frac{i\pi(y-y_0)^2}{\lambda z}} dx dy. \quad (3)$$

Подставляя в интеграл (3) формулы (1), (2) и последовательно интегрируя, получим необходимое нам распределение поля в области экрана:

$$U(x_0, y_0) = e^{\frac{i2\pi z_0}{\lambda}} \frac{R}{z_0 + R} e^{\frac{i\pi}{\lambda z_0} (1 - \frac{R}{4(z_0+R)}) (x_0^2 + y_0^2)} \times \\ \times \sum_{m,n=0}^{\infty} A_m A_n e^{\frac{-i\pi f R}{z_0+R} (nx_0 + my_0)} e^{\frac{-2i\pi z_0 \lambda R f^2}{z_0+R} (m^2 + n^2)}. \quad (4)$$

При $R \rightarrow \infty$, то есть когда профиль волнового фронта близок к плоскому, получаем:

$$U(x_0, y_0) = e^{\frac{i2\pi z_0}{\lambda}} \sum_{m,n=0}^{\infty} A_m A_n e^{i2\pi f (nx_0 + my_0)} e^{-i\pi f^2 \lambda z_0 (m^2 + n^2)}. \quad (5)$$

x_0, y_0 – поперечная координата в плоскости экрана, z_0 – расстояние по оси OZ за решеткой, на котором образуется распределение интенсивности, которое подобно самой структуре периодической решетки.

Видно, что формула (5) с точностью до коэффициентов будет совпадать с формулой (2) при условии: $e^{-i\pi f^2 \lambda z_0 (m^2 + n^2)} = 1$. Данное равенство выполнимо, если: $z_0 = \frac{2}{\lambda f^2}$. Используя z_0 можно ввести безразмерный показатель кривизны: $H = \frac{z_0}{R}$.

С точки зрения практической реализации, наиболее просто реализовать подобного типа датчики с помощью бинарной решетки, то есть решетки с пропусканием равным 0 или 1

Данная решетка описывается двумя параметрами: периодом b (или частотой $f = 1/b$) и скважностью $S = b/a$ отношению периода к величине прозрачной части a .

При отклонении волнового фронта от плоского, пятна, получаемые на экране, начинают смещаться. Минимальное значение кривизны, которое можно зарегистрировать, будет определяться тем, насколько малое значение смещения пятен мы можем измерить.

Если на датчик, апертура которого определяется радиусом r , падает сферический волновой фронт (рис.1), то крайнее пятно сместится по отношению к положению соответствующему плоскому фронту, на величину Δx .

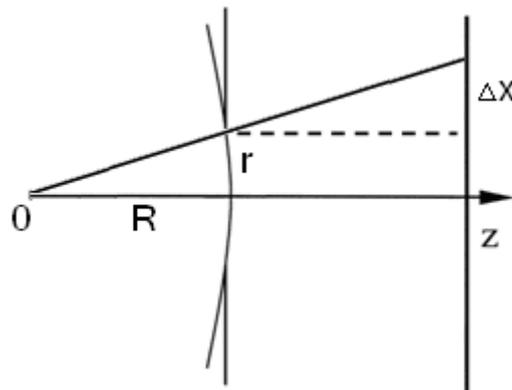


Рис.1. Смещение центра дифракционного пятна

Из геометрических соображений данное смещение можно найти как

$$\Delta x = z_0 \frac{r}{R}$$

Далее будем считать, что регистрирующая система способна заметить смещение пятна, если это смещение превышает половину его ширины.

Ширина пятна δx определяется через период и скважность решетки следующим образом: $\delta x = \frac{1}{Sf}$ Тогда согласно нашему критерию $\Delta x = \frac{1}{2} \delta x$.

Можно оценить максимальное значение радиуса кривизны волнового фронта, получим:

$$R_{\max} = 2Sfz_0r. \quad (6)$$

Подставляя полученное выражение в формулу $H = \frac{z_0}{R}$, можно оценить и минимальное значение кривизны волнового фронта:

$$H_{\min} = \frac{1}{2Sfr}. \quad (7)$$

Из формулы, полученной выше, видно, что для увеличения минимальной кривизны, при фиксированной частоте скважность необходимо уменьшать.

При увеличении радиуса кривизны происходит существенное изменение пятен, т.е. как и в случае датчика Шака-Гартмана, происходит их размытие за счет дефокусировки, но в отличие от этого датчика в нашем случае изменение более сложное. Само пятно становится сильно неоднородным и решение вопроса о его положении с какого-то момента становится неоднозначным. Поэтому мы должны ввести некий критерий размытия пятна.

Рассмотрим на графике (рис.2) распределение интенсивности плоского волнового фронта (пунктирная линия) и посмотрим, какая часть энергии будет в нее попадать при изменении кривизны волнового фронта (сплошная линия, например, для $H=3.17$).

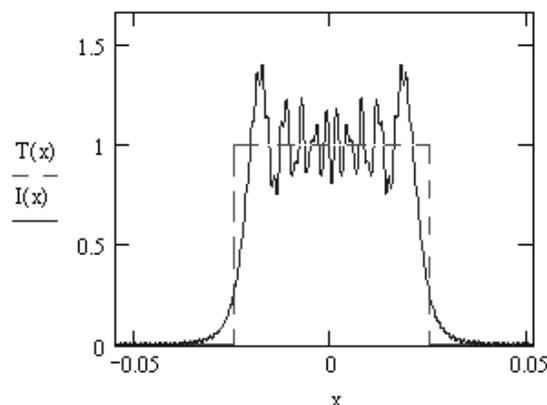


Рис.2: Распределения интенсивности в пределах пятна

Если взять в качестве критерия сохранения пятна, что в одномерном распределении 70,7% (что соответствует 50% в двухмерном распределении) энергии попадает в область, соответствующую идеальному пятну, то можно рассчитать критическое значение кривизны поля для каждого S , при котором пятно еще сохраняется как целое.

Для различных значений скважности была рассчитана зависимость значения энергии, попадающей в область идеального пятна, от относительной кривизны (Рис. 3)

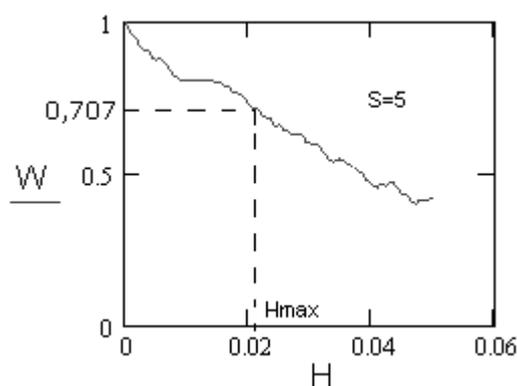


Рис.3. Зависимость значения энергии, попадающей в область идеального пятна, от относительной кривизны

Для каждого значения из этой зависимости, находилось максимальное значение относительной кривизны в соответствии с выбранным критерием.

В нашем случае скважность принимала значения из интервала от 2 до 12. Опираясь на полученные данные, был построен график зависимости максимальной кривизны от скважности (рис.4):

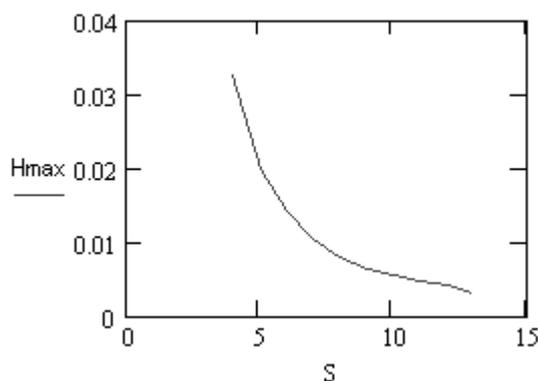


Рис.4. Зависимости максимальной кривизны от скважности

Из полученной зависимости видно, что попытки увеличить чувствительность за счет увеличения скважности, будут приводить к уменьшению верхней границы диапазона регистрируемой кривизны поля.

Таким образом, в работе был представлен новый тип датчика волнового фронта, основанный на эффекте Тальбота. Проведены аналитические оценки чувствительности данного датчика.

Для бинарной решетки было проведено численное моделирование искажения дифракционных пятен в зависимости от изменения кривизны волнового фронта.

Рассчитаны значения максимально регистрируемой кривизны волнового фронта для решеток характеризуемых различными значениями отношения прозрачной части к периоду.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Харди Дж. У. *Активная оптика: Новая техника управления световым пучком* //ТИИЭР, 1978. Т. 66. №6. С. 31-52.
2. Chernyshov A., Sterr U., Riehle F., Helmcke J., Pfund J. *Calibration of a Shack-Hartman sensor for absolute measurements of wave fronts.* // Applied optics, 2005. Vol. 44, № 30. P. 6419-6425
3. Talbot H.F. // Phil.Mag. and J.Sci. London, 1836 v.9-p.401
4. Коряковский А.С., Марченко В.М. *Датчик волнового фронта на основе эффекта Тальбота* // Журнал технической физики, 1981. Т. 51. №7. С. 1432-1438

ЧЕТЫРЁХВОЛНОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НА ТЕПЛОВОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ В РЕЗОНАНСНОЙ СРЕДЕ

А.А. Акимов, Е.В. Воробьёва.

*Самарский Государственный Университет
(443011, г. Самара, ул. Академика Павлова, 1))
alexakimov50@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

В рамках вырожденного ЧВВ (четырёхволнового взаимодействия) был рассмотрен процесс записи динамической голограммы в среде с двумя типами нелинейности: резонансной и тепловой. Для данной среды найден вид амплитуды преобразованной волны и построена зависимость этой амплитуды от толщины голограммы. Также рассмотрены случаи, когда среда имеет один тип нелинейности.

Пусть в плоском слое резонансной среды с тепловой нелинейностью толщиной l распространяются две волны накачки с комплексными амплитудами A_1 и A_2 и падающая волна с амплитудой A_3 . В результате вырожденного четырёхволнового взаимодействия $\omega + \omega - \omega = \omega$ генерируется преобразованная волна с амплитудой A_4 (рис.1).

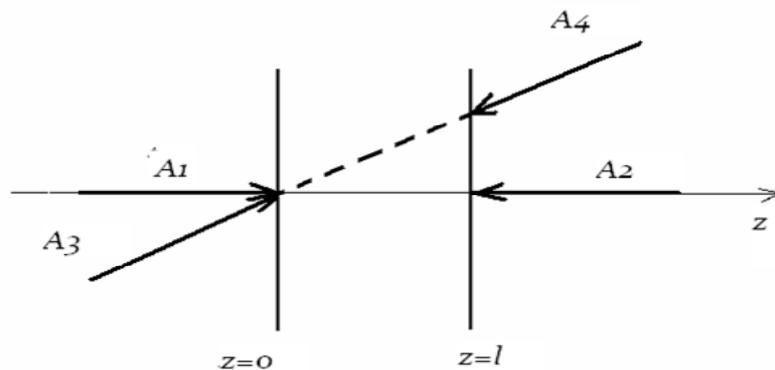


Рис.1 Схема четырехволнового взаимодействия в резонансной среде

Стационарное волновое уравнение, описывающее такое взаимодействие, есть

$$\left\{ \nabla^2 + \left[k^2 \left(1 + \frac{2}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T \right) - 2ik\alpha \right] \right\} \left(\sum_{j=1}^4 A_j + \text{к.с.} \right) = 0 \quad (1)$$

Здесь n_0 – среднее значение показателя преломления, k – волновое число, α – коэффициент поглощения, δT – изменение температуры, обусловленное выделением тепла при поглощении излучения.

Уравнение (1) необходимо дополнить уравнением Пуассона

$$\nabla^2 \delta T + \frac{\alpha}{\Lambda c_p \nu} I = 0, \quad (2)$$

где $I = \sum_{j=1}^4 A_j \cdot \sum_{j=1}^4 A_j^*$ – интенсивность излучения, Λ – коэффициент теплопроводности, c_p – удельная теплоемкость, ν – объемная плотность вещества [6].

Для двухуровневой модели резонансной среды и трехуровневой с учетом триплетного состояния коэффициент поглощения связан с интенсивностью излучения выражением

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + bI}, \quad (3)$$

где α_0 – начальный коэффициент поглощения, b – параметр, представляющий собой комбинацию сечений поглощения и скоростей релаксации между энергетическими состояниями резонансной среды.

Будем рассматривать четырехволновое взаимодействие волн в резонансной среде с учетом следующих приближений:

- 1) заданного поля по первой волне накачки ($|A_1|^2 \gg |A_{2,3,4}|^2$);
- 2) коэффициент преобразования мал ($|A_3|^2 \gg |A_4|^2$);
- 3) при учете только решетки, образованной при интерференции первой волны накачки с падающей волной, т.е.

$$I = A_1 A_1^* + A_1 A_3^* + A_1^* A_3 = I_1 + I_{31} + I_{31}^*$$

Изменение температуры представим в виде суммы быстро и медленно осциллирующих в пространстве составляющих

$$\delta T(\vec{r}) = \delta T_0(z) + \delta T_{31}(\vec{r}) + \delta T_{31}^*(\vec{r}), \quad (4)$$

Причем $\delta T_0(z) \gg \delta T_{31}(\vec{r})$.

С учётом (3, 4) уравнение Пуассона (2) распадается на систему двух уравнений вида

$$\begin{cases} (1 + bI_1) \nabla^2 \delta T_0(z) + \frac{\alpha_0}{\Lambda c_p \nu} I_1 = 0 \\ (1 + bI_1)^2 \nabla^2 \delta T_{31} + \frac{\alpha_0}{\Lambda c_p \nu} A_1 A_3^* = 0 \end{cases} \quad (5)$$

скалярное волновое уравнение распадается на четыре:

$$\begin{cases} \left[\nabla^2 + k^2 \left(1 + \frac{2}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_0 \right) - \frac{2ik\alpha_0}{1 + bI_1} \right] A_j = 0, j = 1 \div 3, \\ \left[\nabla^2 + k^2 \left(1 + \frac{2}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_0 \right) - \frac{2ik\alpha_0}{1 + bI_1} \right] A_4 + \\ + \left[\frac{bA_1 A_3^*}{1 + bI_1} \left(\nabla^2 + k^2 + \frac{2k^2}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_0 \right) + \frac{2k^2}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_{31} \right] A_2 = 0. \end{cases} \quad (6)$$

Системы уравнений (5) и (6) необходимо дополнить граничными условиями для амплитуд взаимодействующих волн:

$$A_{10}(z=0) = A_{10}^0, \quad A_{20}(z=\ell) = A_{20}^0, \quad A_3(\vec{k}_3, z=0) = A_{30}(\vec{k}_3), \quad A_4(\vec{k}_4, z=\ell) = 0,$$

для температуры

$$\delta T_0(z=0) = \delta T_0(z=\ell) = \delta T_{31}(z=0) = \delta T_{31}(z=\ell).$$

Граничные условия для температуры записаны при условии отвода тепла от обеих граней нелинейного слоя.

Пусть волны накачки являются плоскими волнами

$$A_j(\vec{r}) = A_{j0}(z) \exp\{-i\vec{k}_j \vec{\rho} - ik_{jz} z\}, j = 1, 2. \quad (7)$$

Изменение комплексных амплитуд волн накачки по мере распространения в нелинейной среде есть:

$$A_{10}(z) = A_{10}^0 \exp\{-C_1(z)\}, \quad (8)$$

$$A_{20}(z) = A_{20}^0 \exp\{-C_2(z) + C_2(\ell)\}. \quad (9)$$

$$\text{Здесь } C_j(z) = \frac{1}{k_{jz}} \int_0^z \left(\frac{ik^2}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_0(z) + \frac{k\alpha_0}{1 + bI_1(z)} \right) dz.$$

Падающую и преобразованную волну разложим по плоским волнам

$$A_j(\vec{r}) = \int \tilde{A}_j(\vec{k}_j, z) \exp\{-i\vec{k}_j \vec{\rho} - ik_{jz} z\} d\vec{k}_j, j = 3, 4. \quad (10)$$

Здесь \vec{k}_j и k_{jz} – поперечная и продольная составляющие волнового вектора \vec{k}_j , $|\vec{k}_j| = k$.

Изменение комплексной амплитуды падающей волны по мере распространения в нелинейной среде

$$A_{30}(\vec{k}_3, z) = A_{30}^0(\vec{k}_3) \exp\{-C_3(z)\}. \quad (11)$$

Выражение для амплитуды преобразованной волны имеет вид:

$$A_{40}(\vec{k}_4, z=0) = -\frac{\exp\{-C_4(z)\}}{k_{4z}} \int_0^z \left(\frac{ik^2}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_{31}(\vec{k}_T, z) A_{20}^0 \exp\{-C_2(z) + C_2(\ell)\} \times \right. \\ \times \exp\{-i(k_{2z} - k_{4z})z\} - \frac{bk\alpha_0}{(1 + bI_1)^2} A_{10}^0 A_{20}^0 A_{30}^{0*} \exp\{-i\Delta z\} \times \\ \left. \times \exp\{-C_1(z) - C_2(z) - C_3^*(z) + C_4(z) + C_2(\ell)\} \right) dz \quad (12)$$

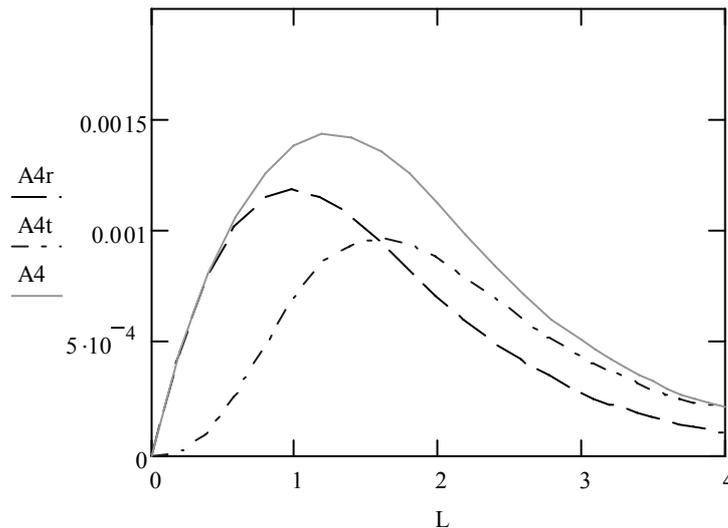


Рис. 2. Зависимость амплитуды преобразованной волны от толщины голограммы при разных типах нелинейности (r-резонансная, t-тепловая)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

К основным результатам данной работы можно отнести следующее:

1. Получено выражение для амплитуды преобразованной волны при наличии в среде резонансной и тепловой нелинейности.

2. Построены графики зависимости амплитуды преобразованной волны от толщины динамической голограммы для разных углов при двух типах нелинейности.

3. Сделан следующий вывод: с увеличением угла падения амплитуда преобразованной волны для резонансной нелинейности остается постоянной, а для тепловой нелинейности уменьшается с соответствующим смещением максимума суммарной амплитуды.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В. Обращение волнового фронта. – М.: Наука. 1985. 247с.

2. Ивакин Е.В., Карелин Н.В., Кицак А.И., Рубанов А.С. *Преобразование пространственной когерентности импульсного лазерного излучения в тонком слое среды с тепловой нелинейностью* // Квантовая электроника, 2005. Т. 35. №4. С. 365.

3. Степанов Б.И., Ивакин Е.В., Рубанов А.С. *О регистрации плоских и объемных динамических голограмм в просветляющихся веществах* // ДАН СССР, 1971. Т. 196. №3. С. 567-569.

4. Жердиенко В.В., Лесник С.А., Хижняк А.И. *Попутное четырехпучковое взаимодействие в резонансных средах с тепловой нелинейностью* // УФЖ, 1985. Т. 30. №12. С. 1788-1789.

5. Дмитриев В.Г. *Нелинейная оптика и обращение волнового фронта.* – М.: Физматлит, 2003. 256 с.

6. Ивахник В.В. *Динамические голограммы в средах с керровской и тепловой нелинейностями и на обратимых фотохромных материалах.* – Самара: Самарский университет, 2001. С. 45-50.

7. Ивахник В.В., Никонов В.И., Воробьева Е.В., Блинов В.В. *Влияние на угловую селективность амплитудной динамической голограммы в двухуровневой среде расходимости опорной и считывающей волн* // Вестник СамГУ, 2003. №4. С. 180–188.

МЕТОДЫ КОНТРОЛЯ ВРЕМЕННЫХ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ПИКОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

П.С. Ярьсько^{1,2}, П.В. Казакевич¹, Г.А. Мордовин¹

¹ Самарский филиал Учреждения Российской академии наук Физического института им. П.Н. Лебедева РАН (СФ ФИАН)

² ГОУ ВПО «Самарский государственный университет» (СамГУ)

АННОТАЦИЯ

Рассмотрены методы измерения временных и энергетических параметров ультракороткого лазерного излучения. В качестве оптимального выбран автокорреляционный метод, позволяющий точно измерить длительность и профиль УКИ пикосекундного лазера. Предложен альтернативный метод регистрации длительности лазерного излучения с использованием кремниевых фотодиодов. Проведена оценка возможности создания на базе экспериментального оборудования новой лабораторной работы для студентов. Обнаружено изменение параметров лазерного импульса при взаимодействии с активным элементом Nd:YAG лазера.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время, лазерные системы применяются в самых различных областях науки и техники [1, 2]. При этом физика микро- и наномира занимает одну из ключевых позиций в направлениях дальнейшего развития современной науки. Часть процессов и явлений, приводящих к формированию наноразмерных объектов, протекают при временах порядка 10^{-9} – 10^{-12} с. Одним из инструментов позволяющим получить подобное время воздействия на объект, являются современные источники ультракоротких лазерных импульсов (УКИ). Так как лазерные установки для проведения подобных научных изысканий зачастую не являются серийными, то, как следствие, возникает проблема контроля параметров лазерного излучения опытной установки, как на этапе ее отладки, так и во время проведения экспериментов.

В связи с этим, целью данной работы является: изучение современных методов измерения временных параметров лазерного излучения, экспериментальное определение энергии УКИ лазера RL PQ 30/300.

2. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ДЛИТЕЛЬНОСТИ УЛЬТРАКОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Оптические методы измерения длительности лазерных УКИ, основанные на корреляционных методиках и нелинейно-оптических эффектах, являются весьма распространенными. Наиболее информативными из них являются автокорреляционный метод и метод основанный на эффекте Керра.

Автокорреляционный метод

Автокорреляционный метод измерения длительности лазерных УКИ основан на использовании интерферометра Майкельсона [4]. Суть данного метода заключается в следующем. Лазерный импульс, соответствующий сложению двух задержанных друг относительно друга УКИ подвергается нелинейному преобразованию в кристалле, осуществляющем генерацию второй гармоники падающего излучения. На рисунке 1 изображена оптическая схема метода.

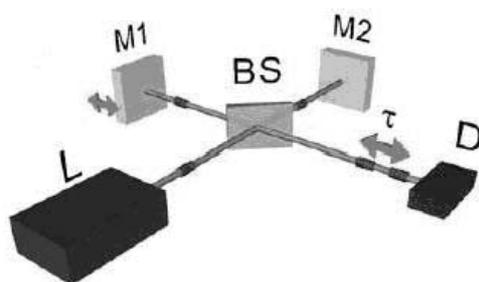


Рис. 1. Оптическая схема автокоррелятора на основе интерферометра Майкельсона. L – источник УКИ; BS – светоделитель, M1 – перемещаемое зеркало; M2 – неподвижное зеркало, D – детектор, регистрирующий энергию импульса

Лазерный УКИ разделяется делительной пластиной на два равных по интенсивности пучка. Каждый из которых при использовании делительной пластины отражается на глухое зеркало, причем один из отражателей может перемещаться. После отражения от зеркал пучки обоих плеч сводятся вместе и интерферируют. Изменяя расстояние, проходимое лучом в одном из плеч интерферометра этой схемы, достигается момент сложения амплитуд в нелинейном кристалле, как следствие получение интерференции, и соответственно усиления интенсивности излучения нелинейного кристалла. После чего излучение второй гармоники выделяется фильтром и регистрируется.

Рассмотрим, как будет изменяться интенсивность регистрируемого сигнала при разных временах задержки между разделенными пучками. Пусть эта задержка больше длительности импульса. В этом случае каждый импульс отдельно генерирует излучение второй гармоники, и будет регистрироваться сигнал с интенсивностью

$$I_{2\omega} \sim (I_{\omega}^2 + I_{\omega}^2) = 2I_{\omega}^2.$$

Пусть теперь задержка равна нулю, т.е. импульсы, накладываются друг на друга. В этом случае происходит интерференция.

Как было сказано выше, в нелинейном кристалле происходит сложение амплитуд, при этом в фазе результирующая интенсивность возрастает не в 2, а 4 раза. Следовательно сигнал второй гармоники:

$$I_{2\omega} \sim (4I_{\omega}^2) = 16I_{\omega}^2.$$

При сложении амплитуд в противофазе интенсивность равна нулю. При задержке, отличной от нуля, но меньшей длительности импульса, будут складываться неравные амплитуды, и сигнал $I_{2\omega}$ будет принимать промежуточные значения между $16I_{\omega}^2$ и 0 [27]. То есть интенсивность свечения нелинейного кристалла будет в 16 раз больше исходной, что существенно образом влияет на точность проводимых измерений.

Метод, основанный на эффекте Керра

Еще один метод, использующий разную временную задержку прохождения сигнала, основан на эффекте Керра [4]. На рисунке 2 приведена принципиальная схема данного метода.

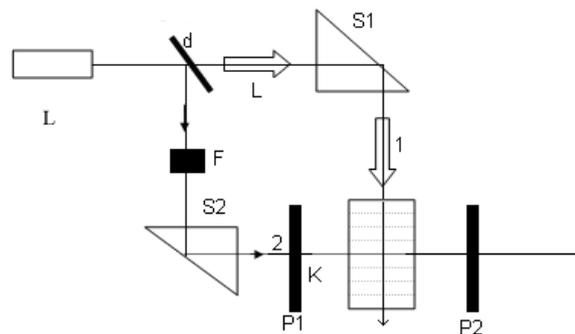


Рис. 2. Схема для измерения длительности лазерного импульса основанная на эффекте Керра

С помощью зеркала S_1 можно изменять время прохождения импульса лазерного излучения в одном из плеч данной схемы, зеркало S_2 закреплено

стационарно. Оба луча проходят через ячейку Керра К, которая находится между двумя поляризаторами P1, P2, с двулучепреломляющей жидкостью. Для того чтобы лазерный импульс 2 проходя через кювету не инициировал эффект Керра, применяется дефокусирующая система F ослабляющая анализируемый сигнал. По своей сути этот метод подобен автокорреляционному методу: если импульс 2 приходит раньше импульса 1, то плоскость поляризации излучения перпендикулярна плоскости поляризатора P2, следовательно импульс не проходит через него. Изменяя L, достигается момент, когда импульсы 1 и 2 приходят одновременно в ячейку Керра. В этот момент под действием мощного лазерного излучения импульса 1 жидкость в результате эффекта Керра меняет плоскость поляризации луча 2 и он проходит через поляризатор P2, после чего попадает на измерительную часть аппаратуры. Продолжая изменять L достигается момент, когда импульс 2 опережает импульс 1, это означает что эффект Керра пропадает, и излучение не проходит через поляризатор P2. Зная интервал изменения L при котором наблюдается эффект Керра, можно оценить длительность лазерного импульса.

3. ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Измерение энергии лазерного импульса

В работе использовался лазер марки RL-PQ 30/300. Основные параметры излучения данного экспериментального лазера: максимальная энергия в импульсе – 30 мДж; длительность импульсов – 200-300 пс; модовый состав – TEM₀₀; задающий генератор – YAG:Nd³⁺; пассивный модулятор - YAG:Cr⁴⁺; максимальная частота повторения импульсов – 50 Гц; мощность излучения накачки – 30 Вт; длина волны излучения – 1,06 мкм.

Для определения энергии в единичном лазерном импульсе была собрана следующая схема, представленная на рисунке 4:

После излучателя лазера вдоль оптической оси устанавливался те-

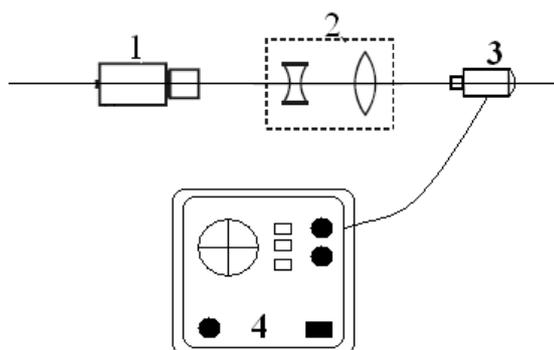


Рис. 4. Схема для измерения энергии излучения.

1-лазер, 2-телескоп, 3-приемник излучения, 4 – ИМО-2Н

лескоп, который позволил равномерно распределить излучение по всей площади приемника, регистрирующего излучение, сигнал подавался на измеритель мощности ИМО-2Н, с которого снимались показания. Результаты, полученные в ходе опыта, представлены в виде графика (рисунок 5).

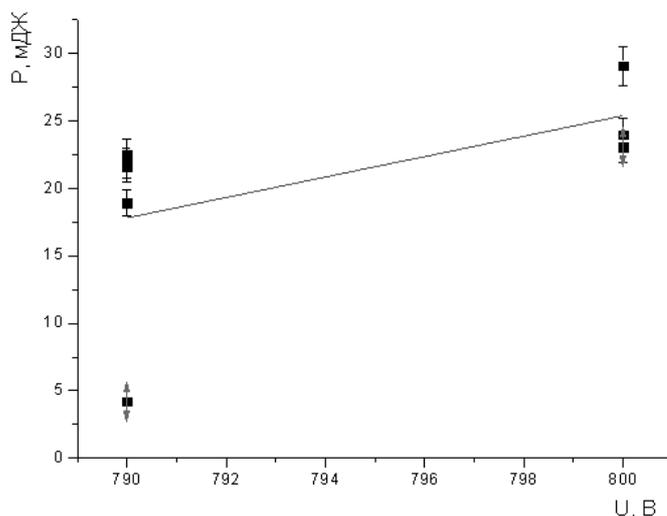


Рис. 5. График зависимости энергии P от напряжения накачки U

При уменьшении напряжения накачки усилителя наблюдается соответственно уменьшение энергии лазерного импульса. Усредненная линия значений энергии показана линией на графике. Экспериментально измеренная максимальная величина энергии составляет величину 29 мДж, что согласуется с данными указанными производителем.

Подобная схема измерения использовалась в эксперименте по дополнительному усилению имеющегося пикосекундного лазерного импульса (рисунок 6).

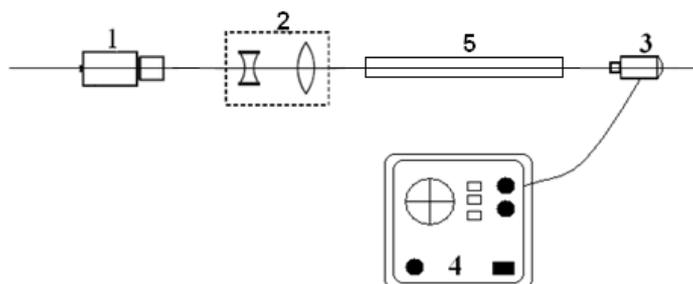


Рис. 6. Схема эксперимента по усилению лазерного импульса. 1 – лазер, 2 – телескоп, 3 – приемник излучения, 4 – ИМО-2Н, 5 – неодимовое стекло

При прохождении лазерного импульса через активное вещество твердотельного лазера визуально наблюдался яркий факел на мишени с характерным хлопком. В отсутствии неодимового стержня подобные проявления

взаимодействия излучения с веществом наблюдалось в меньшей степени. Энергия импульса в данной схеме составляет величину порядка 100 мДж, что почти в 3 раза выше энергии исходного импульса. В работе [7] авторы наоборот получили уменьшение энергии лазерного импульса за счет нелинейных процессов возникающих в неодимовом стекле, при воздействии с мощным лазерным излучением. Подобные результаты [7] не согласуются с данными полученными в ходе эксперимента описанного выше.

В связи с этим была проведена серия экспериментов по измерению энергии в единичном, лазерном импульсе, в зависимости от пространственной ориентации неодимового стекла, а так же в зависимости от расстояния неодимового стекла до источника излучения.

Характерный вид зависимости энергии лазерного импульса, регистрируемой на выходе сигнала из неодимового стекла, от угла поворота активного элемента представлены на рисунке 7. Из графика видно, что максимальное значение энергии полученной в данной серии экспериментов составляет 85 мДж.

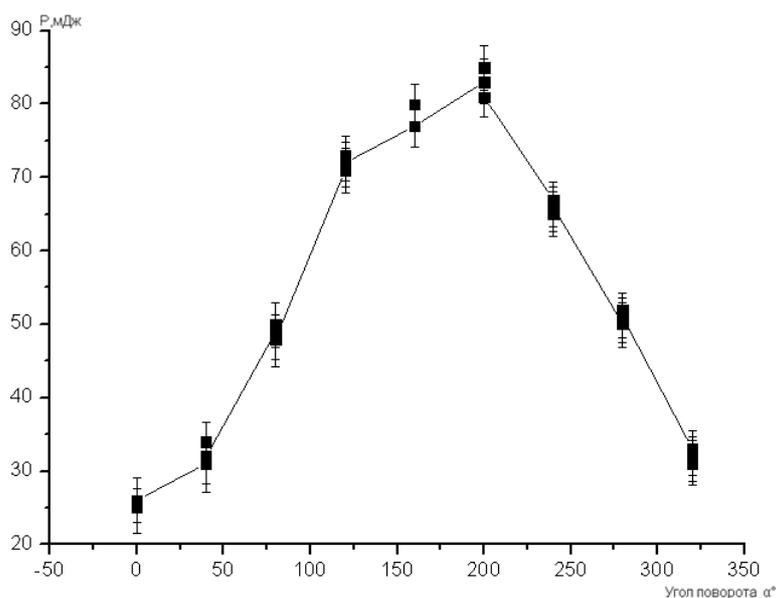


Рис. 7. График зависимости энергии на выходе активного элемента от его угла поворота вокруг своей оси

Стержень из неодимового стекла в процессе эксперимента поворачивался с шагом 40° . Как видно из графика, на эффект изменения энергетического параметра импульса влияет пространственная ориентация стержня. Подобный вид кривой изменения энергии может указывать на оптические эффекты, связанные с поляризацией падающего на среду излучения. В то же

время, влияние поляризации должно сказываться на угле поворота в 90° , однако в представленном эксперименте максимальный эффект наблюдается при 180° . К возможным причинам возникновения подобной зависимости можно отнести геометрическую форму активного элемента. Для устранения паразитных резонаторов при генерации, грани активного элемента отполированы под определенным углом (порядка 5°). Наличие данного угла вносит погрешности в точность юстировки всей системы в целом.

Предположением о природе наблюдаемого эффекта является то, что активная среда является аналогом зеркала отражающего часть излучения (за счет спонтанного излучения) обратно в усилитель пикосекундного лазера. В случае если не вся «оптическая» энергия, запасенная в двухпроходном усилителе, вкладывается в изначальный импульс, подобное отражение может спровоцировать повторный сигнал, который внесет дополнительный вклад в регистрируемую энергию. Для подтверждения данной гипотезы был проведен следующий эксперимент рисунок 6.

Варьируя расстояние между источником лазерного излучения 1 и неодимовым стеклом 5, регистрировали изменения в показаниях энергии с измерителя мощности ИМО-2Н. При этом измерительная головка ИМО-2Н жестко связана при перемещении с крепежом неодимового стекла 5. Зависимость энергии от расстояния неодимового стекла до двухпроходного усилителя представлена на рисунке 8.

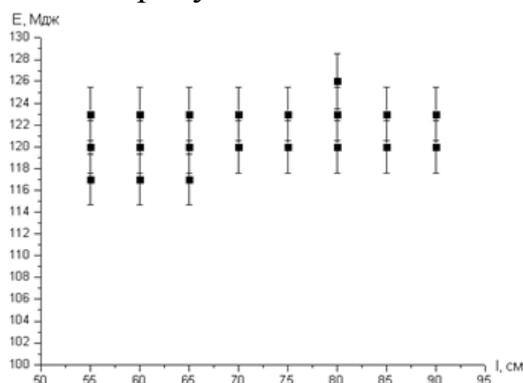


Рис. 8. График зависимости изменения регистрируемой энергии от расстояния неодимового стекла до источника излучения

Видно, что при перемещении активного элемента на 45 см энергия меняется в диапазоне от 117 мДж до 124 мДж, что находится в пределах погрешности ИМО. В данном случае, влияние спонтанного излучения среды сводится к минимуму. Подобный вид кривой зависимости энергии лазерного излучения (рисунок 8), может быть объяснен эффектом обращения

волнового фронта, возникающим в среде при прохождении мощного УКИ лазерного импульса, приводящим к опустошению рабочих уровней двухпроходного усилителя используемого в RL PQ 30/300.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, показано, что использование схемы для измерения длительности УКИ, с использованием интерферометра Майкельсона, является наиболее точным и безопасным способом, по сравнению с методом, основанным на эффекте Керра, предполагающим работу с химически опасными веществами (нитробензол, сероуглерод).

Экспериментально измерена энергия одиночного лазерного импульса лазера RL PQ 30/300, которая составляет 29 мДж, что соответствует паспортным данным.

В ходе экспериментов по усилению энергии лазерного импульса дополнительным внешним квантовым усилителем без накачки, выявлены характерные закономерности изменения энергии в зависимости от пространственной ориентации неодимового стекла и в зависимости от расстояния неодимового стекла до источника излучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тарасов Л.В. Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения. – М.: Радио и связь, 1981.
2. Брюннер В., Юнге К. Справочник по лазерной технике / Под ред. А.П. Напартовича. – М.: Энергоатомиздат, 1991.
3. Крюков П.Г. *Лазеры ультракоротких импульсов* // Квантовая электроника, 2001. Т. 31, № 2.
4. Sibbald M.S., Chumanov G., Cotton T.M. // *J. Phys. Chem.*, 1996. V.100. P.4672.
5. Haus H.A., Fujimoto J.G., Ippen E.P. // *IEEE J. Quantum Electron.*, 1992. V.28. P. 2086.
6. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика, т.2. 1993.
7. Иванов В.В., Сенатский Ю.В., Склизков Г.В. *Поглощение в неодимовых стеклах при прохождении мощного лазерного импульса* // Письма в ЖЭТФ, 1987. Т. 45, Вып. 9, С. 410-412.
8. Дмитриев В.Г. *Нелинейная оптика и обращение волнового фронта.* – М.: Физматлит, 2003.

ФОТОННЫЕ КВАЗИКРИСТАЛЛЫ И ИХ АППРОКСИМАНТЫ, ПОЛУЧЕННЫЕ ПРОЕКЦИОННЫМ МЕТОДОМ

К.А. Зайцев, Ю.В. Микляев

*Южно-Уральский государственный университет
454080, г. Челябинск, пр. Ленина, 76
e-mail: Zaytsev@physicon.susu.ac.ru*

АННОТАЦИЯ

Рассмотрены трехмерные фотонные аппроксиманты квазикристаллов, у нулевого аппроксиманта была найдена запрещенная зона, исчезающая при одном заполнении и появляющаяся при другом. Также рассматривались граничные дефекты структур и их влияние на запрещенную зону.

1. ВВЕДЕНИЕ

Фотонные кристаллы – трехмерно-периодические структуры из диэлектрика. Большой интерес представляют фотонные кристаллы с полной запрещенной зоной, то есть кристаллы, в которых не может распространяться излучение определенной частоты. Для возникновения полной запрещенной зоны необходимо, чтобы диапазоны частот, соответствующие брегговским запрещенным зонам (стоп-зонам) различных направлений имели область перекрытия. Для этого необходимо создать значительную глубину модуляции показателя преломления структуры. Наименьшее значение контраста показателя преломления, необходимое для возникновения полной запрещенной зоны на сегодняшний день принадлежит структуре с симметрией решетки алмаза ($n=1,9$). Такое высокое значение требуемого показателя преломления накладывает серьезные ограничения на выбор материала и вызывает серьезные технологические трудности.

Другим способом обеспечения перекрытия стоп-зон является повышение изотропии структуры [1]. Поскольку степень симметрии периодических сред весьма ограничена, возможным решением данной проблемы выглядит использование квазипериодических сред, т.е. квазикристаллов. В отличие от кристалла построение квазикристалла основано не на трёх, а на большем числе векторов трансляции (например, для создания икосаэдрического квазикристалла берется шесть базисных векторов, [2]). При симметричном расположении векторов трансляции можно обеспечить боль-

шую изотропию свойств материала. Тогда при наличии фотонной стоп-зоны в одном направлении, стоп-зона автоматически возникает и по всем симметричным направлениям. Было показано, что в двумерном квазикристалле необходимый для существования полной запрещенной зоны контраст диэлектрик-воздух можно снизить [3].

Однако для квазикристаллов сложно анализировать зонную структуру в силу отсутствия у квазикристаллов трансляционной симметрии, и, следовательно, невозможности применения теоремы Блоха. Поэтому создается ряд структур, обладающих трансляционной симметрией, но при этом при увеличении числа узлов в ячейке трансляции последовательно приближающихся к структуре квазикристалла (аппроксиманты квазикристалла). Эти структуры относительно легко поддаются анализу зонной структуры, и в некотором приближении погрешность аппроксимации может быть сведена к сколь угодно малым значениям. В данной работе для получения аппроксимантов нами использовался проекционный метод.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

Для анализа зонной структуры были выбраны два квазикристалла: икосаэдрический и ГЦСК (гране-центрированный смещенный кубический). Такой выбор объясняется высокой изотропией квазикристаллов и относительной простотой их проектирования. Так, икосаэдрический квазикристалл может быть спроектирован из шестимерного пространства, а ГЦСК квазикристалл – из семимерного. Икосаэдрический квазикристалл имеет ось симметрии 2, 3 и 5 порядков, а ГЦСК – 2, 4 и 6. На рис. 1 приведены данные квазикристаллы.

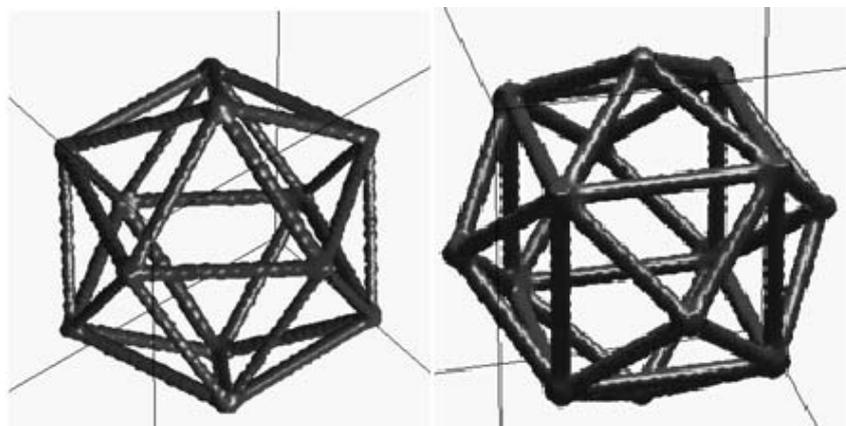


Рис. 1. Икосаэдрический квазикристалл (слева) и ГЦСК квазикристалл (справа)

Как оговаривалось выше, зонный анализ самих квазикристаллов невозможно произвести ввиду отсутствия у последних трансляционной симметрии. Поэтому были спроектированы аппроксиманты квазикристаллов. Аппроксимантом квазикристалла здесь считается любая структура, имеющая кубическую трансляционную симметрию и проектируемая из того же пространства, что и исходный квазикристалл. Таких структур довольно много, поэтому была введена оценка степени близости аппроксиманта к квазикристаллу. В основе этой оценки лежало представление квазикристалла, как максимума изотропии, и аппроксиманта, как деформации этого максимума. Так, бралась полая сфера единичного радиуса, на ее стенки укладывалось количество электронов равное количеству вершин квазикристалла с зарядом 1. Далее вычисляется потенциал данной системы $E = \sum 1/r_{ij}^2$, где $r_{ij}^2 = (\vec{r}_i - \vec{r}_j)^2$. Очевидно, что у квазикристалла наиболее изотропное заполнение, поэтому их потенциал минимален. Отношение такого потенциала к потенциалу аппроксиманта и есть степень близости аппроксиманта. Благодаря такой оценке стало возможным выбирать для анализа не все аппроксиманты, а только самые близкие по строению. Было замечено, что такие аппроксиманты (со степенью близости 0.98 и выше) являются аппроксимантами гипотетического ряда, в котором приближение к квазикристаллу идет по некоторой дроби m/n к золотому сечению τ . Числитель и знаменатель дроби определяют размер ячейки, то есть количество «атомов» в нем. Аппроксимант 1/1 мы считаем нулевым аппроксимантом, аппроксиманты 2/1, 3/2 и т.д. мы считаем первым, вторым и т.д. аппроксимантами. Стоит, однако, отметить, что рост числа «атомов» происходит нелинейно относительно знаменателя дроби, так для нулевого аппроксиманта имеем 32 «атома» в ячейке, для первого 126 «атомов» и т.д. При таких масштабах ячеек довольно сложно провести расчет аппроксимантов высоких порядков с удовлетворительной точностью, поэтому зонный анализ проводился для первых двух аппроксимантов. Нулевой аппроксимант приведен на рис. 2, параметры обоих аппроксимантов приведены в таблице 2.

Интересно отметить, что данные аппроксиманты были экспериментально получены в работе [4], рис 2.

Таблица 2.

Параметры нулевого и первого аппроксимантов икосаэдрического квазикристалла

	нулевой	первый
Количество «атомов» на ячейку	32	126
Внутри ячейки	13	87
На границе раздела ячеек: (2-х, 4-х, 8-и)	50 (30/12/8)	78 (78/0/0)
Степень близости к квазикристаллу	0.98734172	0.98868261

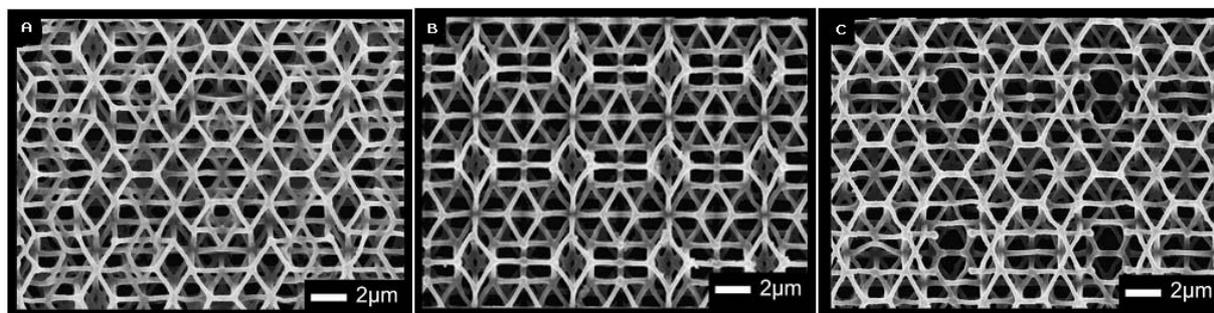


Рис. 2. Экспериментально полученные икосаэдрический квазикристалл (А), нулевой аппроксимант (В), первый аппроксимант (С)

В данной работе «атомы» квазикристалла и аппроксимантов соединялись диэлектрическими цилиндрами по правилу: если узлы были соседями (то есть отличались на единицу по любой из координат) в шестимерном пространстве, то они соединяются в трехмерном. Однако авторы работы не провели ни экспериментальной ни теоретической оценки зонной структуры аппроксимантов, ограничившись лишь рассмотрением дифракционной картины аппроксимантов и порядка ее симметрии.

Нами была проведена серия расчетов зонных структур нулевого и первого аппроксимантов икосаэдрического квазикристалла с различным наполнением ячейки. Ячейка наполнялась диэлектрическими сферами в вакууме и сферическими полостями в диэлектрике согласно «атомам» ячеек, а также диэлектрическими стержнями по принципу работы [4]. Здесь стоит отметить, что хотя при первых двух способах наполнения нулевой аппроксимант вырождается в решетку ГЦК, то при заполнении цилиндрами структура теряет данное вырождение и приобретает свойства аппроксиманта.

Для первых двух способов заполнения нулевой аппроксимант вырождается в решетку ГЦК, то есть имеет при инвертированном заполнении запрещенную зону в 4,3% при факторе заполнения в 22%, и не имеет запрещенной зоны при прямом заполнении. Первый аппроксимант не имеет запрещенной зоны в обоих случаях. При заполнении нулевого аппроксиманта цилиндрами получили запрещенную зону в 4,6% при факторе заполнения в 21,4% (рис. 3). В ячейке имелось 118 стержней, соединяющих 63 «атома» (13 в ячейке и 50 на границе). В первом аппроксиманте также нет запрещенной зоны.

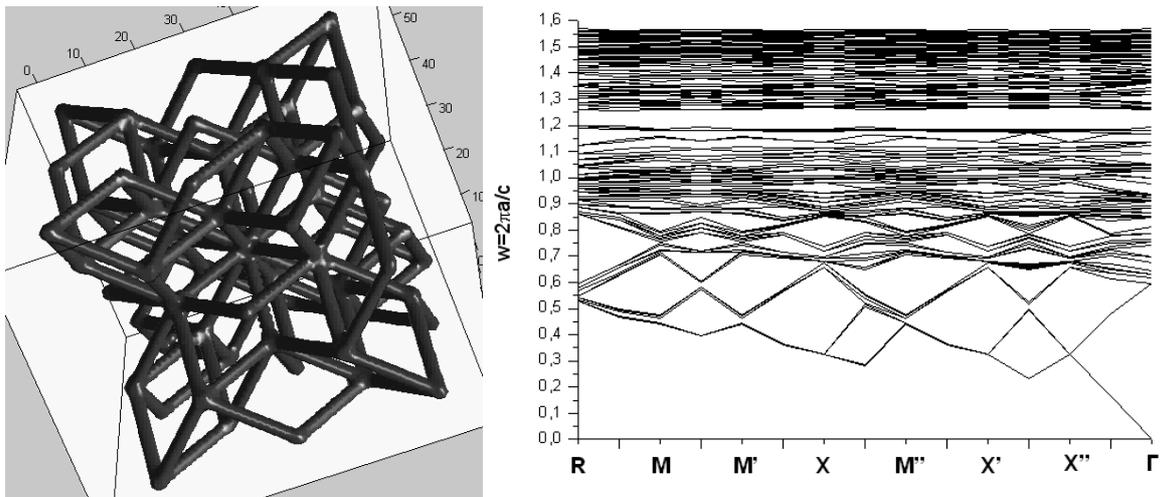


Рис. 3. Нулевой аппроксимант с цилиндрическим заполнением и его зонная структура

Еще одним направлением исследования стало влияние дефектов проектирования на возникновение запрещенной зоны. Дело в том, что в ряде случаев при определении «атомов» пригодных к проектированию у нас имеется два неразличимых с точки зрения математики «атома» на одно вакантное место. Проекционный метод в данном случае говорит, что нам необходимо выбрать любой из этих двоих для выполнения условия равномерного проектирования (то есть, чтобы не перегружать «атомами», либо, наоборот, не оставлять пустой какую-либо часть структуры). Тогда корректный вырез производится при незначительном (порядка 10^{-6}) сдвиге коридора выреза в шестимерном пространстве. Однако можно поступить иначе: можно расширить, либо сузить коридор выреза, проектируя оба «атома», либо не проектируя ни одного. Тогда получается дефект структуры, который локализуется на границах между элементарными ячейками.

Были проведены структурные анализы для структур с дефектами на границах с малым количеством «атомов» (рис. 4) и с большим числом «атомов» (рис. 5). Было установлено, что при росте зоны в обоих случаях она перечеркивается почти полностью двумя зонами. Было сделано предположение, что данная зона аналогична по своему строению примесным электронным уровням в обычных кристаллах. Подробные данные приведены в таблице 3.

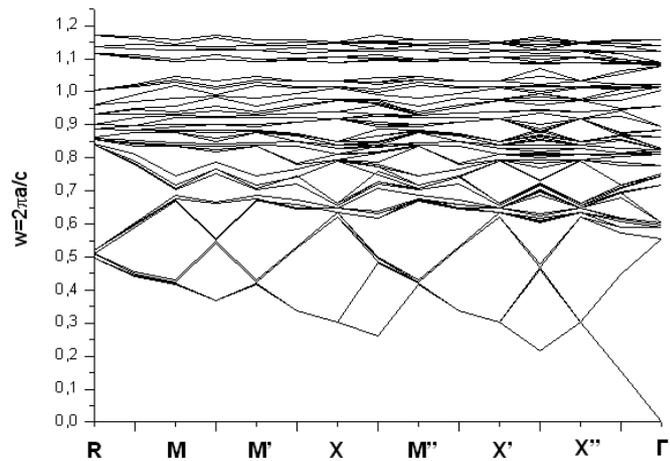
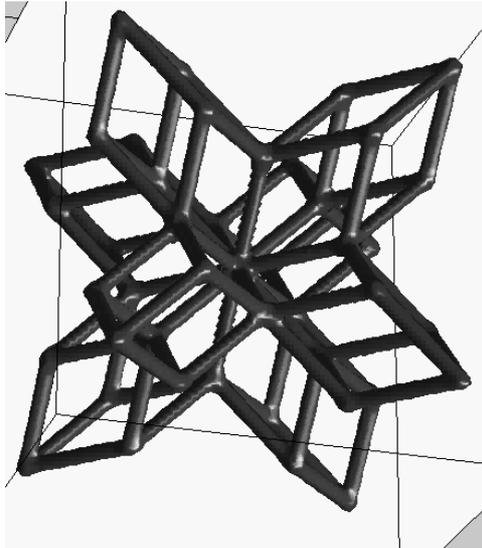


Рис. 4. Нулевой аппроксимант с узким коридором. Зонная структура нулевого аппроксиманта с узким коридором

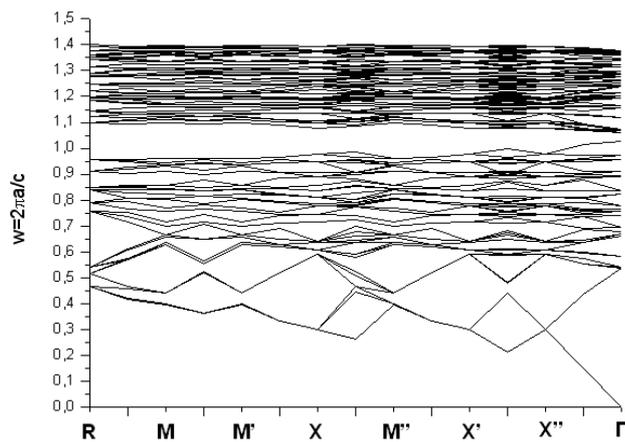
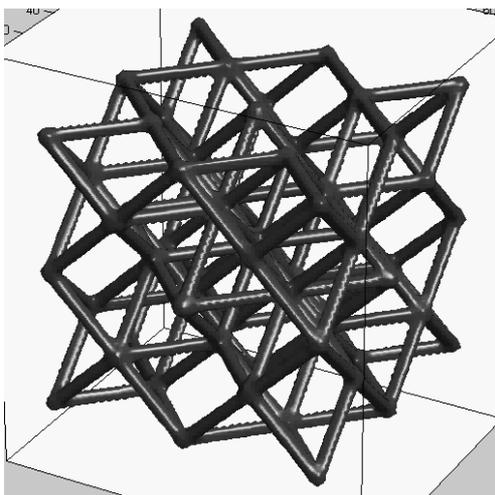


Рис. 5. Нулевой аппроксимант с широким коридором. Зонная структура нулевого аппроксиманта с широким коридором

Таблица 3.

Параметры нулевого аппроксиманта с корректным и дефектным проектированием

Вырез	корректный	узкий	широкий
Количество атомов в ячейке	63 (13+50)	45 (13+32)	79 (13+66)
Количество стержней между атомами	118	84	152
Оптимальный фактор заполнения	21,4%	26,5%	25,7%
Полученная запрещенная зона	4,6%	0,47%	3%
Зона без примесного уровня	4,6%	4,5%	10,16%
Частоты запрещенной зоны ($2\pi c/a$)	1,2-1,256	1,077-1,082	1,03-1,06

Список литературы

1. Steurer W., Widmer D.S. *Photonical and phononical quasicrystals* // Journal of Physics D: Applied Physics, 2007.
2. *С Quasicrystals.* – Institut Laue-Langevin, Grenoble, France, 1994.
3. Zoorob M.E., Charlton M.D.B., Parker G.J., Baumberg J.J., Netti M.C., *Complete and absolute photonic bandgaps in highly symmetric photonic quasicrystals embedded in low refractive index materials* // Nature, 2000.
4. Ledermann A., Wiersma D.S., Wegener M., Freymann G., *Multiple scattering of light in three-dimensional photonic quasicrystals* // Opt. Expr., 2009. V. 17. No. 3. P. 1844-1853.

ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ФОКУСЕ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

А.С. Орехов¹, А.А. Филиппов², Ю.В. Крыленко²

¹ *ФИАН (г. Москва, Ленинский пр-т, 53), ² МФТИ*
e-mail: ¹anstanor@gmail.com

АННОТАЦИЯ

В работе численно рассматривается динамика свободных электронов в поле сфокусированного лазерного импульса релятивистской интенсивности длительностью 3,5 пс. Обнаружено, что при стохастическом возмущении траектории электрона его энергия может на несколько порядков превосходить энергию осцилляторного движения в плоской волне. На основании 2D численного моделирования исследуется функция распределения свободных электронов, нагреваемых интенсивным лазерным полем. Получено аналитическое выражение для функции распределения релятивистских электронов как идеального газа. Функция распределения в диапазоне плотности потоков излучения $10^{14} \div 10^{17}$ Вт/см², сравнивается с аналитическим выражением равновесного распределения и вводится температурная характеристика для стохастически нагреваемых лазерным полем электронов. Найдена зависимость температуры стохастических электронов от плотности потока излучения.

ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ФОКУСЕ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

Последнее время многочисленные экспериментальные и теоретические исследования свидетельствуют о генерации электронов аномально большой энергии в лазерной плазме в широком диапазоне световых потоков. Генерация и наличие сверхэнергичных электронов в лазерной плазме имеет актуальное значение для лазерного термоядерного синтеза. С одной стороны наличие энергичных электронов в короне термоядерной мишени может иметь отрицательное и даже катастрофическое значение при адиабатическом сжатии мишени, так как при этом происходит нежелательный предпрогрев сжимаемого ядра. С другой стороны в схеме быстрого поджига такие электроны могут быть использованы для нагрева до термоядерной температуры и инициирования горения сжатого ядра. [1] Впервые при

умеренных потоках наблюдались высокоэнергичные электроны из лазерной плазмы в работе [2], а в работе [3] была зарегистрирована и исследована аномально большая эмиссия высокоэнергичных электронов.

В настоящей работе на основании 2D численного моделирования исследуется функция распределения свободных электронов, нагреваемых интенсивным лазерным полем. Функция распределения в диапазоне плотности потоков излучения $10^{14} \div 10^{17}$ Вт/см², полученная с помощью численного моделирования, сравнивается с аналитическим выражением равновесного распределения. Вводится температурный параметр и определяется его зависимость от интенсивности лазерного излучения в фокусе. Для импульсов параболической формы длительностью $10^3 \div 10^4$ периодов световой волны с длиной волны $\lambda = 1$ мкм получена зависимость температуры от плотности потока и времени.

Для ансамбля невзаимодействующих релятивистских частиц (идеального релятивистского газа изотропного в пространстве) справедливо распределение Гиббса. Если предположить изотропность скоростей в отсутствие внешних сил, из распределения Гиббса следует функция в импульсном пространстве $w(p)d\vec{p} = A' e^{-\frac{\varepsilon'}{T}} dp_x dp_y dp_z$, где $\varepsilon' = \sqrt{p'^2 c^2 + m^2 c^4}$.

Пронормировав эту функцию, получим $A' \int_V e^{-\frac{\sqrt{p'^2 c^2 + m^2 c^4}}{\theta}} d\vec{p}' = \frac{N}{V}$, где якобиан $d\vec{p}' = 4\pi \vec{p}' d p'$, где штрих относится к абсолютным единицам. Для удобства перейдем к относительным величинам, сделав следующую замену переменных $\varepsilon = \frac{\varepsilon'}{m c^2}$; $p = \frac{p' c}{m c^2}$; $\theta = \frac{\theta'}{m c^2}$.

Условие нормировки функции распределения на одну частицу выглядит следующим образом $A \cdot \int_0^\infty (m c^2)^3 \cdot e^{-\frac{\sqrt{1+p^2}}{\theta}} 4\pi p^2 d p = 1$. Чтобы найти зависимость нормировочного коэффициента от температуры θ , заменим $t = \text{arcsinh} \frac{p c}{m c^2}$; $z = \frac{1}{\theta}$, и перепишем условие нормировки в виде $A(z) = \left[4\pi (m c^2)^3 \cdot I(z) \right]^{-1}$, где

$I(z) = \int_0^{\infty} e^{-zcht} sh^2 t cht dt$. Таким образом нормировка сводится к нахождению

интеграла $I(z)$. Интеграл можно найти используя аппарат функций МакДональда, тогда уравнение для интеграла примет вид

$$\int I(z) dz = -\frac{2 \cdot \Gamma(3/2)}{\Gamma(1/2)} \cdot \frac{K_1(z)}{z}.$$

Для решения этого уравнения используем

$$\text{соотношения } K_1(z) = \frac{\Gamma(1/2)(z/2)}{\Gamma(3/2)} \cdot \int_0^{\infty} e^{-zcht} sh^2 t dt = -\frac{\Gamma(1/2)z}{2 \cdot \Gamma(3/2)} \cdot \int I(z) dz.$$

$$\int I(z) dz = -\frac{2 \cdot \Gamma(3/2)}{\Gamma(1/2)} \frac{K_1(z)}{z};$$

$$I(z) = \frac{-2 \cdot \Gamma(3/2)}{\Gamma(1/2)} \cdot \frac{d}{dz} \left(\frac{K_1(z)}{z} \right) = \frac{2(\sqrt{\pi}/2)}{\sqrt{\pi}} \cdot \left(\frac{K_0(z)}{z} + \frac{2 \cdot K_1(z)}{z^2} \right).$$

В итоге получим $I(z) = \left(\frac{K_0(z)}{z} + \frac{2 \cdot K_1(z)}{z^2} \right)$, где $\Gamma(v+1/2)$ – Гамма

функции полуцелого аргумента, $K_\nu(z)$ – модифицированные функции Бесселя второго рода нулевого и первого порядка соответственно.

Окончательно для функции распределения в импульсном пространстве имеем

$$w(p, \theta) = A(\theta) \cdot (mc^2)^3 \cdot e^{-\frac{\sqrt{1+p^2}}{\theta}} 4\pi p^2$$

или

$$w(p, \theta) = \frac{p^2 e^{-\frac{\sqrt{1+p^2}}{\theta}}}{\theta \cdot K_0\left(\frac{1}{\theta}\right) + 2\theta \cdot K_1\left(\frac{1}{\theta}\right)}.$$

Для удобства сравнения с результатами численного моделирования выведем выражение для релятивистской функции распределения в представлении кинетической энергии.

В формуле $w(p, \theta) = A(\theta) \cdot e^{-\frac{\sqrt{1+p^2}}{\theta}} 4\pi p^2$ выразим импульс через кинетическую энергию $p = \sqrt{T^2 + 2T}$. Функция распределения по энергии преобразуется к следующему выражению

$f(T, \theta) = e^{-\frac{T+1}{\theta}} \sqrt{T(2+T)} \cdot (T+1)$. Для нормировки функции распределения

найдем нормировочный множитель $B(\theta) = \left(\int_0^{\infty} f(T, \theta) dT \right)^{-1}$. Задача сво-

дится к вычислению интеграла $J(\theta) = \int_0^{\infty} e^{-\frac{T+1}{\theta}} \sqrt{T(2+T)} \cdot (T+1) dT$. Сдела-

ем замену $T = chy - 1$, $z = \frac{1}{\theta}$. Тогда

$$J(\theta) = \int_0^{\infty} e^{-zchy} sh^2 y \cdot chy dy = \frac{1}{3} \cdot \int_0^{\infty} e^{-zchy} d sh^3 y.$$

Далее, используя соотношение $\int_0^{\infty} sh^3 y de^{-zchy} = -z \int_0^{\infty} sh^4 y e^{-zchy} dy$, найдем

$$J(\theta) = \frac{1}{3} sh^3 y \cdot e^{-zchy} \Big|_0^{\infty} + \frac{z}{3} \frac{\Gamma(5/2) \cdot 4}{\sqrt{\pi} z^2} K_2(z).$$

Здесь первый член очевидно равен нулю и, учитывая, что гамма-функция $\Gamma(5/2) = \frac{3}{4} \sqrt{\pi}$, можно записать

$$J(\theta) = \frac{1}{z} K_2(z).$$

Для зависимости нормировочного коэффициента от температуры имеем $B(\theta) = \frac{z}{K_2(\theta)}$.

Окончательно функция распределения в терминах кинетической энергии имеет вид

$$w(T, \theta) dT = B(\theta) \cdot e^{-\frac{T+1}{\theta}} \sqrt{T(2+T)} \cdot (T+1) dT.$$

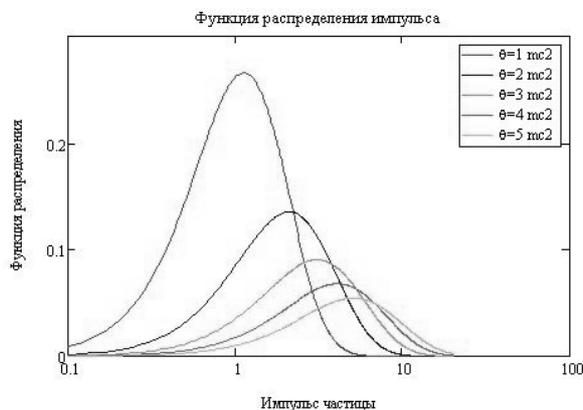


Рис. 1. Распределение электронов по импульсам при разных температурах

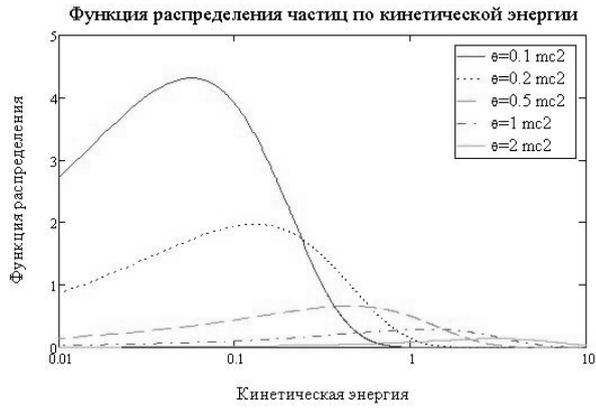


Рис. 2. Распределение электронов по энергиям при разных температурах

Средняя энергия определяется по формуле $T_{avg}(\theta) = \int_0^{\infty} T \cdot w(T, \theta) dT$.

При малых температурах в классическом случае среднюю энергию можно записать как $T_{avg} = \frac{3}{2}\theta$. При больших температурах в ультра-релятивистском случае зависимость средней энергии от температуры стремится к $T_{avg} = 3\theta - 1$, таким образом температуру можно определить

исходя из значения средней энергии $\theta = \frac{T_{avg} + 1}{3} = \frac{\langle T_{kin} \rangle + mc^2}{3}$.

На рисунке 3 кривая 1 отображает аналитически выведенную зависимость средней энергии равновесного распределения от температуры, кривые 2 и 3 показывают асимптотическое стремление температуры в релятивистском и классическом случаях соответственно, кривые 4 и 5 являются графиками нормировочных коэффициентов к распределению частиц по импульсам и по энергиям соответственно.

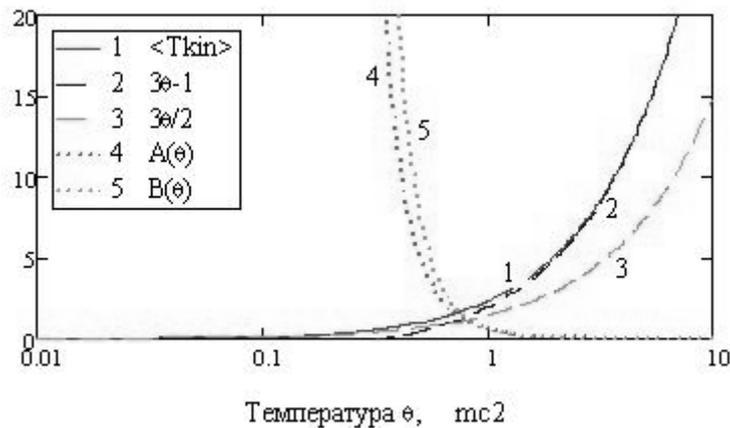


Рис.3. Средняя энергия ансамбля частиц, асимптотика, нормировочные коэффициенты

В численных расчетах мы анализировали поведение ансамбля свободных электронов в электромагнитном поле, описанном выше. Для каждого электрона решалась система уравнений движения

$$\frac{d\vec{p}_i}{dt} = \vec{E}(\vec{r}_i, t) + \vec{\beta}(\vec{p}_i) \times \vec{B}(\vec{r}_i, t), \quad \frac{d\vec{r}_i}{dt} = \vec{\beta}(\vec{p}_i),$$

где i обозначает номер частицы, $\vec{p} = \frac{\vec{p}'}{mc}$ – релятивистский импульс,

$$\vec{\beta}(\vec{p}) = \frac{\vec{p}}{\sqrt{1 + (\vec{p} \cdot \vec{p})}} \text{ – скорость частицы, } \vec{E} = \frac{q\vec{E}'}{mc^2} \text{ и } \vec{B} = \frac{q\vec{B}'}{mc^2} \text{ – приведенные}$$

электрическое и магнитное поля, $t = ct'$. Переменные со штрихами являются реальными величинами. Неизвестными в этих уравнениях являются пространственные координаты \vec{r} и вектор импульса частицы \vec{p} . По этим величинам для каждой из частиц рассчитывалась эволюция кинетической энергии $T_i = \sqrt{1 + \vec{p}_i \cdot \vec{p}_i} - 1$ [4]

Рассматриваемые электроны начинали свое движение из ограниченной области пространства, в которой были расположены случайным образом. Набор электроном энергии происходил только в плоскости X-Y, несмотря на трёхмерную траекторию его движения. Начальное распределение импульсов частиц соответствовало максвелловскому с температурой порядка одного или нескольких килоэлектронвольт. Это отражает типичное состояние короны лазерной плазмы, нагреваемой вблизи критической области при рассматриваемых уровнях интенсивности излучения $6 \cdot 10^{13} \div 10^{17}$ Вт/см². В нашем случае пространственная неоднородность поля не играет большой роли при наборе электроном энергии. На движущийся электрон действует электромагнитное поле, фаза которого резко меняется за время много меньше периода волны. Фаза является постоянной от одного скачка до другого. Случайное распределение относительной фазы учтено для каждой спектральной компоненты. Частота изменения фазы поля при движении электрона соответствует 2/3 плазменной частоты.

Уравнения движения решались с помощью метода Рунге-Кутты четвертого порядка с адаптивным размером шага. Пространственное разрешение при расчетах составляло 50 точек на длину волны. Временная дискретизация тщательно подбиралась, чтобы минимизировать влияние численных возмущений.

Расчетные кривые приведены на рисунке 4, где кривые 1, 2, 3, 4, 5, 6 соответствуют потокам 10^{15} , $2 \cdot 10^{15}$, $4 \cdot 10^{15}$, $6 \cdot 10^{15}$, $2,5 \cdot 10^{16}$, 10^{17} Вт/см² соответственно. Сравнивая кривые с функцией $w(\theta)$ получена следующая зависимость эффективной температуры электронов в электромагнитном лазерном поле от плотности потока: $\theta \sim q^{0.85}$ для $q = 10^{15} \div 10^{16}$ Вт/см²; $\theta \sim q^{0.6}$ для $q = 10^{16} \div 10^{17}$ Вт/см².

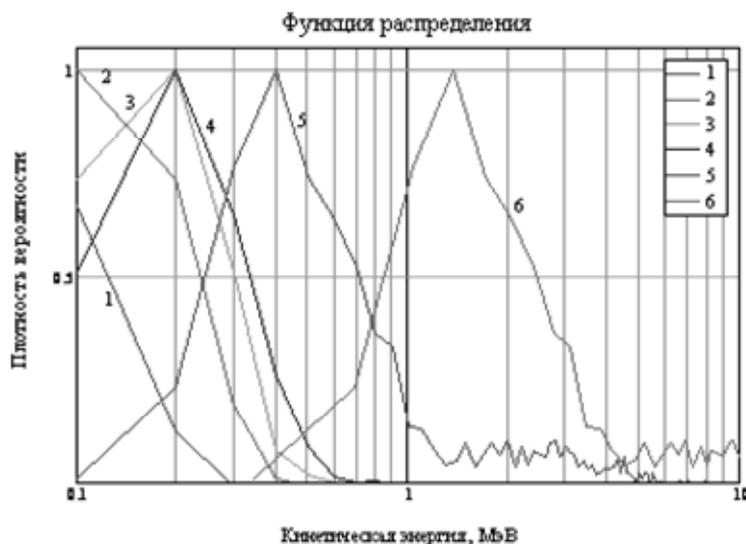


Рис.4. Функция распределения электронов, построенная на основе численного моделирования.

Сравнивая функции распределения равновесных частиц и расчетные данные, получили температуры равновесных ансамблей частиц, которые соответствуют по наиболее вероятной энергии нагретому электронному газу. Из расчетных данных о средней энергии электронов в течение импульса и средней энергии к концу импульса, было построено соответствие между равновесным и нагретым состоянием. На рисунке 5 нижняя кривая отображает температуру равновесного состояния частиц. Средняя кривая показывает среднюю температуру электронов в течении лазерного импульса, которая оказалась несколько выше теоретической. Верхняя кривая показывает среднюю энергию электронов к концу импульса. Эти точки получены в результате измерения тока отсечки к концу импульса по методике, описанной в [3].

В данной модели мы рассматриваем появление высокоэнергичных электронов, которые создают положительный пространственный заряд в плазме после вылета из нее. Общее число таких электронов может опреде-

ляться из потенциального заряда плазменного облака, благодаря его конечному размеру, и средней энергии вылетающих электронов. Другими словами, на основе статистической обработки траекторий электронов в данной работе произведен расчет функции распределения энергии электронов и плотности тока, который дает возможность оценить порядок макроскопического электрического поля (плазменный потенциал). Данная модель описывает ускорение заряженной частицы в электромагнитном поле, сформированном в фокальной плоскости поляризованными падающим и отраженным лазерными пучками.

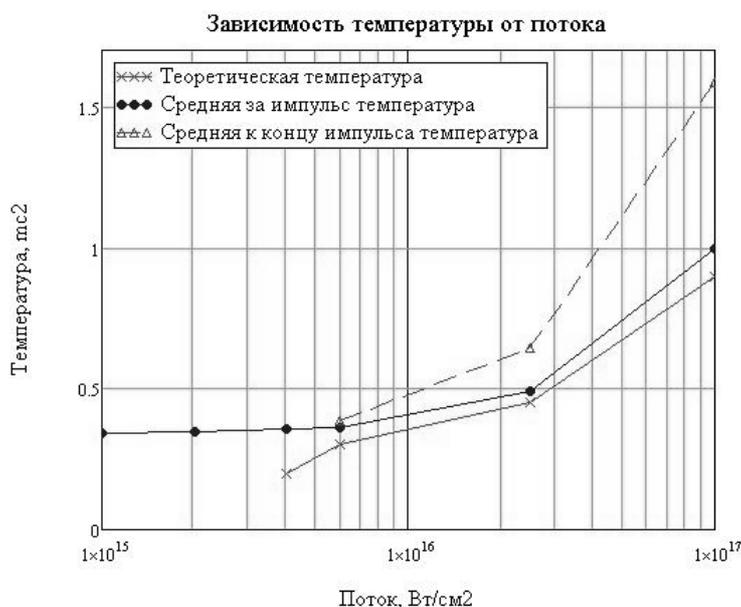


Рис. 5. Зависимость температуры электронов от потока

ЛИТЕРАТУРА

1. Umstadter D. *Relativistic laser-plasma interactions* // J. Phys. D: Appl. Phys., 2003. V.36. P. 151–R165.
2. Rousseaux C., Amiranoff F., Labaune C., Matthieussent G. *Suprathermal and relativistic electrons produced in laser-plasma interaction at 0.26, 0.53 and 1.05 μm laser wavelength* // Phys. Fluids B 4 (8), (1992), P. 2589-2595.
3. Иванов В.В., Князев А.К., Куценко А.В., Мацвейко А.А., Михайлов Ю.А., Осетров В.П., Попов А.И., Склизков Г.В., Стародуб А.Н.. *Исследование генерации высокоэнергичных электронов в лазерной плазме* // ЖЭТФ, 1996. Т. 109. Вып. 4. С. 1257-1266.
4. Mikhailov Yu.A., Nikitina L.A., Sklizkov G.V., Starodub A.N., Zhurovich M.A. *Stochastic heating of electrons in focused multimode laser fields* // JRLR, 2007. V. 28. №4. P. 345-356.

ДИАГНОСТИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

А.Г. Боровков, М.В. Осипов, А.Н. Стародуб, А.А. Фроня

*Учреждение Российской академии наук
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
e-mail: nastya708@yandex.ru*

АННОТАЦИЯ

Описывается диагностический комплекс для исследования спектральных, пространственных и временных характеристик рентгеновского излучения лазерной плазмы. Приводятся результаты экспериментов по взаимодействию излучения Nd-лазера с управляемой степенью взаимной когерентности с веществом.

ВВЕДЕНИЕ

Наносекундная лазерная плазма обладает уникальными характеристиками, а именно малыми размерами $<10^{-3}$ см, коротким временем жизни $\sim 10^{-9}$ с, высокими плотностью $\sim 10^{21}$ см $^{-3}$ и температурой в сотни эВ. Вследствие чего такая лазерная плазма представляет большой интерес для целого ряда перспективных фундаментальных научных исследований, таких как лазерный термоядерный синтез (ЛТС), физика высоких плотностей энергии, моделирование в лабораторных условиях астрофизических явлений, а также для решения различных прикладных задач [1, 2, 3].

Важную информацию о процессах, происходящих при нагреве различных мишеней, дает исследование рентгеновского излучения лазерной плазмы с пространственным, временным и спектральным разрешением, что позволяет, в принципе, получать такие характеристики плазмы, как локальные значения ее электронной температуры и плотности.

ДИАГНОСТИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС

В ОКРФ ФИАН на установке «Канал-2» создан рентгеновский диагностический комплекс для исследования спектральных, пространственных и временных характеристик плазмы, образуемой при воздействии излучения Nd-лазера с управляемой степенью взаимной когерентности [4] на

мишени различного состава и конфигурации. Комплекс включает три канала регистрации параметров плазмы в рентгеновском диапазоне:

- канал регистрации изображения плазмы с пространственным разрешением ~ 16 мкм (камера-обскура);
- канал, позволяющий регистрировать распределение рентгеновских квантов по энергии (метод фильтров);
- канал регистрации временного поведения рентгеновского излучения плазмы.

Наиболее широкое применение при исследовании спектра непрерывного рентгеновского излучения плазмы получил метод фильтров, в котором исследуется кривая ослабления рентгеновского излучения плазмы, то есть зависимость энергии излучения, прошедшего сквозь слой поглотителя, от толщины поглотителя. Фактически определяются отношения энергий рентгеновского излучения, прошедших через фильтры разной толщины. Экспериментально определенные отношения сравниваются с теоретически рассчитанными величинами для разных значений электронной температуры, и таким образом оценивается электронная температура лазерной плазмы. Оценка электронной температуры плазмы, по измеренным значениям относительных интенсивностей излучения, осуществляется методом последовательных итераций [5].

Кривая ослабления $M(x)$, то есть коэффициент пропускания исследуемого излучения в зависимости от толщины фильтра x представляется в следующем виде:

$$M(x) = \int_0^x K(\lambda, x) \cdot S(\lambda) d\lambda \quad (1)$$

где $S(\lambda)$ – спектральная плотность числа квантов (или энергии излучения), $K(\lambda, x)$ – матрица коэффициентов ослабления монохроматического излучения с длиной волны λ фильтрами толщиной x . Уравнение (1) представляет собой линейное интегральное уравнение Фредгольма первого рода. Задача о нахождении $S(\lambda)$ по известным $M(x)$ и $K(\lambda, x)$ относится к классу математически некорректных задач.

Для восстановления спектра используется следующий способ. Исследуемый спектральный диапазон, разбивается на $l+1$ интервалов, а кривая ослабления – на $m+1$ интервалов; после чего интегральное уравнение (1) заменяется системой линейных уравнений

$$M_j = \sum_{i=0}^l K_{ji} S_i \Delta_i \quad (j = 0, 1, 2, \dots, m)$$

Здесь K_{ji} имеет смысл коэффициента ослабления излучения спектральной интенсивности S_i спектрального диапазона Δ_i j -м каналом регистрации, на выходе которого имеем сигнал M_j . Далее методом последовательных приближений решается данная система уравнений. В результате последовательных преобразований получают решение в нулевом приближении, в качестве которого использовался Максвелловский спектр:

$$S_i^{(0)} \Delta_i = \frac{1}{\lambda_j T^{3/2}} \exp\left(-\frac{12,4}{\lambda_j T}\right) \Delta_i \quad (3)$$

где T – электронная температура плазмы в keV. Значение T определялось из условия, чтобы соответствующий набор значений $R_j^{(0)}$ наименьшим образом отличался от измеренных значений M_j . При этом $\sum_{i=0}^l K_{ji} S_i^{(n)} \Delta_i = R_j^{(n)}$.

Одним из самых распространенных и простых способов получения изображения плазмы в рентгеновских лучах является использование камеры-обскуры, представляющей собой отверстие малого диаметра в непрозрачном для рентгеновского излучения экране [5].

При этом разрешение по объекту будет зависеть от диаметра обскуры d , увеличения $\Gamma = b/a = B/A$, с которым она работает, и пространственного разрешения детектора Δl_d :

$$\Delta l = \left[\left(\frac{\Gamma + 1}{\Gamma} \times d \right)^2 + \left(\frac{\Delta l_d}{\Gamma} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (4)$$

Здесь A – размер исследуемого объекта, B – размер изображения объекта; a и b – соответственно расстояния от объекта до отверстия и от отверстия до изображения. Кроме того, чтобы пренебречь влиянием дифракции рентгеновского излучения на малом отверстии камеры-обскуры, необходимо выполнение условия: $d \gg (\lambda \times a)^{1/2}$, которое накладывает ограничение на длину волны регистрируемого излучения.

На основе данных, полученных при фотографировании лазерной плазмы в собственном рентгеновском излучении с пространственным разрешением, можно получить размер и форму горячей области (т.е. размер самого источника рентгеновского излучения). При этом энергетические характеристики регистрируемого рентгеновского излучения определяются филь-

рами, используемыми в камере-обскуре. Использование фильтров с различными кривыми пропускания позволит определить локализацию регистрируемого рентгеновского излучения с определенной длиной волны.

Для исследования временного поведения рентгеновского излучения плазмы используются детекторы на основе открытого лавинного фотодиода с внешним фильтром, выделяющим определенный рентгеновский спектральный диапазон.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ВЗАИМОДЕЙСТВИЮ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

Был проведен 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 меди, а также микроструктурированные сетки из триацетата целлюлозы (ТАЦ). Плотность ТАЦ мишеней варьируется в пределах $2-10 \text{ мг/см}^3$, а толщина от 100 до 1000 мкм. Параметры лазерного излучения, приходящего на мишень, следующие: длина волны $\sim 1060 \text{ нм}$, длительность импульса 2,5 нс, энергия излучения $10 - 100 \text{ Дж}$, плотность потока мощности $10^{13} - 10^{14} \text{ Вт/см}^2$. Для длины волны греющего излучения $\lambda_0=1060 \text{ нм}$ величина критической плотности составляет $\sim 3 \text{ мг/см}^3$. Таким образом, в экспериментах исследуется взаимодействие излучения с мишенями, имеющими как надкритическую, так и подкритическую плотность.

С помощью детектора на основе открытого лавинного фотодиода бы-

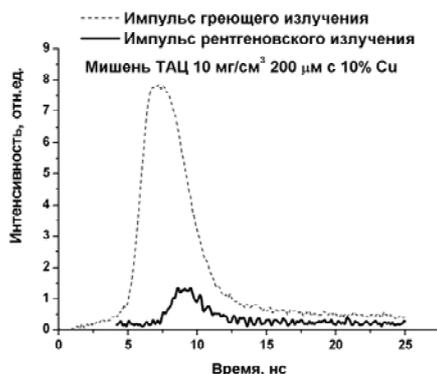


Рис. 1. Временное поведение импульса греющего излучения и собственного рентгеновского излучения плазмы

ли зарегистрированы импульсы рентгеновского излучения плазмы ТАЦ мишеней (рис. 1). В качестве внешнего фильтра использовался слой бериллия толщиной 100 мкм, позволяющий выделять спектральную область рентгеновского излучения с длиной волны $\leq 9 \text{ \AA}$. Это означает, что плазма излучает электромагнитные кванты с энергией $\geq 1500 \text{ эВ}$, что свидетельствует об образовании горячей плазмы.

Используя данные калориметрических измерений энергии падающего на мишень излучения, рассеянного назад и прошедшего через мишень излучения, были проведены оценки энергии, которая осталась в камере взаимодействия, и она равна:

$$\Delta E = E_l - E_{bs} - E_{fs+tr},$$

где E_l – энергия греющего лазерного излучения, приходящего на мишень, E_{bs} – энергия излучения, рассеянного назад, E_{fs+tr} – энергия излучения, прошедшего через мишень и рассеянного вперед.

На основании полученных кривых ослабления была определена средняя электронная температура плазмы, которая в экспериментах по облучению ТАЦ мишеней принимала значения в пределах 0,4-1,4 кэВ. Выявлена зависимость электронной температуры от плотности потока мощности на мишени (рис. 2а). Обнаружено, что электронная температура плазмы прямо пропорциональна ΔE (рис. 2б). Результаты измерений электронной температуры также свидетельствуют об образовании области плотной горячей плазмы.

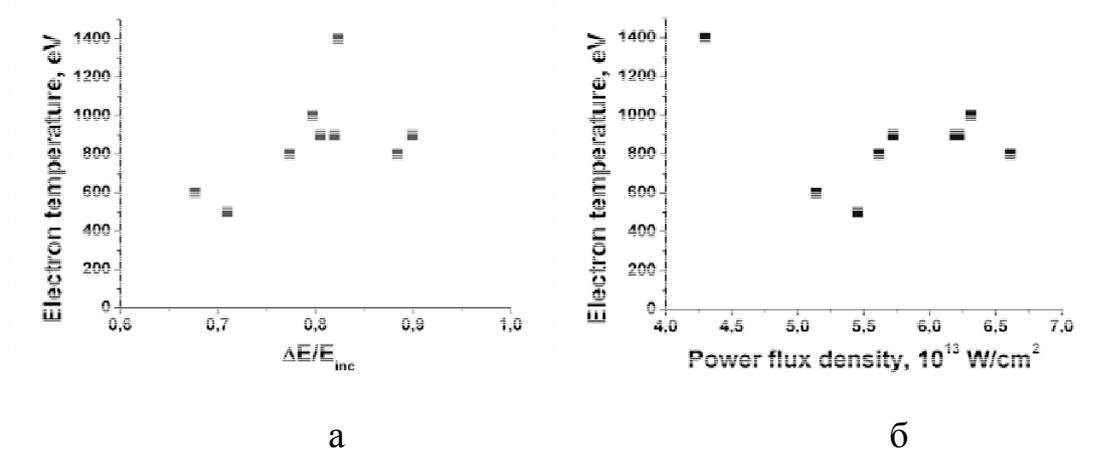
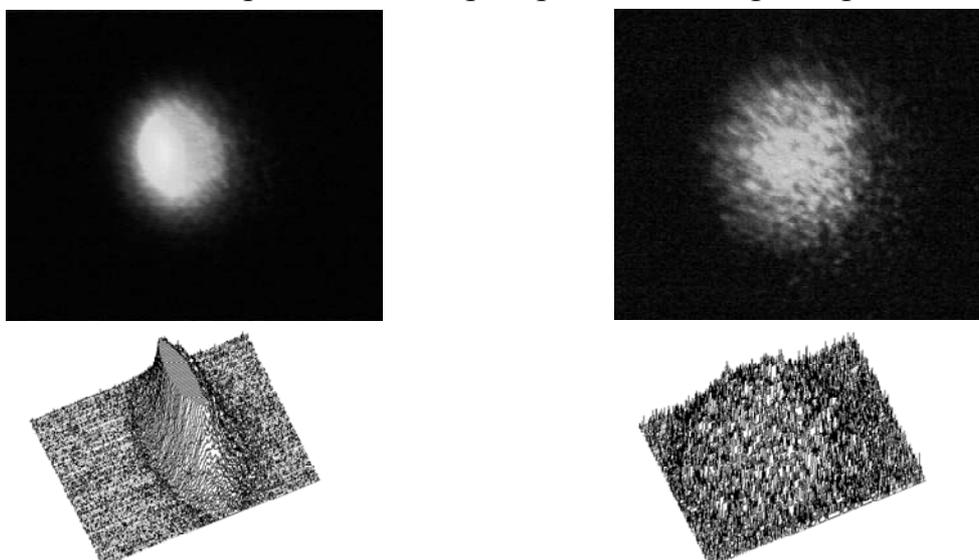


Рис. 2. Зависимости электронной температуры от плотности потока мощности греющего излучения (а) и ΔE (б)

С помощью камеры обскуры были получены изображения плазмы в собственном рентгеновском излучении с пространственным разрешением ~ 16 мкм для различных мишеней. Регистрировалось излучение с длиной волны ≤ 9 Å. Эксперименты показали, что интенсивность рентгеновского излучения плазмы твердотельных мишеней значительно превосходит интенсивность рентгеновского излучения плазмы ТАЦ мишеней, что необходимо учитывать при регистрации. Как видно из рис. 3, для пены характерно более равномерное распределение интенсивности рентгеновского излу-

чения по пространственным координатам изображения, 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.



Энергия греющего излучения 29,5 Дж
Твердотельная мишень из меди
Размер фокального пятна 170 мкм

Энергия греющего излучения 94 Дж
ТАЦ мишень 2,25 мг/см³ 200 мкм
Размер фокального пятна 170 мкм

Рис.3. Изображение плазмы в собственном рентгеновском излучении

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе представлены методы рентгеновской диагностики наносекундной лазерной плазмы, позволяющие получать информацию о пространственных, энергетических и временных параметрах плазмы. Разработанные методики были применены в экспериментах по взаимодействию мощного лазерного излучения с веществом, в которых были получены следующие результаты:

- зарегистрированы изображения плазмы медной и ТАЦ мишеней в собственном рентгеновском излучении;
- измерена электронная температура ТАЦ мишеней;
- продемонстрированы зависимости электронной температуры ТАЦ мишеней от плотности мощности греющего излучения и ΔE ;
- зарегистрировано временное поведение импульса рентгеновского излучения плазмы ТАЦ мишеней.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 07-02-01407.

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 beam* // Phys. Plasmas, 1999. V. 6. № 8. P. 3296.
3. Гаврилов В.В., Гольцов А.Ю., Ковальский Н.Г., Коптяев С.Н., Магунов А.И., Пикуз Т.А., Скобелев И.Ю., Фаенов А.Я. *Измерение рентгеноспектральными методами параметров высокотемпературной плазмы в пористых мишенях, облучаемых мощными лазерными импульсами* // Квантовая электроника, 2001. Т. 31. № 12. С. 1071.
4. Fedotov S.I., Feoktistov L.P., Osipov M.V., Starodub A.N *Lasers for ICF with a Controllable Function of Mutual Coherence of Radiation* // Journal of Russian Laser Research, 2004. V. 25. P. 79.
5. Диагностика плотной плазмы / Н.Г. Басов, Ю.А. Захаренков, А.А. Рупасов, Г.В. Склизков, А.С. Шиканов; под ред. Н.Г. Басова. – М.: Наука, 1989. 368 с.

НЕЛИНЕЙНОЕ НАДБАРЬЕРНОЕ ПРОХОЖДЕНИЕ В ПРИБЛИЖЕНИИ ГРОССА-ПИТАЕВСКОГО: ПОТЕНЦИАЛ РОЗЕНА-МОРЗЕ И ПРЯМОУГОЛЬНЫЙ БАРЬЕР

А.А. Ишханян, В.П. Крайнов

*Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, РФ
hishkhanyan@gmail.com*

АННОТАЦИЯ

Рассматривается нелинейная квантовая задача резонансного прохождения ультра-холодных Бозе-атомов над потенциалом Розена-Морзе и прямоугольным барьером в приближении Гросса-Питаевского.

Применяя модифицированный метод Релея-Шредингера, получено выражение для первой поправки к резонансному значению высоты барьера для резонансов разных порядков. Полученные аналитические формулы сравниваются с численными вычислениями. Результаты для этих двух потенциалов принципиально отличаются.

1. ВВЕДЕНИЕ

Квантовое туннелирование и надбарьерное отражение частиц являются хорошо известными фундаментальными парадигмами квантовой механики, которые интенсивно изучались в течении многих десятилетий [1]. Экспериментальное получение Бозе-Эйнштейновского конденсата в разреженных газах ультрахолодных атомов [2] стимулировало обновленный интерес к этим эффектам, поскольку Бозе-конденсаты предлагают иной тест основ квантовой механики благодаря нелинейной природе своей динамики [3].

В этой связи, недавно были рассмотрены несколько физических ситуаций, имеющих известные линейные аналоги, включая, например, ступенчатый барьер [4], прямоугольный потенциал [5], двойной дельта-потенциал и дельта-ряд [6]. Надбарьерное отражение холодных атомов от потенциала Розена-Морзе было изучено в [7, 8, 9]. Было найдено точное решение задачи для определенной глубины потенциала [8], был определен коэффициент отражения в близкой окрестности первого линейного резонанса в случае малой нелинейности [9]. В настоящей работе мы изучаем резонансы высших порядков, применяя представление падающих и отра-

женных волн. Модифицируя метод Релея-Шредингера [1], мы выводим простую аналитическую формулу для нелинейного смещения положения резонанса для резонансов всех порядков.

2. ПОТЕНЦИАЛ РОЗЕНА-МОРЗЕ

Рассмотрим задачу резонансного прохождения ультра-холодных Бозе-атомов над потенциалом Розена-Морзе $V(x) = V_0 \operatorname{sech}^2 x$ в приближении среднего поля (приближение Гросса-Питаевского [10-11]):

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + (V(x) + g|\Psi|^2)\Psi = 0. \quad (1)$$

Решение задачи ищем в виде анзаца $\Psi = e^{-i\mu t} e^{ikx} u(x)$, где μ – химический потенциал, а волновое число k определен как $k = \sqrt{2(\mu - g)}$, $\mu > g$ (выбор данного анзаца обоснован тем, что множитель e^{ikx} задает асимптоту волновой функции на бесконечности). Применением замены $z = (1 + \operatorname{th} x)/2$ уравнение (1) приводится к виду

$$u_{zz} + \left(\frac{1+ik}{z} + \frac{1-ik}{z-1} \right) u_z + \frac{2V_0}{z(z-1)} u - \frac{g(|u|^2 - 1)}{2z^2(z-1)^2} u = 0. \quad (2)$$

Линейная часть данного уравнения представляет собой гипергеометрическое уравнение Гаусса [12], решением которого является гипергеометрическая функция

$$u = {}_2F_1(\alpha, 1-\alpha; 1+ik; z), \quad \alpha = \frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} - 2V_0}. \quad (3)$$

В линейном случае, $g = 0$, из граничного условия $|u(+\infty)| = 1$ следует, что $\alpha = -n$, и для резонансных значений глубины потенциальной ямы имеем $V_{Ln} = -n(n+1)/2$. Из этого выражения очевидно, что прозрачность имеет место только в случае барьеров с отрицательным V_{Ln} , то есть, для потенциальных ям.

Рассмотрим теперь нелинейную задачу, когда $g \neq 0$. Для нижеследующих разработок стартовое значение имеет то обстоятельство, что уравнение (2) можно рассматривать как квази-линейную задачу на собственные значения относительно глубины потенциальной ямы V_0 :

$$\hat{H}_L u + V_0 u = gF(u), \quad |u(-\infty)| = |u(+\infty)| = 1, \quad (4)$$

где

$$\hat{H}_L = \frac{z(z-1)}{2} \left[\frac{d^2}{dz^2} + \left(\frac{1+ik}{z} + \frac{1-ik}{z-1} \right) \frac{d}{dz} \right] \quad \text{и} \quad F(u) = \frac{|u|^2 - 1}{4z(z-1)} u. \quad (5)$$

При таком подходе естественно применение метода Релея-Шредингера [1], рассматривая при этом нелинейный член $F(u)$ в уравнении (4) как поправку. В соответствии с этим, применяя разложение

$$u = u_{NLn} = u_{Ln} + g u_1 + g^2 u_2 + \dots, \quad (6)$$

$$V_0 = V_{NLn} = V_{Ln} + g V_1 + g^2 V_2 + \dots, \quad (7)$$

Имеем

$$\hat{H}_L(u_{Ln} + g u_1 + \dots) + (V_{Ln} + g V_1 + \dots)(u_{Ln} + g u_1 + \dots) = g F(u_{Ln} + g u_1 + \dots). \quad (8)$$

Разложим поправку u_1 по собственным функциям u_{Lm} линейной задачи

$$\hat{H}_L u + V_0 u = 0:$$

$$u_1 = \sum_{m=1}^{\infty} a_m u_{Lm}, \quad \text{где} \quad a_m = \text{const} \quad \text{и} \quad u_{Ln} = {}_2F_1(-n, 1+n, 1+ik, z). \quad (9)$$

Заметим теперь, что функции u_{Ln} ортогональны с весовой функцией $z^{ik}(1-z)^{-ik}$, то есть, выполняется

$$\int_0^1 z^{ik}(1-z)^{-ik} u_{Lm} u_{Ln} dz = C_n \delta_{mn}, \quad \text{где} \quad C_n = \frac{\Gamma(1+ik)^2 \Gamma(n+1-ik)}{2n+1 \Gamma(n+1+ik)}. \quad (10)$$

Тогда, умножая уравнение (8) на $z^{ik}(1-z)^{-ik} u_{Ln}$ и интегрируя от 0 до 1, получим следующее выражение для первой поправки

$$V_1 = \frac{1}{C_n} \int_0^1 z^{ik}(1-z)^{-ik} F(u_{Ln}) u_{Ln} dz. \quad (11)$$

Численные расчеты показывают, что эта формула задает очень хорошее приближение: именно, абсолютная ошибка составляет порядка 10^{-4} при $g < 0.25\mu$ и неплохое приближение имеет место вплоть до $g \approx (0.5 \div 0.75)\mu$.

Интеграл, вовлеченный в уравнение (11) вычисляется точно для любого порядка резонанса n . Результат для первых трех резонансов выглядит следующим образом:

$$V_{NL1} = -1 + \frac{g}{1 + 2(\mu - g)}, \quad (12)$$

$$V_{NL2} = -3 + \frac{9g}{7} \left(\frac{1}{1+2(\mu-g)} + \frac{2}{4+2(\mu-g)} \right), \quad (13)$$

$$V_{NL3} = -6 + \frac{2g}{11} \left(\frac{9}{1+2(\mu-g)} + \frac{15}{4+2(\mu-g)} + \frac{25}{9+2(\mu-g)} \right) \quad (14)$$

Как видно из приведенных формул, в отличие от линейного случая, в нелинейном случае глубина резонансной ямы зависит от химического потенциала частицы μ . Другим интересным обстоятельством является то, что, в результате нелинейного сдвига, резонансная высота барьера может стать положительной, то есть, в нелинейном случае безотражательное прохождение возможно и для потенциальных барьеров, не только для потенциальных ям. Наконец, примечательным фактом является то, что первая из приведенных формул, формула для первого резонанса $n=1$, оказывается точной. Отметим, что приближенное решение задачи для данного резонанса применением метода многих масштабов [13] представлено в работе [9].

Изучим теперь зависимость нелинейного сдвига резонансной глубины ямы $V_1 = V_{NLn} - V_{Ln}$ от волнового числа падающей частицы k . Эта зависимость для первых шести резонансов приведена на Рис. 1. Как непосредственно видно, для фиксированного значения k кривые примерно *эквидистантны*. Это наблюдение дает основание предположить, что для нелинейного сдвига глубины ямы при резонансе n -го порядка имеет место приближенное соотношение

$$V_{NLn} = V_{Ln} + \frac{gn}{1+2(\mu-g)}. \quad (15)$$

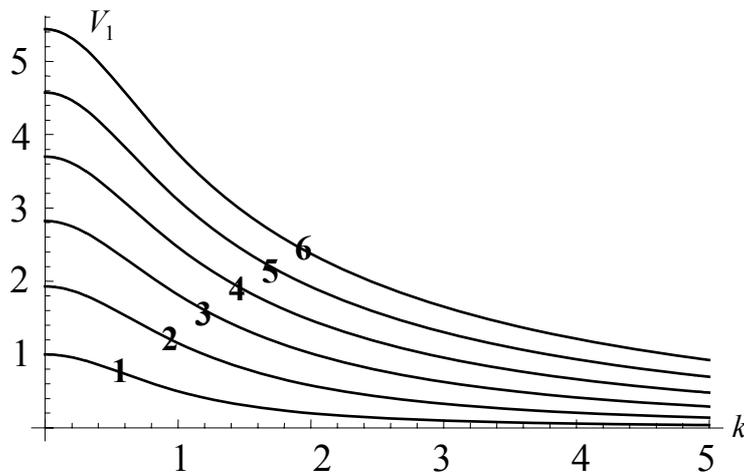


Рис. 1. Зависимость нелинейного сдвига резонансной глубины ямы V_1 от волнового числа k . Жирные цифры указывают порядки резонансов

Как показывает численный расчет, это достаточно хорошее приближение, предоставляющее простую быструю оценку положения n -го резонанса. Благодаря своей исключительной простоте, она может быть полезна как для качественных рассмотрений, так и для экспериментальных оценок.

Далее, заметим, что кривые, приведенные на Рис. 1 показывают, что можно выделить две характеристические области поведения системы – непосредственная окрестность точки $k = 0$, где вторая производная d^2V_1/d^2k отрицательна и область больших k , где указанная производная положительна. Особый интерес представляет окрестность точки $k = 0$, поскольку именно в этом случае происходит наиболее сильное взаимодействие между материальной волной и потенциалом. При $k = 0$ константа в формуле (11) упрощается, $C_n = 1/(2n + 1)$, собственные функции становятся действительными и представляют собой полиномы Лежандра $P_n(1 - 2z)$. Тогда, используя известные асимптоты этих функций, приходим к следующему приближению

$$V_{NLn}(k = 0) = V_{Ln} + gn \left(1 - \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{n-1}{n+2} \right). \quad (16)$$

Как видно из Рис. 2, данная формула прекрасно описывает сдвиг резонансной высоты барьера из-за нелинейности.

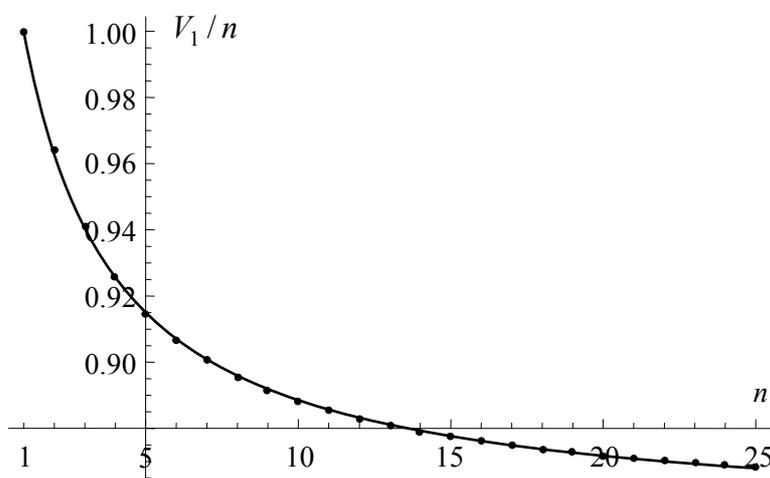


Рис. 2. Отклонение сдвига от линейного закона (15) в случае $k = 0$. Точки представляют точное численное решение, а кривая – формулу (16).

3. ПРЯМОУГОЛЬНЫЙ БАРЬЕР

Интересно сравнить полученный результат со случаем прямоугольного барьера. Последняя задача недавно была рассмотрена нами в работе [5]. Однако, полученные в данной работе формулы довольно громоздки, к то-

му же, они работают только в довольно узком диапазоне значений параметров, в частности, когда параметр нелинейности очень мал.

Задачу можно решить более легким путем, проделывая такие же рассуждения как и в случае потенциала Розена-Морзе. Для применения модифицированного метода Релея-Шредингера [1] нам понадобятся волновые функции линейной задачи.

Рассмотрим прямоугольный потенциал

$$V = \begin{cases} 0, & x < 0 \text{ and } x > 1 \\ V_0, & 0 \leq x \leq 1 \end{cases} \quad (17)$$

Резонансное (полное) прохождение происходит при [1]

$$V_{Ln} = (\mu - g) - \frac{\pi^2 n^2}{2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (18)$$

при этом соответствующие волновые функции задаются как $\psi_{Ln} = e^{-ikx}$ при $x < 0$, $\psi_{Ln} = (-1)^n e^{-ik} e^{-ikx}$ при $x > 1$, и

$$\psi_{Ln} = \cos(\pi nx) - \frac{ik}{\pi n} \sin(\pi nx) \quad \text{при } 0 \leq x \leq 1. \quad (19)$$

Последние функции ортогональны на интервале $x \in [0, 1]$:

$$\int_0^1 \psi_{Lm} \psi_{Ln} dx = C_n \delta_{mn}, \quad C_n = \frac{1}{2} - \frac{k^2}{2\pi^2 n^2}. \quad (20)$$

Следовательно, проводя такие же выкладки как выше, в рамках приближения Релея-Шредингера получаем следующую формулу для нелинейного сдвига резонансной высоты барьера

$$V_{NLn} - V_{Ln} = \frac{g}{C_n} \int_0^1 (|\psi_{Ln}|^2 - 1) \psi_{Ln} \psi_{Ln} dx. \quad (21)$$

Данный интеграл легко вычисляется. Окончательный результат для резонансной высоты барьера в нелинейном случае имеет вид

$$V_{NLn} = V_{Ln} + \frac{g}{4} \left(1 - \frac{3k^2}{\pi^2 n^2} \right). \quad (22)$$

Это очень хорошее приближение. Численные расчеты показывают, что точность данной формулы порядка 10^{-4} (или менее) для всех порядков резонансов и для всего диапазона изменения химического потенциала μ и параметра нелинейности g .

Из формулы (22) видно, что в случае прямоугольного барьера (17) нелинейный сдвиг резонансной высоты барьера примерно постоянен для резонансов высших порядков $n \gg 1$:

$$V_{NLn} - V_{Ln} \approx \frac{g}{4}. \quad (23)$$

Таким образом, в данном случае мы имеем принципиально иное поведение по сравнению с потенциалом Розена-Морзе. Предположительно, причиной тому является гладкость потенциала Розена-Морзе. Отсюда можно сделать вывод, что в случае ассиметричных потенциалов (когда масштабы изменения потенциала в разных частях пространства сильно отличаются) возможны новые эффекты. Мы надеемся исследовать этот вопрос в качестве следующего шага.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, мы исследовали безотражательное прохождение Бозе-конденсатов над потенциалом Розена-Морзе в приближении Гросса-Питаевского. Модифицируя метод Релея-Шредингера, мы вывели простую аналитическую формулу для смещения положения резонанса для всех порядков резонансов. Данная формула оказывается точной для первого резонанса и дает очень хорошее совпадение с численными расчетами для резонансов высших порядков. Мы показали, что в нелинейном случае возможно резонансное прохождение и над барьерами (с положительной высотой), а не только над ямами, как в линейном случае. Мы увидели, что в случае потенциала Розена-Морзе нелинейное смещение положения резонанса является примерно линейной функцией от номера резонанса.

Далее, тем же методом мы рассмотрели аналогичную задачу для прямоугольного барьера и увидели принципиальные отличия. В этом случае нелинейное смещение положения резонанса оказывается примерно постоянным. Если подобное различие объясняется гладкостью потенциала Розена-Морзе, то можно предположить, что в случае ассиметричного потенциала с разными масштабами изменения поля в разных пространственных областях могут иметь место новые эффекты.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Landau L.D. and Lifshitz E.M. Quantum Mechanics (Non-relativistic Theory). – New York: Pergamon Press, 1977.

2. Anderson M.H., Ensher J.R., Matthews M.R., Wieman C.E, and Cornell E.A. // *Science*, 1995, V. 269. P. 198; Davis K.B., Mewes M.-O et al. // *Phys. Rev. Lett.*, 1995. V.75. P. 3969; Bradley C.C. et al. // *Phys. Rev. Lett.*, 1995. V.75. P. 1687.
3. Pitaevskii L. and Stringari S. *Bose-Einstein Condensation*. – Oxford: Oxford University Press, 2003.
4. Cheng Y.S. et al. // *Chin. Phys. Lett.*, 2007. V.24. P. 35; Ishkhanyan H.A. and Krainov V.P. // *Laser Physics*, 2009. V.19. P. 1729.
5. Ishkhanyan H.A. and Krainov V.P. // *Phys. Rev. A*, 2009. V.80. P. 045601; Rapedius K., Witthaut D., and Korsch H.J. // *Phys. Rev. A*, 2006. V. 73, P. 033608.
6. Rapedius K. and Korsch H.J. // *J. Phys. B*, 2009. V. 42. P. 044005; Witthaut D., Rapedius K., and Korsch H.J. // *J. Nonlin. Math. Phys.*, 2009. V. 16. P. 207; Seaman B.T. et al. // *Phys. Rev. A*, 2005. V. 71. P 033609.
7. Lee C. and Brand J. // *Eur. Phys. Lett.*, 2006. V. 73. P. 321.
8. Song J., Hai W., Luo X. // *Physics Letters A*, 2009, V. 373. P. 1560; Song J., et al. // *Commun. Theor. Phys.*, 2008. V. 50. P. 89.
9. Ishkhanyan H.A. and Krainov V.P. // *JETP*, 2009. V. 136, P. 684.
10. Gross E.P. // *Nuovo Cimento*, 1961. V. 20. P. 454-459.
11. Pitaevskii L.P. // *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, 1961. V. 40. P. 646-654.
12. Abramowitz M., Stegun I.A. *Handbook of Mathematical Functions*. – New York: Dover, 1965.
13. Nayfeh A.H. *Introduction to Perturbation Techniques*. – New York: John Wiley, 1981.

ПЕРЕПУТЫВАНИЕ В ДВУХАТОМНОЙ ВЫРОЖДЕННОЙ ДВУХФОТОННОЙ МОДЕЛИ

Е.К. Башкиров, Е.Ю. Сочкова

*Самарский государственный университет
e-mail: bash@ssu.samara.ru*

АННОТАЦИЯ

Представлено точное решение модели двух двухуровневых атомов с двухфотонными вырожденными переходами, взаимодействующих с модой квантового электромагнитного поля в идеальном резонаторе. В предельном случае сильного начального когерентного поля найдено асимптотическое поведение волнового вектора всей системы. С использованием в редуцированной атомной энтропии исследовано атом-полевое перепутывание. Показано возможность распутывание состояний атомов и поля в процессе эволюции. Проведена оценка условий и возможных времен распутывания.

Квантовые перепутанные состояния являются основным ресурсом квантовой информатики, физики квантовых вычислений, квантовой связи и квантовой криптографии. В последнее время было опубликовано большое количество работ, в которых исследовались свойства перепутанных состояний, их возможные применения в квантовой информатике, а также различные схемы получения перепутанных состояний [1]. Простейшая схема, в которой возможна генерация атом-полевых перепутанных состояний является модель Джейнса-Каммингса (МДК), описывающая взаимодействие двухуровневого атома с модой квантового электромагнитного поля в идеальном резонаторе [2]. МДК играет фундаментальную роль в квантовой оптике, поскольку позволяет описать все основные квантовые эффекты взаимодействия излучения с веществом, в том числе возникновение атом-полевого перепутывания. В последнее время такие атом-полевые перепутанные состояния были получены в экспериментах с одноатомными мазерами [3]. Исследования атом-полевых перепутанных состояний в модели МДК и ее простейших обобщениях были инициированы Фениксом и Найтом [4], а также Геа-Банаклоче [5]. Исследуя динамику фон-неймановской редуцированной атомной энтропии, Феникс и Найт впервые показали, что двухуровневый атом, взаимодействующий с модой квантового

электромагнитного поля и приготовленный в чистом состоянии, вновь оказывается в чистом состоянии на половине периода затухания осцилляций Раби населенностей атомных уровней, причем в этот момент времени состояния атома и поля распутываются. Аналогичные результаты независимо были получены Геа-Банаклохе при изучении временного поведения атомной линейной энтропии. Результаты Геа-Банаклохе были позднее обобщены на случай одноатомной модели с двухфотонными вырожденными переходами [6] и двухатомной модели с однофотонными [7] и нерожденными двухфотонными переходами [8].

В настоящей работе мы исследуем атом-полевоe перепутывание для двухатомной вырожденной двухфотонной модели. Рассматриваемая модель описывает взаимодействие двух идентичных двухуровневых атомов с частотой перехода ω_0 , резонансно взаимодействующих с модой квантового электромагнитного поля частоты $\omega = \omega_0/2$ в идеальном резонаторе посредством вырожденных двухфотонных переходов. Гамильтониан взаимодействия такой модели имеет вид

$$H_{int} = \hbar \sum_{i=1}^2 g \left((a^+)^2 R_i^- + a^2 R_i^+ \right),$$

где использованы стандартные обозначения [2].

Предположим, что атомы в начальный момент времени приготовлены в чистой суперпозиции возбужденных и основного состояний, а поле в когерентном состоянии. Тогда волновая функция системы в начальный момент времени есть

$$|\Psi(0)\rangle = (\alpha|+,+\rangle + \beta|+,-\rangle + \gamma|-,+\rangle + \delta|-, -\rangle)|\nu\rangle, \quad (1)$$

где α, β, γ и δ – произвольные комплексные величины, удовлетворяющие условию

$$|\alpha|^2 + |\beta|^2 + |\gamma|^2 + |\delta|^2 = 1,$$

$$|x, y\rangle = |x\rangle|y\rangle \quad (x, y = -, +)$$

– двухатомные базисные состояния и $|-\rangle$ – основное и $|+\rangle$ – возбужденное состояние в двухуровневом атоме. Начальное состояние поля

$$|\nu\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} C_n |n\rangle$$

– одномодовое когерентное состояние с коэффициентами C_n равными

$$C_n = \exp(-\bar{n}/2) \frac{\bar{n}^{-n/2}}{\sqrt{n!}} e^{i\varphi},$$

где $\bar{n} = |v|^2$ – среднее число фотонов и φ – фаза когерентного состояния. Точное решение уравнения Шредингера для временной волновой функции с начальными условиями (1) имеет вид

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

Здесь использованы следующие обозначения:

$$A_n(t) = (2/\Omega_n^2)(p_n^2 + q_n^2 \cos \Omega_n t) \alpha C_n - (i q_n / \Omega_n^2)(\sin \Omega_n t (\beta + \gamma) C_{n+2} - (4 p_n q_n / \Omega_n^2) \sin^2(\Omega_n/2) t \delta C_{n+4}),$$

$$B_n(t) = -(i q_n / \Omega_n) \sin \Omega_n t \alpha C_n + (\cos^2(\Omega_n/2) t \beta - \sin^2(\Omega_n/2) t \gamma) C_{n+2} - (i p_n / \Omega_n) \sin \Omega_n t \delta C_{n+4};$$

$$C_n(t) = -(i q_n / \Omega_n) \sin \Omega_n t \alpha C_n + (\cos^2(\Omega_n/2) t \gamma - \sin^2(\Omega_n/2) t \beta) C_{n+2} - (i p_n / \Omega_n) \sin \Omega_n t \delta C_{n+4};$$

$$D_n(t) = -(4 p_n q_n / \Omega_n^2) \sin^2(\Omega_n/2) t \alpha C_n - (i / \Omega_n) \sin \Omega_n t (\beta + \gamma) C_{n+2} + (2 / \Omega_n^2) (q_n^2 + p_n^2 \cos \Omega_n t) \delta C_{n+4},$$

где

$$\Omega_n = \sqrt{p_n^2 + q_n^2}, \quad q_n = \sqrt{(n+1)(n+2)}, \quad p_n = \sqrt{(n+3)(n+4)}.$$

Используя точное решение, мы можем вычислить редуцированную атомную матрицу плотности, усредняя $|\Psi(t)\rangle\langle\Psi(t)|$ по полевым переменным, и с ее помощью исследовать временное поведение линейной атомной энтропии $S = 1 - \text{Tr}(\rho_{AT}^2)$. Покажем, что для определенных начальных состояний атомной подсистемы в определенные моменты времени полная волновая функция системы распадается на произведение атомной и полевой частей. Для того чтобы получить такой результат предположим, что поле в начальный момент находится в когерентном состоянии с большим средним числом фотонов, и исследуем временное поведение собственных состояний полуклассического гамильтониана взаимодействия. Полуклассический гамильтониан взаимодействия имеет вид

$$H_{SC} = \hbar g \left((v^*)^2 R_1^- + v^2 R_1^+ + (v^*)^2 R_2^- + v^2 R_2^+ \right).$$

Собственные функции полуклассического гамильтониана есть:

$$\begin{aligned}
|\Phi_1\rangle &= \frac{1}{2} \left[e^{4i\varphi} |+,+\rangle + |-, -\rangle + e^{2i\varphi} (|+,-\rangle + |-,+\rangle) \right], \\
|\Phi_2\rangle &= \frac{1}{2} \left[e^{4i\varphi} |+,+\rangle + |-, -\rangle - e^{2i\varphi} (|+,-\rangle + |-,+\rangle) \right], \\
|\Phi_3\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left[-e^{4i\varphi} |+,+\rangle + |-, -\rangle \right], \quad |\Phi_4\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|+,-\rangle - |-,+\rangle].
\end{aligned} \tag{5}$$

Если атомы в начальный момент времени приготовлены в одном из собственных состояний полуклассического гамильтониана, а поле в когерентном состоянии с большой интенсивностью, то волновые функции всей системы имеют следующие асимптотики:

$$\begin{aligned}
|\Phi_1\rangle|v\rangle &\rightarrow \frac{1}{2} \left\{ e^{-8igt} e^{4i\varphi} |+,+\rangle + |-, -\rangle + e^{-4igt} e^{-2i\varphi} (|+,-\rangle + |-,+\rangle) \right\} \times \\
&\quad \times \sum_{n=0}^{\infty} C_n |n\rangle e^{-i\Omega_{n-4}t}, \\
|\Phi_2\rangle|v\rangle &\rightarrow \frac{1}{2} \left\{ e^{8igt} e^{4i\varphi} |+,+\rangle + |-, -\rangle + e^{4igt} e^{-2i\varphi} (|+,-\rangle - |-,+\rangle) \right\} \times \\
&\quad \times \sum_{n=0}^{\infty} C_n |n\rangle e^{i\Omega_{n-4}t}, \\
|\Phi_3\rangle|v\rangle &\rightarrow |\Phi_3\rangle|v\rangle, \quad |\Phi_4\rangle|v\rangle \rightarrow |\Phi_4\rangle|v\rangle,
\end{aligned}$$

Для начальных атомных состояний $|\Phi_3\rangle$ и $|\Phi_4\rangle$ волновая функция всей системы вообще не эволюционирует с течением времени, а для начальных состояний $|\Phi_1\rangle$ и $|\Phi_2\rangle$ эволюция системы происходит таким образом, что ни в один из моментов времени атомная подсистема не возвращается в исходное состояние. Однако, для выбранных начальных состояний атомные части полных волновых функций точно совпадают для моментов времен

$$t_1 = (4k+1)\frac{T_R}{8}, \quad t_2 = (4k+3)\frac{T_R}{8}, \tag{2}$$

где k – целое число, а T_R – большой период восстановления осцилляций Раби населенностей атомных уровней. Заметим, что для рассматриваемой модели имеются два периода восстановления осцилляций Раби, которые для интенсивного когерентного поля $\bar{n} \gg 1$ равны $T_R = \pi/g$ и $T'_R = \pi/2g$. Для рассматриваемой модели в результате имеются две серии моментов времени, в которые атомная подсистема, приготовленная первоначально в состояниях $|\Phi_1\rangle$ или $|\Phi_2\rangle$, оказывается в одном и том же чистом состоянии:

$$\frac{1}{2}\{-e^{4i\varphi}|+,+\rangle+|-, -\rangle - ie^{2i\varphi}(|+,-\rangle+|-,+\rangle)\}.$$

Таким образом, полное распутывание атомной и полевой подсистем для рассматриваемой модели имеет место в моменты времени t_1 и t_2 только в том случае, если атомная система первоначально приготовлена в виде линейной суперпозиции состояний $|\Phi_1\rangle$ и $|\Phi_2\rangle$. Обозначим такие атомные состояния как

$$|\Psi\rangle_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(|+,-\rangle+|-,+\rangle) = e^{2i\varphi} \frac{1}{\sqrt{2}}(|\Phi_1\rangle-|\Phi_2\rangle),$$

$$|\Psi\rangle_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(e^{4i\varphi}|+,+\rangle+|-, -\rangle) = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\Phi_1\rangle+|\Phi_2\rangle).$$

Кроме того, полевые части волновых функций $|\Phi_1\rangle$ и $|\Phi_2\rangle$ точно совпадают для времен

$$t_3 = \pi/gk. \quad (3)$$

В результате для начальных атомных состояний системы вида $|\Psi_1\rangle$ или $|\Psi_2\rangle$ имеются три серии времен распутывания состояний атомов и поля. Заметим также, распутывание состояний атомов и поля имеет место для любого начального состояния в случае интенсивного резонаторного поля $\bar{n} \gg 1$ для времен

$$t_4 = (\pi/g)k. \quad (4)$$

Полученные выше результаты отличаются от тех, что были найдены ранее для времен распутывания двухатомной однофотонной модели [7] и одноатомной вырожденной двухфотонной модели [6]. В первом случае времена распутывания составляют половину периода восстановления осцилляций Раби для состояний типа $|\Phi_1\rangle$ и $|\Phi_2\rangle$. Для вырожденной двухфотонной одноатомной модели времена распутывания составляют 1/4 и 3/4 от периода восстановления осцилляций Раби атомных населенностей, причем независимо от выбора начального атомного состояния.

Значения времен атом-полевого распутывания, полученные на основе анализа асимптотического поведения вектора состояния, могут быть проверены путем численного моделирования редуцированной атомной энтропии исследуемой системы. В случае двухатомной модели линейная атомная энтропия $S = 0$ для полностью распутанного состояния атомов и поля и $S=3/4$ для максимально запутанного атом-полевого состояния.

Результаты численного моделирования линейной редуцированной атомной энтропии представлены на рис. 1 для различных начальных состояний атомов и интенсивного начального когерентного состояния резонаторного поля с $\bar{n} = 30$. На рис. 1 а) показано временное поведение линейной атомной энтропии для начального атомного состояния $|\Phi_1\rangle$. Из рисунка хорошо видно, что в рассматриваемом случае имеют место три серии времен распутывания, полностью описываемые формулами (2) и (3). В течение одного периода восстановления осцилляций Раби T_R распутывание наблюдается в моменты времени, составляющие $1/8, 3/8, 1/2, 5/8$ и $7/8$ от большого периода осцилляций Раби. На рис. 1 б) показано временное поведение линейной атомной энтропии для начального атомного состояния вида $|+,+\rangle$. В этом случае, как и предсказывалось формулой (4) имеется всего одна серия времен распутывания.

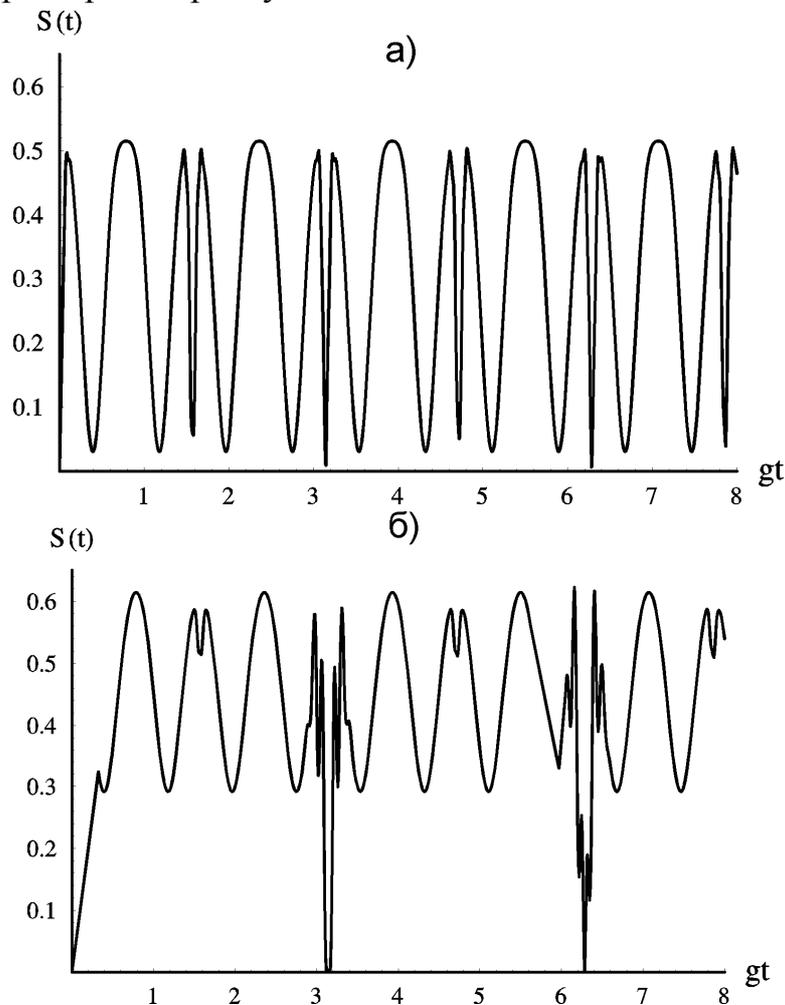


Рис. 1. Временная зависимость линейной атомной энтропии для начальных атомных состояний: (а) $|\Phi_1\rangle$, (б) $|+,+\rangle$. Начальное среднее число фотонов в моде $\bar{n} = 30$.

Таким образом, результаты численного моделирования полностью подтверждают выводы, сделанные выше на основе анализа асимптотического поведения полной временной волновой функции атом-полевой системы. При этом полученные в работе результаты не являются тривиальным обобщением результатов для двухатомной модели с однофотонными переходами и одноатомной двухфотонной модели.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nielsen M.A. Quantum Computation and Quantum Information. – Cambridge: Cambridge University Press, 2000, 823 p.
2. Shore B.W. *On the Jaynes-Cummings model* // J. Mod. Opt., 1993. V. 40. P. 1195-1238.
3. Haroche S., Raimond J.M. Exploring the Quantum. Atoms, Cavities and Photons. –New York: Oxford University Press, 2006, 606 p.
4. Phoenix S.J.D., Knight P.L. *Fluctuations and Entropy in models of quantum optical resonance* // Ann. Phys., 1988. V. 186. P. 381–407.
5. Gea-Banacloche J. *Collapse and revival of the state vector in the Jaynes-Cummings model* // Phys. Rev. Lett., 1990. V. 65. P. 473–480.
6. Ho Trung Dung, Huyen N.D. *State evolution in the two-photon atom-field interaction with large initial fields* // Phys. Rev. 1994. V. A49. P. 145–155.
7. Dung H.T., Nguen Dihn Huyen N.D. *Two-atom-single mode radiation field interaction. State evolution, level occupation probabilities and emission spectra* // J. Mod. Opt., 1994. V. 41. P. 453–469.
8. Bashkirov E.K., Rusakova M.S. *Atom-field entanglement in two-atom Jaynes-Cummings model with nondegenerate two-photon transitions* // Opt. Comm., 2008. V. 281. P. 4380–4386.

СЖАТИЕ СВЕТА В ДВУХАТОМНОЙ МОДЕЛИ С НЕВЫРОЖДЕННЫМИ ДВУХФОТОННЫМИ ПЕРЕХОДАМИ

Е.К. Башкиров, С.П. Липатова

Самарский государственный университет
e-mail: bash@ssu.samara.ru

АННОТАЦИЯ

Исследованы особенности сжатия света в системе двух двухуровневых атомов с вырожденными двухфотонными переходами, взаимодействующих с модой когерентного электромагнитного поля в идеальном резонаторе. В результате численного моделирования параметров сжатия показано, что в случае двухфотонных переходов максимальная степень сжатия поля значительно превосходит соответствующую величину для однофотонного случая.

В последнее время в квантовой оптике особое внимание привлекают сжатые состояния благодаря их широким возможным применениям для высокоточных оптических измерений, оптической связи, квантовых вычислений и др. [1]. Экспериментально сжатие света было впервые реализовано в 1985 году в нелинейном процессе четырехволнового смешения света в оптическом резонаторе. Позднее для генерации сжатых состояний электромагнитного поля использовались различные нелинейные оптические процессы: оптические параметрические процессы, эффект Керра и др. В настоящее время выполнено более 40 различных экспериментов по наблюдению сжатых состояний света в различных нелинейных оптических средах, в том числе для пучков атомов в резонаторах [1]. Для атомов в резонаторах эксперименты по генерации сжатого света в настоящее время выполнены только для случая высоких плотностей атомов. В экспериментах не удалось добиться заметного практически значимого подавления шума (уменьшения уровня шума для резонаторного поля составило примерно 20 %). При этом авторам не удалось проинтерпретировать результаты экспериментов обычной модели нелинейной среды с керровской нелинейностью. Таким образом, для адекватного анализа особенностей атом-полевого взаимодействия в реализованных экспериментах необходим полный анализ квантовой динамики атомной и полевой подсистем [1]. Хоро-

шо известно, что простейшей нетривиальной моделью, позволяющей описать квантовые эффекты излучения атома в резонаторе, является модель Джейнса-Каммингса (МДК), описывающая двухуровневый атом, взаимодействующий с выделенной модой квантованного электромагнитного поля в идеальном резонаторе. В рамках этой модели и ее простейших обобщений, как, оказалось, могут быть описаны практически все основные квантовые эффекты, возникающие при взаимодействии излучения с веществом, в том числе и сжатие света. В настоящее время интерес к таким моделям перестал быть чисто теоретическим, поскольку реализация одноатомного однофотонного и двухфотонного мазера и микролазера предоставила возможность непосредственного исследования таких систем и экспериментальной проверки основных положений квантовой электродинамики.

Возможность сжатия света в МДК и ее простейших обобщениях анализировалась многими авторами, начиная с работы П. Мейстре и М. Зубайри [2]. Для описания результатов экспериментов по генерации сжатого света пучками атомов в резонаторах естественно рассмотреть многоатомную МДК. Сжатие света в простейшей системе двух двухуровневых атомов с различными типами переходов в идеальном резонаторе в случае вакуумного, когерентного и теплового состояний резонаторного поля было рассмотрено в работах [3-6]. При этом для случая, когда в атомах разрешены однофотонные переходы, максимальная степень сжатия для двухатомной модели составляет около 20 %, что находится в согласии с экспериментальными результатами. В настоящее время особое внимание в квантовой оптике и квантовой информатике уделяется многофотонным процессам ввиду высокой степени корреляции испускаемых атомами фотонов. Представляет большой интерес исследовать особенности сжатия света в двухатомной МДК с невырожденными двухфотонными переходами, так как наличие сильной корреляции между фотонами должно приводить к усилению степени сжатия резонаторного поля. Сжатие света в многофотонной двухатомной модели рассматривалось ранее для слабых резонаторных полей в [3; 4].

В настоящей работе нами детально исследованы особенности сжатия света в вырожденной двухфотонной двухатомной МДК для различных начальных интенсивностей резонаторного поля и начальных состояний атомной подсистемы.

Рассмотрим систему двух двухуровневых атомов с частотой атомного перехода ω_0 , взаимодействующих с модой квантового когерентного электромагнитного поля частотой ω посредством двухфотонных невырожденных переходов. Предположим также наличие в системе двухфотонного резонанса $\omega_0 = 2\omega$. Тогда гамильтониан изучаемой системы в приближении вращающейся волны можно записать в виде

$$H = \hbar\omega a^+ a + \sum_{j=1}^2 \hbar\omega_0 R_j^z + \sum_{j=1}^2 \hbar g (R_j^+ a^2 + R_j^- a^{+2}),$$

где использованы стандартные обозначения [3]. Обозначим через $|+\rangle$ и $|-\rangle$ возбужденное и основное состояния одиночного атома, а через $|n\rangle$ фокковское состояние моды резонаторного поля. Тогда двухатомная волновая функция есть $|v_1, v_2\rangle = |v_1\rangle |v_2\rangle$, где $v = +, -$.

Пусть атомы приготовлены в начальный момент в произвольной чистой суперпозиции базисных векторов

$$|\Psi(0)\rangle = \alpha|+,+\rangle + \beta|+,-\rangle + \gamma|-,+\rangle + \delta|-, -\rangle, \quad (1)$$

где $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ – произвольные комплексные числа удовлетворяющие условию нормировки

$$|\alpha|^2 + |\beta|^2 + |\gamma|^2 + |\delta|^2 = 1,$$

а резонаторное поле в когерентном состоянии

$$|v\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} C_n |n\rangle.$$

Здесь $C_n = \exp(-\bar{n}/2) \frac{\bar{n}^{-n/2}}{\sqrt{n!}} e^{i\phi}$, где \bar{n} – среднее число фотонов в моде, а ϕ – фаза когерентного состояния.

Точное решение временного уравнения Шредингера для исследуемой модели с начальными условиями вида (1) имеет вид

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

где явный вид коэффициентов не приведен ввиду их громоздкого вида

Для того, чтобы исследовать возможность сжатия моды поля введем стандартным образом медленноменяющиеся квадратурные компоненты для моды резонаторного поля

$$X_1 = (1/2)(ae^{i\omega t} + a^+e^{-i\omega t}),$$

$$X_2 = (1/2i)(ae^{i\omega t} - a^+e^{-i\omega t}).$$

Соотношение неопределенностей для квадратурных компонент имеет вид

$$(\Delta X_1)^2(\Delta X_2)^2 \geq 1/16,$$

где $(\Delta X_i)^2 = \langle X_i^2 \rangle - \langle X_i \rangle^2$ ($i=1,2$) – дисперсии квадратурных компонент.

Как известно, сжатое состояние минимизирует соотношение неопределенностей для квадратурных компонент. При этом для одной из компонент (сжатой) выполняется соотношение $(\Delta X_i)^2 < 1/4$ ($i=1,2$). Для анализа численных расчетов удобно ввести параметры сжатия следующим образом

$$S_i = \frac{(\Delta X_i)^2 - 1/4}{1/4} = 4(\Delta X_i)^2 - 1 \quad (i=1,2).$$

Условие $S_i < 0$ для какой-либо из квадратурных компонент будет означать наличие в ней уменьшения флуктуаций поля ниже квантового предела. Значению $S_i = -1$ соответствует полное отсутствие квантовых флуктуаций в соответствующей квадратурной компоненте. Часто в качестве критерия сжатия используют также величину $|S_i| \times 100\%$. Тогда 100% сжатия соответствует нулевая неопределенность одной из компонент. В терминах операторов рождения и уничтожения фотонов параметры сжатия можно представить в виде

$$S_1 = 2\langle a^+a \rangle + 2\text{Re}\langle a^2e^{2i\omega t} \rangle - 4(\text{Re}\langle ae^{i\omega t} \rangle)^2, \quad (2)$$

$$S_2 = 2\langle a^+a \rangle - 2\text{Re}\langle a^2e^{2i\omega t} \rangle - 4(\text{Im}\langle ae^{i\omega t} \rangle)^2. \quad (3)$$

Используя явное выражение для волновой функции, нетрудно вычислить явные временные зависимости параметров сжатия, определяемые формулами (2) и (3). Результаты численного моделирования временной зависимости параметров сжатия для различных значений параметров модели приведены на рис. 1-3.

На рис. 1 показано длинновременное поведение параметра сжатия в первой квадратурной компоненте для малых значений начальной интенсивности резонаторного поля и атомов, приготовленных в начальный момент времени в основном состоянии $|-, -\rangle$.

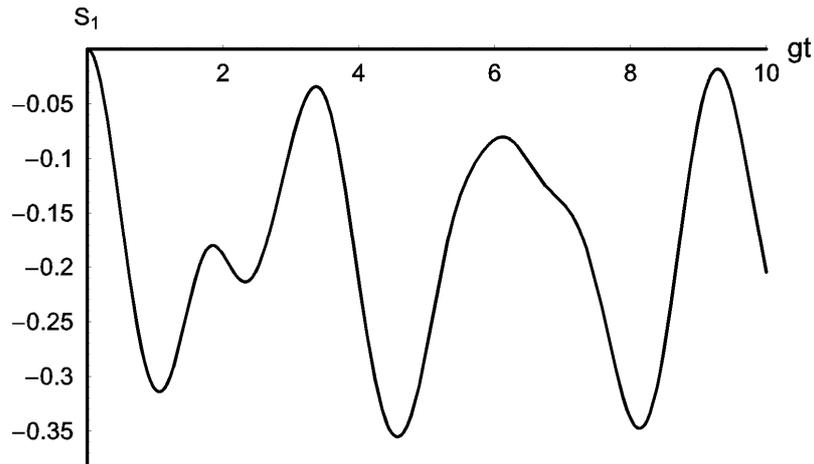


Рис. 1. Длинновременное поведение параметра сжатия S_1 для модели с $\bar{n} = 0,2$. Атомы в начальный момент времени находятся в состоянии $|-, -\rangle$

Из рисунка видно, что для малых начальных интенсивностей поля параметр сжатия S_1 принимает для любых моментов времени отрицательное значение, это говорит о стационарном характере сжатия в первой квадратурной компоненте. Естественно, что при этом в любой момент времени $S_2 > 0$, т.е. во второй квадратурной компоненте сжатие отсутствует при любых начальных интенсивностях резонаторного поля. Такое поведение модели заметно отличается от поведения двухатомной однофотонной модели, для которой при выбранных начальных интенсивностей поля параметры сжатия S_1 и S_2 осциллируют во времени, принимая как положительные, так и отрицательные значения. При этом максимальная степень сжатия составляет около 20%. При увеличении начальной интенсивности поля число пиков для параметра сжатия S_1 в области отрицательных значений сжатие уменьшается, при этом максимальная степень сжатия в первой квадратурной компоненте в области первого пика достигает 60% при $\bar{n} = 1,5$ (см. рис.2). Таким образом, максимальная степень сжатия в двухфотонной модели почти в три раза превосходит соответствующую величину для однофотонной модели, исследованной в [14-17]. На рис. 3 показано коротковременное поведение параметра сжатия S_1 в случае возбужденного начального состояния атомов. Максимальная степень сжатия в первой квадратурной компоненте составляет около 40% и достигается при $\bar{n} = 15$. При этом сжатие в первой квадратурной компоненте возникает с запаздыванием во времени. Интересно отметить, что в случае однофотонных переходов сжатие в первой квадратурной компоненте возникает только в случае, когда атомы первоначально приготовлены в основном состоянии

[14,15]. Для двухфотонного случая, как показывает численное моделирование, сжатие возможно при любом начальном состоянии атомов.

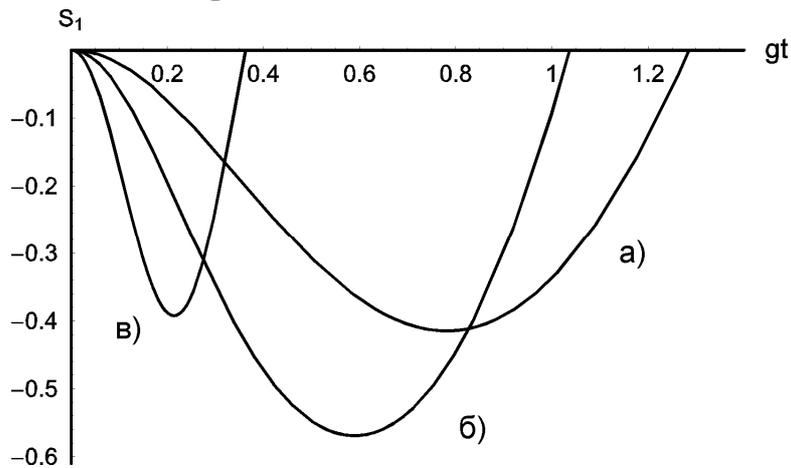


Рис. 2. Коротковременное поведение параметра сжатия S_1 для модели c :
 а) $\bar{n} = 0,5$ б) $\bar{n} = 1,5$ в) $\bar{n} = 5$. Атомы в начальный момент времени находятся в состоянии $|-, -\rangle$

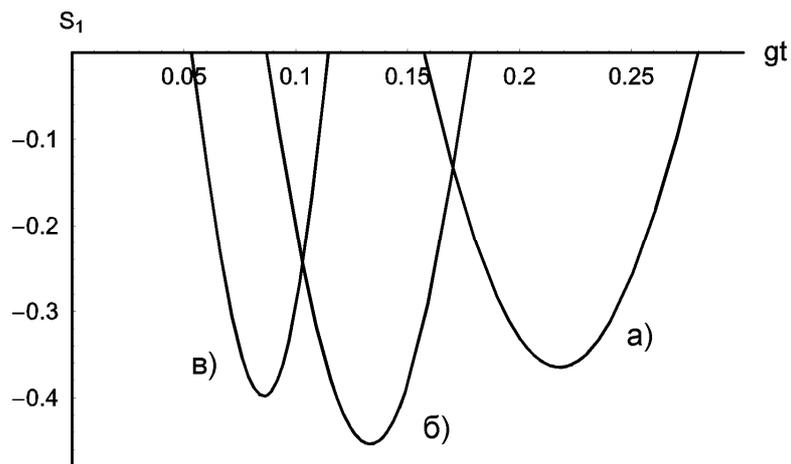


Рис. 3. Коротковременное поведение параметра сжатия S_1 для модели c :
 а) $\bar{n} = 8$ б) $\bar{n} = 15$ в) $\bar{n} = 25$. Атомы в начальный момент времени находятся в основном состоянии $|+, +\rangle$

Таким образом, в настоящей работе мы детально исследовали особенности сжатия света в системе двух атомов с вырожденными двухфотонными переходами, взаимодействующих с модой когерентного поля в резонаторе без потерь. При этом было показано, что такая нелинейная среда является значительно более выгодной для генерации сжатого света в сравнении с системой атомов, в которой разрешены однофотонные переходы. Поэтому представляло бы интерес проведение эксперимента по наблюдению сжатого света для систем атомов в резонаторе с использованием двухфотонных переходов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bachor H.-A., Ralph T.A. Guide to experiments in quantum optics. – Weinheim: Wiley-VCH, 2004, 420 p.
2. Meystre P., Zubairy M.S. *Squeezed states in the Jaynes-Cummings model* // Phys. Lett., 1982. V. A89. №8. P. 390–392.
3. Kadantseva E.P., Fam le Kien, Shumovsky A.S. *Light squeezing in the two-atom one-mode model with multi-photon transitions* // Physica, 1988. V. C150. P. 445-456.
4. Bashkirov, E.K., Shumovsky A.S. *Squeezing of the square of the field amplitude in the two-atom one-mode model with multiphoton transitions* // Intern. Journ. Mod. Phys., 1990. V. B4. №9. P. 1579–1587.
5. Bashkirov, E.K. *Squeezing and amplitude-squared squeezing in the model of two nonidentical two-level atoms* // Intern. Jour. Modern Phys., 2007. V. 21. №2. P. 145–157.
6. Башкиров Е.К., Русакова М.С. *Сжатие и статистика света в диссипативной двухатомной модели Джейнса-Каммингса* // Оптика и спектроскопия, 2008. Т. 105. № 1. С. 82–88.

КВАНТОВАЯ ДИНАМИКА ЧАСТИЦ В ОПТИЧЕСКИХ ЛОВУШКАХ

А.О. Тучин

*Самарский Государственный Университет
(443068, г. Самара, ул. Акад. Павлова, 1)
e-mail: ty4a@rambler.ru*

АННОТАЦИЯ

В данной работе приведены краткий теоретический обзор методов удержания частиц в оптических ловушках. Проведено моделирование в математическом пакете «Wolfram Mathematica» динамики волновых пакетов в одномерных потенциалах, которые моделируют подобные ловушки.

1. ВВЕДЕНИЕ

После создания лазера Н.Г. Басовым и А.М. Прохоровым в 1953 году появился достаточно мощный источник света с максимально сфокусированным световым пучком для манипуляции макроскопическими объектами.

Много позже, Ашкин и коллеги сообщили о первом наблюдении того, что оптическая ловушка, то есть сфокусированный пучок света, способен к постоянному удержанию микроскопических частиц (10 нм – 10 мкм) в трёх измерениях [1].

Это ловушки для свободных заряженных и нейтральных частиц, они не имеют материальных стенок. Такие ловушки позволяют исследовать изолированные частицы, даже одиночные, в течение длительных интервалов времени, а тем самым, согласно принципу неопределенностей Гейзенберга, дают возможность измерять их свойства с предельно высокой точностью. В частности, возможность наблюдать одиночные плененные частицы делает доступными качественно новые атомные измерения.

2. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ УДЕРЖАНИЯ ЧАСТИЦ

Объекты, представляемые в виде маленьких диэлектрических сфер, взаимодействуют с электрическим полем, созданным световой волной, за счет индуцированного на сфере дипольного момента. В результате взаимодействия этого диполя с электрическим полем электромагнитной волны объект перемещается вдоль градиента электрического поля. Кроме гради-

ентной силы на объект также действует сила, вызванная отражением света от его поверхности. Эта сила толкает сферу по направлению пучка света. Однако если луч света сильно сфокусирован, то величина градиента интенсивности может быть больше величины давления света [2].

Рассмотрение луча указывает на направленную смену импульса света. Таким образом, это изменение импульса света (фотона как частицы), согласно второму закону Ньютона, будет приводить к возникновению силы. Такой же будет и сила реакции сферы, которая действует на световые лучи.

Используя простую диаграмму лучей и вектора силы, на микросферу действуют две разных оптических силы благодаря инерции падающего и преломлённого света. Как это видно из диаграммы, результирующая сила тянет сферу в направлении области наивысшей интенсивности луча. (Такая сила называется градиентной силой.)

Чтобы исследуемый объект был неподвижен, необходимо скомпенсировать силу, вызванную давлением света. Это может быть сделано за счет двух встречных пучков света, которые толкают сферу в противоположных направлениях, или с помощью сильно сфокусированного гауссового пучка, чтобы компенсировать давление света высокой градиентной силой.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ВОЛНОВОГО ПАКЕТА

3.1 Линейный осциллятор

Рассмотрим частицу, совершающую одномерные малые колебания (так называемый линейный осциллятор).

Пакет был выбран в виде гауссовой функции:

$$\Psi(x) = \frac{1}{\sqrt{\delta\sqrt{\pi}}} e^{-\frac{x^2}{2\delta^2}} \quad (1)$$

Эта функция разлагается в ряд по волновым функциям частицы:

$$\Psi = \sum_{n=0}^{\infty} a_n \Psi_n, \quad \Psi_n(x, t) = \psi_n(x) \exp\left\{-i\left(n + \frac{1}{2}\right)\omega t\right\} \quad (2)$$

Временная эволюция пакета получается умножением каждого слагаемого в этом разложении на фазовый множитель $e^{-iE_n t/\hbar}$, где $E_n = (n + 1/2)\hbar\omega$ – энергия частицы на n -ом уровне.

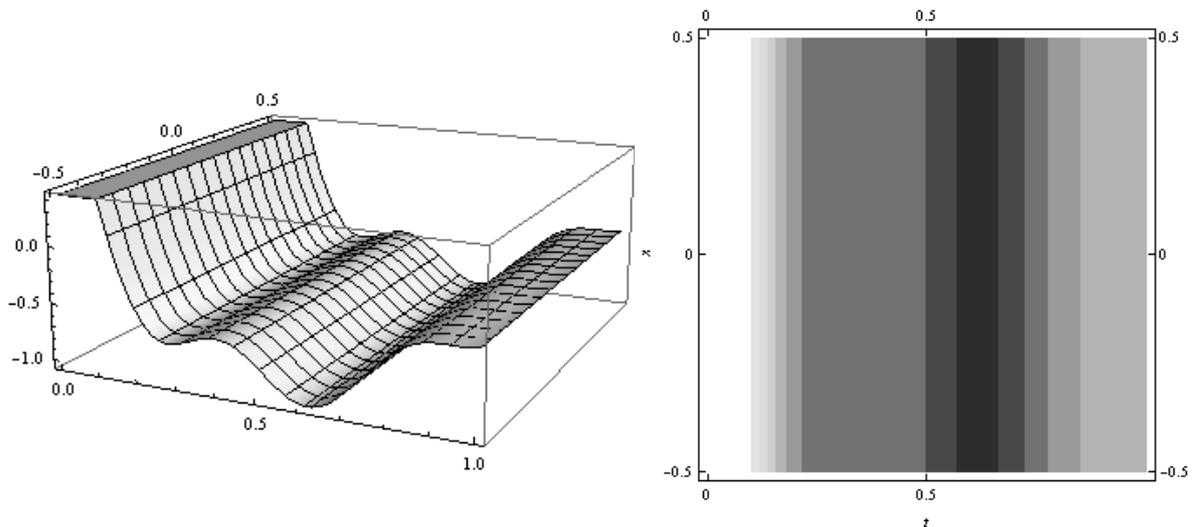


Рис. 1. Динамика волнового пакета в линейном осцилляторе

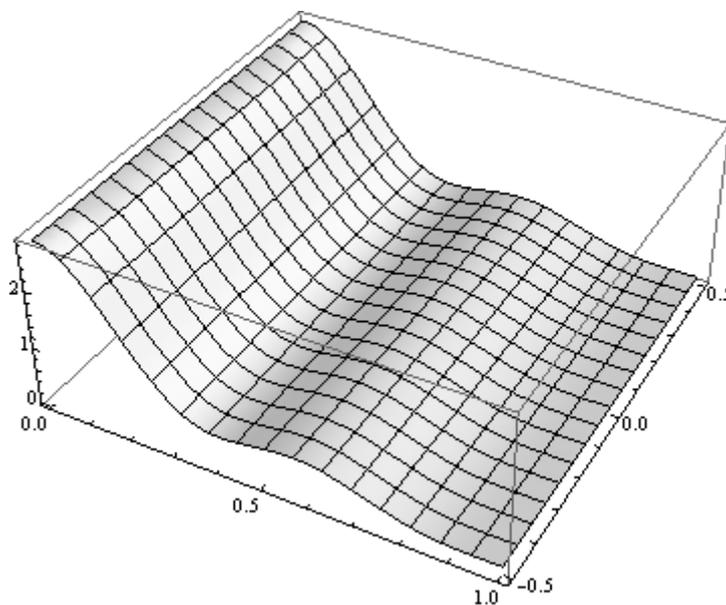


Рис. 2. Временная развертка плотности вероятности $|\Psi(x,t)|^2$ для пакета в линейном осцилляторе

3.2 Потенциальная яма

Рассмотрим движение частицы в центре потенциальной ямы со стенками бесконечной высоты. Пакет также был выбран в виде гауссовой функции (1).

Эта функция разлагалась в ряд по волновым функциям частицы в яме ($-1/2 < x < 1/2$). С учетом симметрии это разложение имеет вид:

$$\Psi(x) = \sum_{n=0}^{\infty} C_n \sqrt{\frac{2}{L}} \cos\left(\frac{\pi(2n+1)x}{L}\right) \quad (3)$$

Временная эволюция пакета получается умножением каждого слагаемого в этом разложении на фазовый множитель $e^{-iE_n t/\hbar}$, где $E_n = (n\pi\hbar)^2/2ML^2$ – энергия частицы на n-ом уровне в потенциальной яме, т.е.:

$$\Psi(x) \rightarrow \Psi(x,t) = \sum_{n=0}^{\infty} C_n \sqrt{\frac{2}{L}} \cos\left(\frac{\pi(2n+1)x}{L}\right) \cdot e^{-iE_n t/\hbar} \quad (4)$$

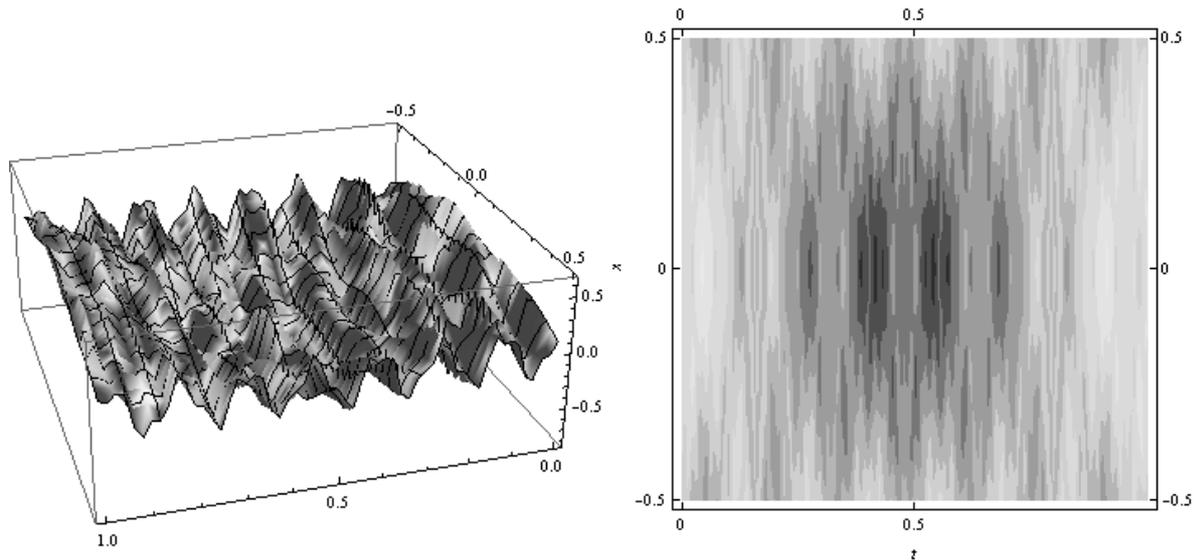


Рис.3. Динамика волнового пакета в потенциальной яме

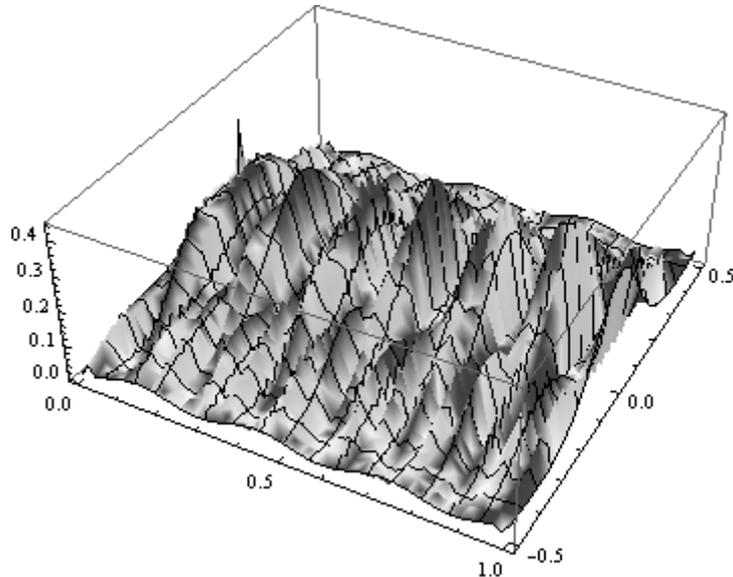


Рис. 4. Временная развертка плотности вероятности $|\Psi(x,t)|^2$ для пакета в потенциальной яме

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Удержание частиц является актуальной проблемой современной науки. Развитие данной области требуется как для медицины и биологии, так

и, конечно же, большой интерес изучения ловушек представляет для новых атомных измерений.

Также изучение данной темы важно для продолжения проектирования и создания квантовых компьютеров, что является перспективным направлением в наше время.

В дальнейшей работе планируется провести моделирование динамики волновых пакетов в более сложных потенциалах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ashkin A., Dziedzic J.M. & Yamane T. *Optical trapping and manipulation of single cells using infrared laser beams* // Nature, 1987. V. 330, P. 769.
2. Gordon J.P. *Radiation forces and Momenta in Dielectric Media* // Phys. Rev. A, 1973. V. 8. P. 14.

КВАНТОВЫЙ ПРОТОКОЛ QTTR С ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ ФОТОНАМИ

О.С. Банов

*Самарский госуниверситет
(443011, Самара, ул. Акад. Павлова, 1)
olegbanov@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

Разработан новый алгоритм модели квантового криптопротокола. Для этого была рассмотрена природа квантового канала связи, изучена и обобщена реализация существующих квантовых криптопротоколов (BB84 и BB92).

1. ВВЕДЕНИЕ В КВАНТОВУЮ КРИПТОГРАФИЮ

Один из надёжных способов сохранить передаваемую по компьютерным сетям связи информацию – это использование квантовой криптографии [1,2].

Наибольшее практическое применение квантовой криптографии находит сегодня в сфере защиты информации, передаваемой по волоконно-оптическим линиям связи. Это объясняется тем, что волоконно-оптические линии связи (ВОЛС) позволяют обеспечить передачу фотонов на большие расстояния с минимальными искажениями. В качестве источников фотонов применяются лазерные диоды передающих модулей ВОЛС; далее происходит существенное ослабление мощности светового сигнала – до уровня, когда среднее число фотонов на один импульс становится много меньше единицы.

Вследствие малой энергетики сигналов скорости передачи информации в КОКС по сравнению с возможностями современных ВОЛС не слишком высоки (от килобит до мегабит в секунду, в зависимости от применения). Поэтому в большинстве случаев квантовые криптографические системы (ККС) применяются для распределения ключей, которые затем используются средствами шифрования высокоскоростного потока данных.

2. КВАНТОВОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ КЛЮЧА

Состояние квантового объекта (например, атома, электрона или фотона) может быть определено измерением. Однако сразу после выполнения этого измерения квантовый объект неизбежно переходит в другое состояние, причем достоверно предсказать это состояние невозможно. Следовательно, если в качестве носителей информации использовать квантовые частицы, то попытка перехватить сообщение приведет к изменению состояния частиц, что позволит обнаружить нарушение секретности передачи. Кроме того, невозможно получить полную информацию о квантовом объекте, и, следовательно, невозможно его скопировать. Эти свойства квантовых объектов делают их «неуловимыми» [3-6].

В 1984 году была опубликована статья [1], в которой описывался протокол квантового распространения ключа *BB84*.

Носителями информации в протоколе *BB84* являются фотоны, поляризованные под углами 0, 45, 90, 135 градусов. В соответствии с законами квантовой физики, с помощью измерения можно различить лишь два ортогональных состояния: если известно, что фотон поляризован либо вертикально, либо горизонтально, то путем измерения, можно установить — как именно. То же самое можно утверждать относительно поляризации под углами 45 и 135 градусов. Однако с достоверностью отличить вертикально поляризованный фотон от фотона, поляризованного под углом 45 градусов, невозможно.

Эти особенности поведения квантовых объектов легли в основу протокола квантового распространения ключа. Чтобы обменяться ключом, пользователи «Алиса» и «Боб» (в терминологии квантовой криптографии Алиса выступает как отправитель сообщения, Боб – приемник, а Ева – перехватчик) предпринимают следующие действия:

Алиса посылает Бобу фотон в одном из поляризованных состояний (0, 45, 90, 135 градусов) и записывает угол поляризации. Отсчет углов ведется от направления «вертикально вверх» по часовой стрелке. В реальных же системах перед процессом передачи ключа оборудование специально юстируется для обеспечения одинакового режима отсчета на приемнике и передатчике (причем эту юстировку приходится проводить периодически в процессе передачи), а «пространственное расположение» начала отсчета угла – несущественно.

Боб располагает двумя анализаторами: один распознает вертикально-горизонтальную поляризацию, другой — диагональную. Для каждого фотона Боб случайно выбирает один из анализаторов и записывает тип анализатора и результат измерений.

По общедоступному каналу связи Боб сообщает Алисе, какие анализаторы использовались, но не сообщает, какие результаты были получены.

Алиса по общедоступному каналу связи сообщает Бобу, какие анализаторы он выбрал правильно. Те фотоны, для которых Боб неверно выбрал анализатор, отбрасываются.

Протокол для обмена ключом может выглядеть так, как показано в таблице 1.

Таблица 1.

Принцип действия протокола BB84

Последовательность фотонов Алисы		/	/	—	\			—	—
Последовательность анализаторов Боба	+	x	+	+	x	x	x	+	x
Результаты измерений Боба	0	0	1	1	1	0	1	1	0
Анализаторы выбраны верно	+	+		+	+			+	
Ключ	0	0		1	1			1	

Условные обозначения:

- | - вертикальная поляризация фотонов;
- — - горизонтальная поляризация фотонов;
- / - под углом 45;
- \ - под углом 135 градусов;
- + - прямоугольный анализаторы;
- x - диагональный анализаторы;

Значения разрядов ключа получаются следующим образом: в случае вертикально-горизонтальной («прямоугольной») поляризации вертикально-поляризованный фотон означает «0», горизонтально-поляризованный — «1»; в случае диагональной поляризации фотон, поляризованный под углом 45 градусов — «0», 135 градусов — «1».

Эти правила могут с легкостью быть заменены на противоположные (лишь бы Алиса и Боб договорились между собой), однако на рисунке приняты именно эти обозначения.

Описанный протокол сильно упрощен. На практике дополнительно применяются специальные протоколы для коррекции ошибок при передаче, а также протокол усиления секретности (*privacy amplification*), позволяющий с высокой вероятностью устранить из ключа информацию, которая могла быть перехвачена.

Протокол BB92 работает на том же принципе, только выбирается не ортогональный алфавит. Принцип базируется на No-Cloning теореме. Если для передачи использовать два неортогональных состояния, то канал не может быть прослушан в принципе.

3. ПРОТОКОЛ QTTP

На основе оптоволокна и открытого кабеля нами был разработан алгоритм нового криптопротокола *Quantum Time Transport Protocol*.

В качестве углов поляризации могут использоваться углы Q , где Q – произвольный градус угла поляризации от 0 до 180. Выбор углов ограничивается используемым числом ANZ анализаторов для приема поляризованных фотонов.

Ключ передается последовательностями в N бит. Во время передачи на приемнике в течение одного t_{min} считывается сигнал (случай приема поляризованного фотона под выбранным углом поляризации определяем как «1» или «0» по договоренности) и записывается в буфер, объемом больше максимально возможной длины передаваемых ключей в 3-5 раз. Этот буфер называется «очередь приемника», а его значениями являются биты, именуемые в дальнейшем «битами очереди приемника». Здесь под t_{min} понимается договорная минимальная единица времени, в течение которой передается и регистрируется только один фотон.

Передача ключа представляет собой последовательность одинаковых этапов:

А) Источник и приемник принимают произвольные углы Q_1 и Q_2 соответственно. Далее посылается последовательность поляризованных фотонов под углом Q_1 . Если на приемном анализаторе происходит регистрация поляризованных фотонов под углом Q_1 , то угол фиксируется и случай приема поляризованного фотона под ним определяем как «1». Перебор длится вплоть до того, пока не совпадут значения углов приемного анализатора и источника фотонов. Далее операция повторяется для выбора угла

передачи (отличным от первого зафиксированного угла плюс $(\pi/2)*Z$) для «0», за исключением случая, когда используется ортогональный алфавит;

Б) Передается последовательность N бит ключа:

1) Выбирается число T_i , где i – целое число от 1 до N . Это будет время передачи одного бита ключа на i -ой позиции;

2) По оптоволокну поединично в течении T_i секунд, длящихся от $tmin$ до $tmax$ (договорное максимальное число $tmin$, используемое для передачи одного бита ключа) секунд передаются только фотоны, определяющие нужный бит ключа. Для регистрации одного бита очереди приемника вполне достаточно зарегистрировать на приемнике один фотон.

3) Пункты 1) и 2) повторяются еще $N-1$ раз;

В) Через $T_1+T_2+..+T_N$ секунд после передачи N бит по открытому каналу передаются последовательно N значений T_i ;

Д) Происходит проверка. Допустим, что первое число $T_1=tmin$. Это означает, что самый первый бит очереди приемника определяет «0» или «1» бит ключа. Второе число $T_2=3*tmin$. Это означает, что среди зарегистрированных фотонов в период времени T_2 есть три одинаковых бита в очереди приемника (три «1», если передается «1» бит ключа, или три «0», если передается «0» бит ключа). И так далее ставим в соответствие биты очереди приемника битам ключа. Если при $tmax \geq 2*tmin$ соответствующая последовательность битов в очереди приемника не позволяет однозначно определить бит ключа (т.е. либо количество «1» не равно $tmax$, либо количество «0» не равно $tmax$), то это свидетельствует о неисправности канала или о попытке взлома.

Передача бит с постоянным T_i равным $tmin$ приведет к тому, что проверка на наличие сканирования \ ошибки станет весьма затрудненной в рамках данного протокола. Поэтому предлагается использовать $tmax \geq 2*tmin$, хотя это и ведет к увеличению вероятности нахождения противником нужных углов поляризации.

При возрастании ANZ и, как следствие, количества возможных углов поляризации, вероятность выбора необходимого анализатора у перехватчика стремится к 0 при количестве ANZ анализаторов стремящихся к бесконечности. Но в этом случае подбор нужных углов для передачи «1» и «0» бита ключа осложняется в значительной мере. Так же в связи с возможным не ортогональным алфавитом получается, что, в аналогии с протоколом BB92, протокол также не прослушивается.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанный протокол позволяет передавать данные помимо самого ключа. Он обеспечивает легкую настройку для пользователя. Возможна совместимость более новой версии (с расширением множества возможных углов) с прежними версиями протокола. Это позволяет обновлять защищенную систему обмена данными по частям, что экономически выгоднее. Также протокол поддерживает неортогональный алфавит, что теоретически уменьшает возможность прослушивания канала до нуля. Имеются встроенные предпосылки для проверки исправления ошибок, а так же предпосылки для протокола усиления секретности. Важным достоинством его является полная абстрактность, что не привязывает его к конкретной аппаратной схеме. В итоге имеется протокол одинаково актуальный на различных этапах научного прогресса в будущем.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bennett C., Brassard G. *Quantum cryptography: Public key distribution and coin tossing* // in Proceedings of IEEE International Conference on Computers, Systems and Signal Processing (Institute of Electrical and Electronics Engineers, New York, 1984), P. 175-179.
2. Винокуров А.Ю. *Квантовая криптография: дорогая игрушка или технология будущего* // Технологии и средства связи, 2003. № 5.
3. Шляйх В.П. *Квантовая оптика в фазовом пространстве* / пер. с англ. под ред. В.П. Яковлева. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005. 760 с.
4. Килин С.Я. *Квантовая информация* // УФН, 1999. Т. 169. №5. С. 507-528.
5. Скалли М.О., Зубайри М.С. *Квантовая оптика* / пер. с англ. под ред. В.В. Самарцева. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. 512 с.
6. Gisin N., Ribordy G., Tittel W. *Quantum cryptography* // Reviews of Modern Physics, 2002. V. 74. P. 145-195.

КОГЕРЕНТНЫЕ СОСТОЯНИЯ И ДИНАМИКА МОДЫ В СРЕДЕ С КЕРРОВСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

А.С. Барсов

*Самарский государственный университет
(443011, г. Самара, ул. Академика Павлова 1),
e-mail:barsoff_andrey_s@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

В данной работе посчитана эволюция моды в среде с керровской нелинейностью с помощью представления группы $SU(1,1)$. Показано, что использование представления группы $SU(1,1)$ более адекватно для описания динамики моды.

1. ВВЕДЕНИЕ

Предметом изучения в квантовой оптике являются в первую очередь проявления в оптических экспериментах квантовых эффектов – эффектов, которые нельзя описать, используя основанный на принципе соответствия полуклассический подход, когда поле рассматривается как классический объект, а вещество как квантовый.[1] Причем квантовое описание вещества ограничивается средними значениями величин, без рассмотрения квантовых флуктуаций. Именно на основе такого подхода, сохраняющего аппарат классической физики – уравнения Максвелла, дополненные уравнениями для среднего значения поляризации среды, были изучены многочисленные нелинейные и когерентные явления в оптике.

С другой стороны, подход, основанный на использовании когерентных состояний, стал сейчас одним из наиболее используемых в современной квантовой оптике.[2] Это объясняется тем, что этот метод является очень наглядным и универсальным. С его помощью находят квазиклассические асимптотики квантовых величин, а также получаются результаты, справедливые за пределами применимости теории возмущений. Достоинством метода когерентных состояний (КС) является то, что КС, при своем развитии во времени остаются когерентными и минимизируют соотношение неопределенностей Гейзенберга.[2] Поэтому они являются квантовыми состояниями, наиболее близкими к классическим. Движение в фазовом пространстве точки, соответствующей КС, подчиняется классическим

уравнениям движения, поэтому квантовую задачу можно “свести” к классической задаче. Важным для приложений является также то обстоятельство, что система когерентных состояний является переполненной (т.е. содержит больше векторов, чем это необходимо для того, чтобы разложить произвольное состояние).

Целью данной работы является применение когерентных состояний для исследования квазиклассической динамики одной модели квантовой оптики – вырожденного параметрического усилителя в среде с керровской нелинейностью.

Задачей настоящей работы является вывод уравнений движения в представлении КС, исследование временной динамики КС и расчет временной эволюции среднего числа фотонов и параметра сжатия фотонной моды в зависимости от параметров модели.

2. РАСЧЕТ ЭВОЛЮЦИИ МОДЫ В СРЕДЕ С КЕРРОВСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

Рассмотрим ячейку Керра – кристалл с коэффициентом преломления, зависящим по закону [4]:

$$n = n_0 + \alpha E^2$$

Пусть на этот кристалл падает лазерный пучок с частотой, равной частоте собственных колебаний электромагнитного поля в кристалле.

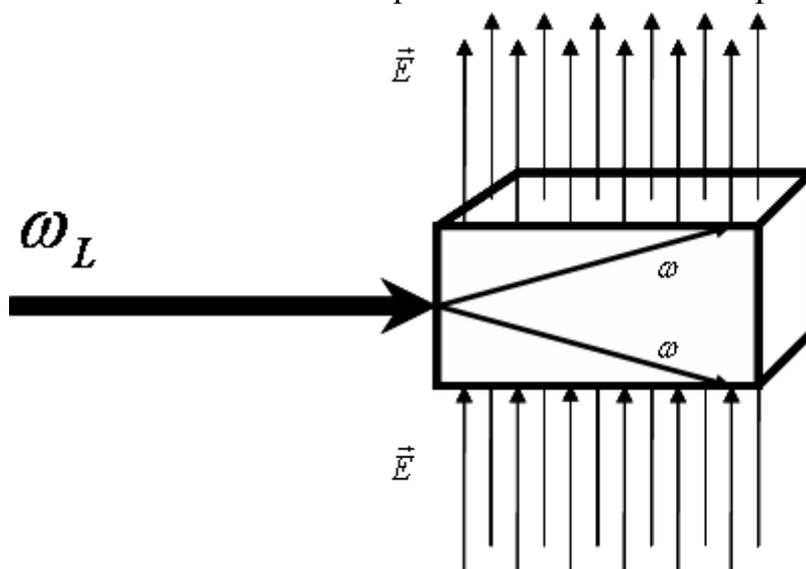


Рис. 1. Схематическое изображение рассматриваемой модели

Пусть интенсивность падающего пучка велика настолько, что его можно считать классическим. Тогда в кристалле будет наблюдаться вырожденный параметрический резонанс, а из-за большой интенсивности электрического поля в кристалле будет также наблюдаться эффект Керра – сдвиг фазы выходящего пучка (в нашем случае двух пучков из-за параметрического усиления) зависящий от интенсивности входящего пучка.

Такая система может быть описана гамильтонианом [1,2]:

$$H = \hbar\omega_0 a^+ a + \hbar\Lambda \left((a^+)^2 e^{-2i\omega t} + a^2 e^{2i\omega t} \right) + \hbar\kappa(t) (a^+ a)^2, \quad (1)$$

где $\kappa(t)$ – параметр, зависящий от интенсивности поля накачки

Первое слагаемое в гамильтониане описывает собственное свободное электромагнитное поле в ячейке Керра. Второе слагаемое, отвечает вырожденному параметрическому усилителю. Третье слагаемое описывает эффект Керра – сдвиг фазы выходящих пучков в зависимости от интенсивности поля накачки.

Будем описывать сигнальную и холостую моды в полученном осцилляторе. Так как это вырожденное параметрическое усиление, то все сводится к описанию эволюции одной моды.

В данной работе мы описываем динамику моды при помощи когерентных состояний (КС) группы $SU(1,1)$.

Такое описание справедливо, т.к. гамильтониан содержит в себе операторы, образующие замкнутую алгебру группы $SU(1,1)$, на которой строятся используемые нами КС [3],[6]:

$$[K_0, K_{\pm}] = \pm K_{\pm}, [K_-, K_+] = 2K_0, \quad (2)$$

где

$$K_+ = \frac{1}{2} a^+ a^+, K_- = \frac{1}{2} a a, K_0 = \frac{1}{2} \left(a^+ a + \frac{1}{2} \right). \quad (3)$$

Тогда гамильтониан (1) представится в виде:

$$H = 2\hbar\omega_0 K_0 - 1 + 2\hbar\Lambda \left(K_+ e^{-2i\omega t} + K_- e^{2i\omega t} \right) + 4\hbar\kappa(t) K_+ K_-. \quad (4)$$

Будем искать эволюцию соответствующих КС по следующей схеме:

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

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

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

2) найдем решение дифференциального уравнения

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

где символом $\{z, H\}$ обозначена скобка Пуассона [5,6]

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

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

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

– воспроизводящееся ядро в пространстве голоморфных функций, исполняющее роль, аналогичную δ – функции Дирака.

3. ПОСТРОЕНИЕ ЭВОЛЮЦИИ СИСТЕМЫ С ПОМОЩЬЮ КС ГРУППЫ SU(1,1)

Воспользуемся приведенной схемой для решения нашей задачи в представлении КС группы SU(1,1).

1) Найдем диагональный матричный элемент оператора Гамильтона в представлении КС группы SU(1,1).

Запишем выражение для матричного элемента оператора Гамильтона нашей системы:

$$H = \langle z|\hat{H}|z\rangle = 2\hbar\omega_0 \langle z|K_0|z\rangle - 1 + 2\hbar\Lambda \left(\langle z|K_+|z\rangle e^{-2i\omega t} + \langle z|K_-|z\rangle e^{2i\omega t} \right) + 4\hbar\kappa(t) \langle z|K_+K_-|z\rangle. \quad (10)$$

Для нахождения явного вида зависимости матричного элемента от параметров КС используем формулы для средних значений операторов K_0, K_+, K_- [6]:

$$\langle K_+ \rangle = \frac{2k\bar{z}}{1-z\bar{z}}, \langle K_- \rangle = \frac{2kz}{1-z\bar{z}}, \langle K_0 \rangle = k \frac{1+z\bar{z}}{1-z\bar{z}}, \langle K_+K_- \rangle = \frac{2k\kappa(t)z\bar{z}(2k+z\bar{z})}{(1-z\bar{z})^2}. \quad (11)$$

Тогда после подстановки этих значений в матричный элемент оператора Гамильтона получим:

$$H = 2\hbar\omega_0 k \frac{1+z\bar{z}}{1-z\bar{z}} + \frac{2\hbar\Lambda k}{1-z\bar{z}} (\bar{z}e^{-2i\omega t} + ze^{2i\omega t}) + \frac{8\hbar k \kappa(t) z\bar{z} (2k + z\bar{z})}{(1-z\bar{z})^2}. \quad (12)$$

2). Т.о. для КС группы SU(1,1) получим уравнение:

$$\dot{z} = -\frac{i(1-z\bar{z})^2}{2\hbar k} \frac{\partial H}{\partial \bar{z}}. \quad (13)$$

Подставим выражение для матричного элемента оператора Гамильтона из (10):

$$\dot{z} = -i \left(2\omega_0 z + \Lambda (e^{-2i\omega t} + z^2 e^{2i\omega t}) + 8\kappa(t) \left(kz + \bar{z}z^2 + \frac{2kz^2\bar{z} + z^3\bar{z}^2}{1-z\bar{z}} \right) \right). \quad (14)$$

Нами проведено численное решение этого комплексного дифференциального уравнения в пакете Mathematica 5.0. Решение проведено для двух типов зависимостей параметра Керровской нелинейности от времени:

$$1) \kappa(t) = \alpha e^{-\omega' t} \cos(\omega'' t), \quad (15)$$

$$2) \kappa(t) = \alpha e^{-\omega'(t-t_0)^2} \cos(\omega'' t). \quad (16)$$

На основании полученных численных решений для каждого случая мы построили:

- а) график траектории КС на комплексной плоскости
- б) график параметра сжатия
- в) график зависимости среднего числа фотонов в моде от времени

При вычислении мы брали следующие значения констант:

$$\omega_0 = 1, \omega = 1.1, \omega' = \pi/8, \omega'' = \pi/14, \Lambda = 0.5, \kappa_0 = \pi, \alpha = \pi, \beta = 2\pi, t_0 = 5 \quad (17)$$

Известно, что у группы SU(1,1) на состояниях одномодового осциллятора реализуются 2 неприводимых представления: при $k = \frac{1}{4}$ и при $k = \frac{3}{4}$, которые соответствуют четным и нечетным уровням. Потому мы нашли численные решения уравнения (14) с условиями (15), (16) отдельно для четных и нечетных уровней.

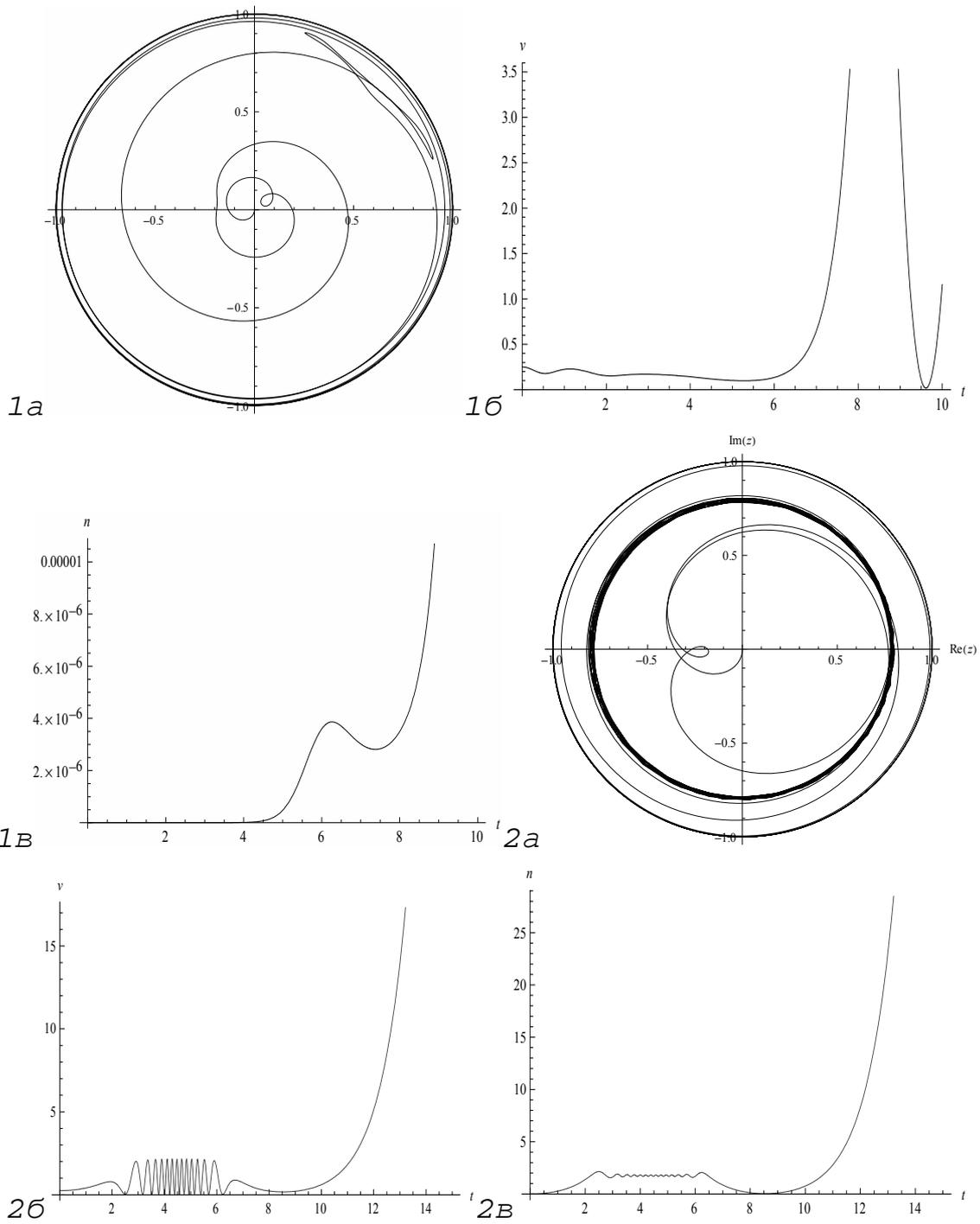


Рис.2. Динамика $SU(1,1)$ КС, числа фотонов и параметра сжатия для $k=1/4$

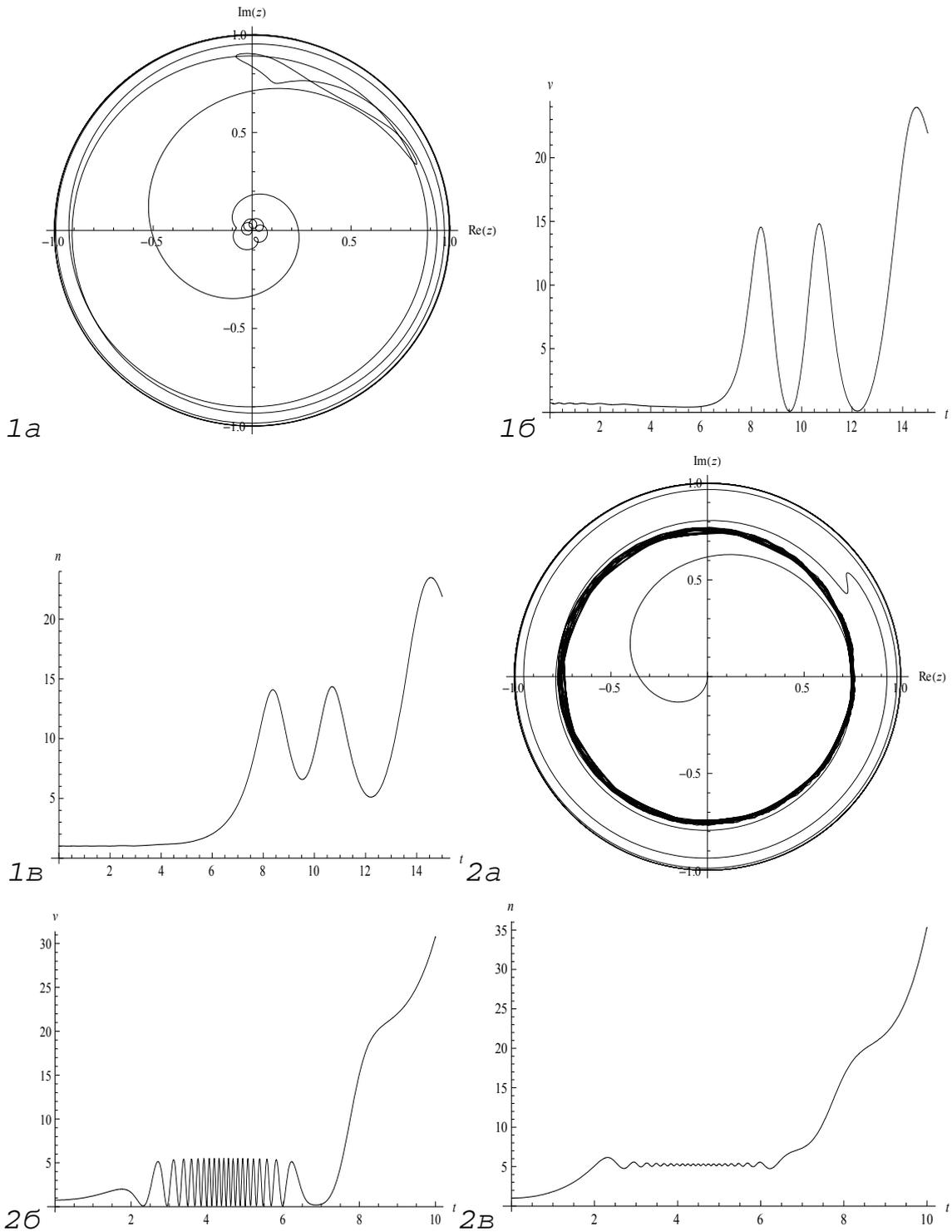


Рис.3. Динамика $SU(1,1)$ КС, числа фотонов и параметра сжатия для $k=3/4$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании проведенных расчетов можно сделать следующие выводы:

- Показано, что динамика в $SU(1,1)$ -представлении позволяет описать сжатие моды;

- теоретически рассчитана временная эволюция среднего числа фотонов, которая при малом времени существования керровской нелинейности экспоненциально зависит от времени. В области сильной керровской нелинейности среднее число фотонов флуктуирует на частоте модуляции керровской нелинейности;

- динамика квадратурного параметра сжатия является достаточно сложной, однако можно выделить моменты времени, когда рассчитываемый квадратурный параметр позволяет говорить о сжатии фотонной моды;

- расчеты были проведены в приближении классичности моды накачки и неизменности ее интенсивности. Кроме того, не учитывалось разбегание сигнального и холостого пучков, которое неизбежно есть в силу учета пространственного синхронизма этих мод.

В дальнейшем полученные результаты будут обобщены на случай многомодовых полей (учет квантованности поля накачки) и будут учтены пространственные эффекты.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Скалли М.О., Зубайри М.С. Квантовая оптика / пер. с англ. под ред. В.В. Самарцева. – М.: Физматлит, 2003.

2. Шляйх В.П. Квантовая оптика в фазовом пространстве /пер. с англ. под ред. В.П. Яковлева. – М.: Физматлит, 2005.

3. Carmichael H. An open systems approach to quantum optics. – Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1993.

4. Шен И.Р. Принципы нелинейной оптики.//М.: Мир. 1989.

5. Переломов А.М. Обобщенные когерентные состояния и их применения – М.: Наука, 1977.

6. Горохов А.В. *Когерентные состояния, хаос и сжатие в моделях квантовой оптики* // Изв. РАН (Серия физическая), 2000. Т. 64. С. 2037–2046.

КВАНТОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ МНОГОУРОВНЕВОЙ СИСТЕМЫ, ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩЕЙ С ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ПОЛЕМ, В ПРЕДСТАВЛЕНИИ ФУНКЦИОНАЛЬНОГО ИНТЕГРИРОВАНИЯ

А.А. Бирюков, М.А. Шлеенков

Самарский Государственный Университет
biryukov@ssu.samara.ru, shleemark@yandex.ru

АННОТАЦИЯ

Амплитуды и вероятности переходов квантовой системы, взаимодействующей с электромагнитным полем, построены с помощью метода функционального интегрирования. Получена вероятность квантовых переходов исследуемой системы через функционал влияния электромагнитного поля. Доказан принцип соответствия методов функционального интегрирования и теории возмущений. Амплитуды и вероятности квантовых переходов вычисляются в высших порядках теории возмущений. Обнаружены хаотические флуктуации вероятности перехода около среднего значения, осциллирующего с частотой Раби.

1. Актуальной задачей в современной квантовой оптике является описание эволюции квантовой системы, взаимодействующей с электромагнитным полем. Для описания квантовых переходов системы амплитуду и вероятность этих переходов традиционно находят в рамках метода теории возмущений. В первом порядке теории возмущений Энрико Ферми построил правила нахождения амплитуды вероятности переходов. Однако этот подход позволяет описать эволюцию системы лишь за малый интервал времени. Для описания эволюции системы за произвольный интервал времени были предложены модели, которые значительно упрощают исходную модель, моделируя ее как двухуровневую систему. Однако эти упрощенные модели не всегда адекватно описывают реальные физические системы. Поэтому имеется задача описания эволюции квантовой системы в течении неограниченного интервала времени, не упрощая ее до двухуровневой системы. В данной работе предлагается описание многоуровне-

вой квантовой системы, взаимодействующей с электромагнитным полем методом функционального интегрирования.

2. Рассмотрим некую многоуровневую квантовую систему с гамильтонианом \hat{H}_0 , то есть

$$\hat{H}_0 \varphi_n(x) = E_n \varphi_n(x)$$

Где E_n – возможные уровни энергии квантовой системы, а $\varphi_n(x)$ – описывает состояния системы, находящейся на этом уровне.

Система взаимодействует с электромагнитным полем, гамильтониан которого представляется в виде

$$\hat{H}_{field} = \hbar \Omega \hat{a}^+ \hat{a}$$

Взаимодействующие квантовая система и электромагнитное поле описываются следующим гамильтонианом

$$\hat{H}_{full} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{field} + \hat{H}_{int}$$

где

$$\hat{H}_{int} = i \sqrt{\frac{\hbar \Omega}{2 \epsilon_0 V}} \sum_j q_j \hat{x}_j \vec{\epsilon} (\hat{a} - \hat{a}^+)$$

Будем полагать, что заданное поле имеем столь большую интенсивность, что его состояние не изменяется со взаимодействием с квантовой системой и при изменении ее квантового состояния.

Ядро оператора эволюции квантовой системы в представлении функционального интегрирования имеет вид

$$\begin{aligned} U(\alpha_f, x_f, t_f | \alpha_{in}, x_{in}, t_{in}) = \\ = \lim_{N \rightarrow \infty} \int_C \dots \int_C \int_C \dots \int_C \exp \sum_{j=1}^{N+1} \left[\frac{i p_j (x_j - x_{j-1})}{\hbar} - \frac{1}{2} (|\alpha_j|^2 + |\alpha_{j-1}|^2) - \bar{\alpha}_j \alpha_{j-1} - \right. \\ \left. - \frac{i}{\hbar} \Delta t (\mathcal{H}_0(p_j, x_j, x_{j-1}) + \mathcal{H}_{field}(\bar{\alpha}_j, \alpha_{j-1}) + \mathcal{H}_{int}(x_j, x_{j-1}, \bar{\alpha}_j, \alpha_{j-1})) \right] dp_{N+1} \times \\ \times \prod_{l=1}^N \left(\frac{d^2 \alpha_l}{\pi} \frac{dp_l dx_l}{(2\pi\hbar)^3} \right) \end{aligned}$$

Где в этом выражении электромагнитное поле рассматривается в голоморфном представлении. Комплексные числа α_j характеризуют его состояние в момент времени t_j .

3. Определим вероятность перехода квантовой системы через функционал влияния. Для этого рассмотрим взаимодействующие: исследуемую квантовую систему и электромагнитное поле. Начальные условия для электромагнитного поля заданы функцией $\rho_0(\alpha_{in}, \alpha'_{in})$, а для квантовой системы задано начальное состояние $\varphi(x)$ и конечные состояние $\chi(x)$. Тогда вероятность перехода исследуемой квантовой системы из начального состояния в конечное можно записать в виде

$$P(\chi, \varphi) = \int \chi^*(x_f)\chi(x'_f) \int \int \exp\left(\int_{t_{in}}^{t_f} \left(\frac{ip(t)\dot{x}(t)}{\hbar} - \frac{i}{\hbar}\mathcal{H}_0(p, x) - \frac{ip'(t)\dot{x}'(t)}{\hbar} + \frac{i}{\hbar}\mathcal{H}_0(p', x')\right)dt\right) F[x, x'] \times \\ \times dp_f \mathcal{D}(p) \mathcal{D}(x) dp'_f \mathcal{D}(p') \mathcal{D}(x') \varphi(x_{in}) \varphi^*(x'_{in}) dx_f dx'_f dx_{in} dx'_{in}$$

В этом выражении представлена явная зависимость вероятности квантового перехода от функционала $F[x, x']$, который записывается в следующем виде

$$F[x, x'] = \int_{\alpha_f = \alpha'_f} \int \int \mathcal{D}(\alpha) \mathcal{D}(\alpha') \rho_0(\alpha_{in}, \alpha'_{in}) \exp\left(\int_{t_{in}}^{t_f} \left(-\frac{1}{2}(\bar{\alpha}\dot{\alpha} - \dot{\alpha}\alpha) - \frac{i}{\hbar}(\mathcal{H}_{field}(\bar{\alpha}, \alpha) + \mathcal{H}_{int}(x, \bar{\alpha}, \alpha)) - \frac{1}{2}(\bar{\alpha}'\dot{\alpha}' - \dot{\alpha}'\alpha') + \frac{i}{\hbar}(\mathcal{H}_{field}(\bar{\alpha}', \alpha') + \mathcal{H}_{int}(x', \bar{\alpha}', \alpha'))\right)dt\right) d\alpha_{in} d\alpha_f$$

Функционал $F[x, x']$ и называется функционалом влияния электромагнитного поля на квантовую систему. Таким образом, вероятность квантовых переходов выражается через функционал влияния. Для вычисления конкретных вероятностей необходимо конкретизировать явный вид функционала влияния.

4. Таким образом, вероятность перехода можно вычислить, если будет задан явный вид функционала влияния. Для широкого класса систем, включая электромагнитное поле, Р. Фейнман на основании общих физических принципов доказал, что функционал влияния имеет квадратичную структуру [1]

$$F[x, x'] = \exp\left[-\int_{t_{in}}^T \int_{t_{in}}^{\tau} (\beta(\tau, \tau')x(\tau)x(\tau') + \beta^*(\tau, \tau')x'(\tau)x'(\tau') - \beta^*(\tau, \tau')x(\tau)x'(\tau') - \beta(\tau, \tau')x'(\tau)x(\tau')d\tau d\tau')\right]$$

Где $\beta(\tau, \tau')$ – комплексные функции, которые конкретизируются для каждой конкретной модели.

Вычисление функционала влияния электромагнитного поля было проведено Фейнманом в энергетическом представлении. Также функционал влияния электромагнитного поля можно вычислить, зная соответствующие функции Грина, которые могут быть получены из непосредственного вычисления функциональных интегралов в голоморфном представлении [2].

Таким образом, мы получаем вероятность перехода в замкнутой форме и определяемой как среднее от функционала влияния электромагнитного поля на исследуемую квантовую систему. Вычисление данного интеграла аналитически в настоящее время не представляется возможным. Однако могут применяться методы численного расчета на компьютере, развитые специально для вычисления функциональных интегралов. Эти методы базируются на методах параллельного программирования и известны как расчеты на решётках. Ценность данного выражения и метода в том, что мы можем вычислить вероятность перехода вне рамок теории возмущений. То есть это непертурбативный метод. Можно показать, что полученное не противоречит методу теории возмущений и из данной формулы можно вычислить квантовую вероятность перехода в первом порядке теории возмущений.

5. Можно показать, что предложенное выражение эквивалентно ряду теории возмущений. Покажем, что из формулы для функционала влияния можно вычислить квантовую вероятность перехода в первом порядке теории возмущений. Тем самым докажем, что метод функционалов влияния не противоречит методу теории возмущений.

Для случая, когда $\beta(\tau, \tau')$ – малая величина, функционал влияния $F[x, x']$ можно разложить в ряд

$$F[x, x'] = 1 - \int_{t_{in}}^T \int_{t_{in}}^{\tau} (\beta(\tau, \tau')x(\tau)x(\tau') + \beta^*(\tau, \tau')x'(\tau)x'(\tau') - \\ - \beta^*(\tau, \tau')x(\tau)x'(\tau') - \beta(\tau, \tau')x'(\tau)x(\tau'))d\tau d\tau' + \dots$$

Если ограничиться первыми двумя членами этого бесконечно ряда и подставить данный функционал в формулу для вероятности квантового перехода исследуемой квантовой системы, то после громоздких преобразований мы получим следующее выражение

$$W = \frac{dP(n \rightarrow m)}{dT} = 2Re \int_{t_{in}}^{\tau} \beta(\tau, \tau') |x_{mn}|^2 \exp[-\frac{i}{\hbar}(E_m - E_n)(\tau - \tau')] d\tau'$$

Таким образом, мы получили вероятность квантового перехода в первом порядке теории возмущения. Это выражение так же известно, как правила Энрико Ферми. Мы доказали, что от функционала влияния можно перейти к первому порядку теории возмущений, следовательно, метод функционалов влияния не противоречит методу теории возмущений.

7. Можно вычислить вероятность квантовых переходов в высших порядках теории возмущений.

Амплитуда перехода квантовой системы может быть представлена в виде ряда теории возмущений

$$A(n, t|n_1, 0) = e^{-(i/\hbar)E_n t} \left\{ \delta_{nn_1} + \sum_{k=1}^{\infty} A^{(k)}(n, t|n_1, 0) \right\}$$

где

$$A^{(k)}(n, t|n_1, 0) = \left(-\frac{i}{\hbar} \right)^k \int_0^t dt'_1 \int_0^{t'_1} dt'_2 \dots \int_0^{t'_{k-1}} dt'_k \cdot \\ \cdot \sum_{m_1, m_2, \dots, m_{k-1}} e^{i\omega(n, m_1)t'_1} \langle n | \hat{V}(t'_1) | m_1 \rangle e^{i\omega(m_1, m_2)t'_2} \cdot \\ \langle m_1 | \hat{V}(t'_2) | m_2 \rangle \dots \cdot e^{i\omega(m_{k-1}, n_1)t'_k} \langle m_{k-1} | \hat{V}(t'_k) | n_1 \rangle,$$

$$\omega(n, m) = \frac{1}{\hbar} (E_n - E_m).$$

Оператор взаимодействия частицы с внешним полем определяем в дипольном приближении [3] и проводя преобразования переходим к следующим выражениям

$$\hat{V}(t) = \hat{X} F_0 \cos(\Omega t + \alpha),$$

$$A^{(k)}(n, t|n_1, 0) = \left(-\frac{iF_0}{\hbar}\right)^k \sum_{m_1, m_2, \dots, m_{k-1}}^{\infty} X_{nm_1} X_{m_1 m_2} \cdot \dots \cdot X_{m_{k-1} n_1} \cdot$$

$$\cdot \left\{ \int_0^t dt'_1 e^{i\omega(n, m_1)t'_1} \cos(\Omega t'_1 + \alpha) \int_0^{t'_1} dt'_2 e^{i\omega(m_1, m_2)t'_2} \cos(\Omega t'_2 + \alpha) \cdot \dots \cdot \right.$$

$$\cdot \left. \int_0^{t'_{k-1}} dt'_k \cdot e^{i\omega(m_{k-1}, n_1)t'_k} \cos(\Omega t'_k + \alpha) \right\},$$

$$X_{nm} = \langle n | \hat{X} | m \rangle.$$

После различных преобразований амплитуда вероятности исследуемой квантовой системы имеет следующую структуру

$$A(n, t|n_1, 0) = e^{-i\omega_n t} \left[\delta_{nn_1} \cos\left(\frac{\Omega_R}{2} t\right) - i\delta_{nn_2} e^{-i\alpha} \sin\left(\frac{\Omega_R}{2} t\right) + \Delta A(n, t|n_1, 0) \right],$$

где $\omega_n = E_n/\hbar$, $\Omega_R = F_0 X_{n_2 n_1}/\hbar$ (при $X_{n_2 n_1} \neq 0$ величина $|\Omega_R|$ – частота Раби),

$$\Delta A(n, t|n_1, 0) = \sum_{k=1}^{\infty} \left(-\frac{F_0}{2\hbar}\right)^k \sum_{p=0}^{k-1} A_p^{(k)}(n, t|\omega, \alpha|n_1, 0) t^p.$$

Перейдем к вероятности перехода, она может быть записана в следующем виде

$$W(n, t|n_1, 0) = |A(n, t|n_1, 0)|^2 = \frac{\delta_{nn_1}}{2} [1 + \cos(\Omega_R t)] + \frac{\delta_{nn_2}}{2} [1 - \cos(\Omega_R t)] +$$

$$+ 2\text{Re}[(\delta_{nn_1} \cos(\Omega_R t/2) + i\delta_{nn_2} e^{i\alpha} \sin(\Omega_R t/2)) \Delta A(n, t|n_1, 0)] + |\Delta A(n, t|n_1, 0)|^2.$$

8. Для проведения компьютерных исследований зависимости вероятности квантового перехода системы от квантовых чисел n_1 , n_2 , n и параметров внешнего воздействия t , F_0 , α необходимо уточнить модель невозмущенной системы. Мы предположим, что частица движется в одномерной, прямоугольной, бесконечно глубокой потенциальной яме. Для проведения численных расчетов в этом случае перейдем к безразмерным величинам, обозначив их волнистой линией

$$\frac{\omega(n', n)}{\omega_1} = \tilde{\omega}(n', n) = n'^2 - n^2; \quad \tilde{X}_0 = \frac{F_0 \ell}{\omega_1}, \quad \tilde{t} = \omega_1 t;$$

$$\tilde{X}_{n'n} = \frac{1}{\ell} \langle n' | \hat{X} | n \rangle, \quad \tilde{\Omega}_R = \frac{F_0 \ell}{\hbar \omega_1} X_{n'n}.$$

На рис. 1а и 1б изображены графики зависимости от времени вероятности «резонансного» перехода $|n_1\rangle \rightarrow |n\rangle$ ($n = n_2$) при $n_1=1, n_2=2$ ($\omega = 3$), $\alpha = 0$ и двух значений константы взаимодействия: $g = 0,05$ и $g = 0.1$. Как видно из этих рисунков, вероятность «резонансного» перехода флуктуирует около среднего значения, изменяющегося со временем по гармоническому закону с частотой Раби.

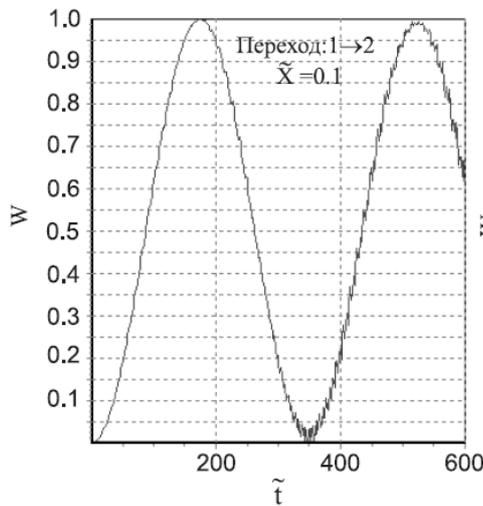


Рис. 1а

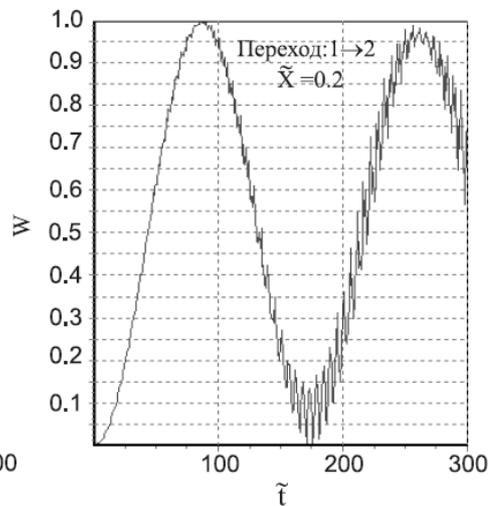


Рис. 1б

На рис. 2а и 2б показаны графики зависимости от времени вероятности «нерезонансного» перехода $|n_1\rangle \rightarrow |n\rangle$ ($n \neq n_1, n_2$) в случае резонансного воздействия на частицу внешнего поля при $n_1=1, n_2=2$ ($\omega = 3$), $n = 3$, $\alpha = 0$ и двух указанных значений g .

Аналогичные графики, представленные на рис. 3а и 3б, построены для случая, когда $n = 4$, а все остальные квантовые числа и параметры имеют значения, использованные при построении соответствующих графиков на рис. 2а и 2б.

Из рис. 2 и 3 видно, что вероятности «нерезонансных» переходов очень малы и хаотически изменяются с течением времени.

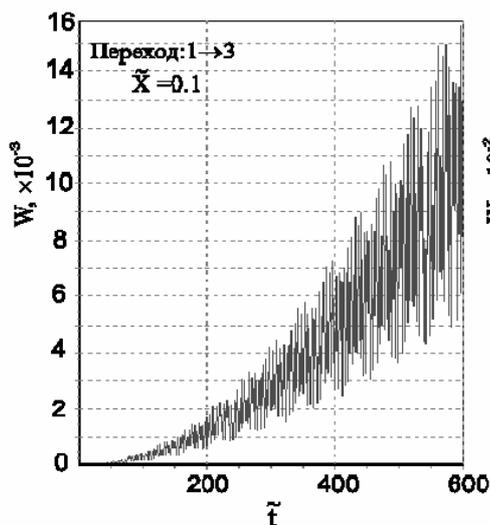


Рис. 2а

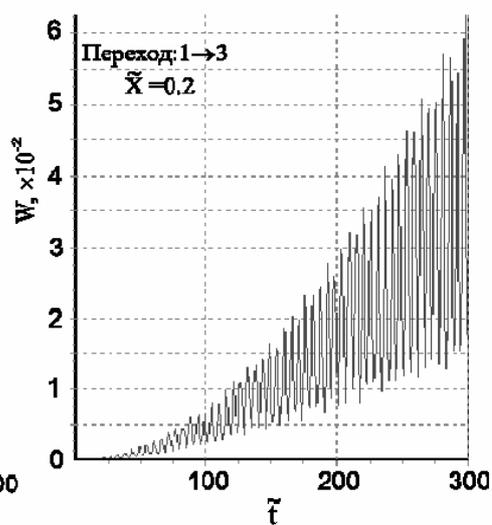


Рис. 2б

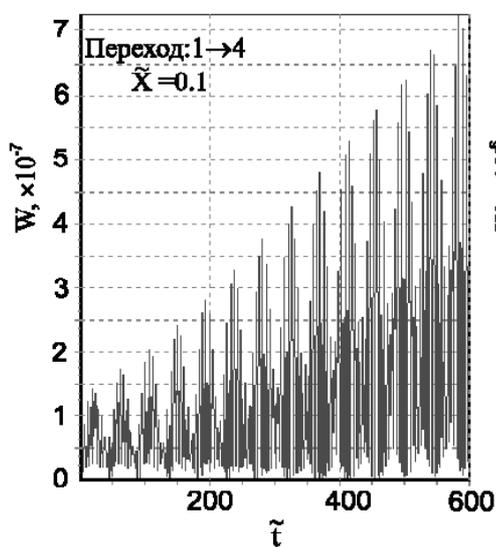


Рис. 3а

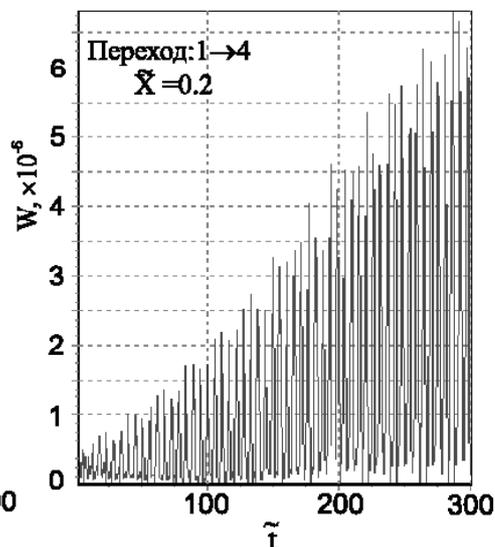


Рис. 3б

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фейнман Р., Хибс А. Квантовая механика и интегралы по траекториям. Пер с англ. – М.: Мир, 1968. С. 369-370
2. Hillery M., Zubairy M. S. *Path-integral approach to problems in quantum optics* // Physical Review A, 1982. V. 26. №1. P. 451-460
3. Скалли М.О., Зубайри М.С. Квантовая оптика. – М.: Физматлит, 2003. 512 с.

МОДЕЛЬ КВАНТОВОЙ НИТИ В МЕТОДЕ АССОЦИАТИВНЫХ АЛГЕБР

О.Ф. Кузнецова

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

АННОТАЦИЯ

В работе изучается двумерная модель взаимодействия частицы в поле сингулярного сосредоточенного потенциала с «дефектом». Потенциал, содержащий дельта-функцию $\delta(x)$, допускает свободное движение частицы вдоль оси y («квантовой нити»). «Дефект» моделируется полуплоскостью, расположенной вдоль положительной части оси x . Взаимодействие с «дефектом» приводит к дифракции частиц на полуплоскости.

Квантовые нити представляют собой одномерные структуры, в которых в силу ограничений возможностей движения частиц в определенном направлении проявляются квантово-размерные эффекты. Анизотропия свойств, то есть сужение нити до атомных размеров, приводит к квантованию энергетического спектра. Современное развитие нанонауки демонстрирует чрезвычайный интерес к подобного рода структурам (см. например, [1-6]).

В данной работе к описанию квантовой нити применяется метод ассоциативных алгебр [7; 8].

В [7] была получена перенормированная алгебра \mathcal{A} локальных наблюдаемых для квантовой теории одномерного движения, в которой допустимы потенциалы, имеющие в фиксированной точке $x=0$ сингулярности типа $\delta^{(n)}(x)$ при $n=0, 1, 2, \dots$. Соответствующие векторы состояния также могут иметь сингулярности того же типа.

Дадим простую и удобную формулировку математического аппарата, развитого и обоснованного в [7]. Алгебра \mathcal{A} определяется на пространстве комплекснозначных одномерных функций вида

$$A(x) = A_f(x) + \sum_{m=0}^M A_m \delta^{(m)}(x) + \sum_{n=0}^N A^n \delta^{(n)}(x) \mathcal{E}(x), \quad (1)$$

где функции $A_f(x)$ всюду, кроме нуля, конечны и бесконечно дифференцируемы, а в некоторой окрестности нуля представимы в форме

$$A_f(x) = A_s(x) + \varepsilon(x)A_a(x). \quad (2)$$

Здесь $A_s(x)$, $A_a(x)$ – функции, конечные и бесконечно дифференцируемые во всей области их определения. На бесконечности функции $A_f(x)$ вместе со всеми производными могут иметь рост не выше полиномиального. В алгебре \mathcal{A} введена перенормированная операция умножения, определяемая соотношениями

$$\delta^{(n)}(x)\varepsilon(x) = -\varepsilon(x)\delta^{(n)}(x) \neq 0, \quad \delta^{(m)}(x)\delta^{(n)}(x) = 0. \quad (3)$$

Для инволюции и интегрирования вводятся правила

$$(\delta^{(n)}(x))^+ = \delta^{(n)}(x), \quad (\delta^{(n)}(x)\varepsilon(x))^+ = \varepsilon(x)\delta^{(n)}(x), \quad (4)$$

$$\int dx A_{z_l}(x)\delta^{(n)}(x)\varepsilon(x) = 0, \quad A_{z_l}(x)\delta(x) = A_{z_l}(0)\delta(x), \quad (5)$$

где $A_{z_l}(x)$ – функция, конечная и бесконечно дифференцируемая в точке $x=0$. В (3) – (5) $m, n = 0, 1, 2, \dots$. Наконец, стандартные правила для операций умножения, инволюции и интегрирования применяются всюду, где они определены.

В работе [8] в рамках одномерной алгебры обобщенных функций построена квантовая модель с сингулярным гамильтонианом:

$$H_{ff}\psi_f(x) = -\psi_f''(x) + 2\delta(x)\psi_a' + 2\delta'(x)\psi_a. \quad (6)$$

Условие самосопряженности гамильтониана имеет вид:

$$\psi_s^+\psi_a' - \psi_s'^+\psi_a - \psi_a'^+\psi_s + \psi_a^+\psi_s' = 0. \quad (7)$$

Для его выполнения необходимо, чтобы были выполнены условия

$$\begin{aligned} \psi_a &= a_{00}\psi_s + a_{01}\psi_s' \\ \psi_a' &= a_{10}\psi_s + a_{11}\psi_s'. \end{aligned} \quad (8)$$

При подстановке их в (7) приходим к условиям на a_{mn} :

$$a_{11} = -a_{00}^*, \quad a_{01} = a_{01}^*, \quad a_{10} = a_{10}^*. \quad (9)$$

Из (9) следует, что каждому набору $a_{00}, a_{01} = a_{01}^*, a_{10} = a_{10}^*$ соответствует свое пространство типа $\{\psi_{ff}\}_H$ с положительной метрикой и самосопряженным гамильтонианом (6). Соотношения (8) играют роль граничных условий. Отметим, что пространство, для которого $a_{10} = a_{10}^* \neq 0, a_{01} = a_{00} = 0$, соответствует тому, что обычно называется уравнением Шредингера с по-

тенциалом $a_{10}\delta(x)$. В остальных случаях получаются другие более сингулярные уравнения.

Решим уравнение Шредингера с гамильтонианом (6) и граничными условиями (8). Решения, соответствующие рассеянию (т. е. отражению и прохождению) плоской волны с волновым числом k , будут иметь вид

$$\begin{aligned}\psi_f(x) &= \exp(ikx) + A(k)\exp(-ikx), \quad x < 0, \\ \psi_f(x) &= B(k)\exp(ikx), \quad x > 0,\end{aligned}$$

где $A(k), B(k)$ – комплексные коэффициенты, определяемые граничными условиями (8).

Если существуют связанные состояния, то их функции $\psi_f(x)$ с точностью до несущественного нормировочного множителя имеют вид

$$\begin{aligned}\psi_f(x) &= \exp(\kappa x), \quad x < 0, \\ \psi_f(x) &= C\exp(-\kappa x), \quad x > 0,\end{aligned}\tag{11}$$

где константа κ связана с энергией связи E_0 обычным соотношением $E_0 = -\kappa^2$ и определяется уравнением

$$a_{01}\kappa^2 + (1 + a_{00}a_{00}^* + a_{10}a_{01})\kappa + a_{10} = 0.\tag{12}$$

Для константы C (при $a_{00} \neq 1$) получается:

$$C = (1 + a_{00} + a_{01}\kappa)(1 - a_{00} + a_{01}\kappa)^{-1}.\tag{13}$$

При $a_{00} = 1$ будет $C = \pm 1$. Отметим, что в общем случае при комплексном a_{00} константа C комплексна, так что комплексным может быть вектор состояния низшего невырожденного уровня. В зависимости от значений параметров система может иметь два, одно и нуль связанных состояний. При $a_{00} = 0$, $a_{10} = a_{01}^{-1} < 0$ будет два совпадающих связанных состояния, для которых

$$\kappa_1 = \kappa_2 = -a_{10}.$$

Применим развитый формализм к частице на плоскости. Пусть частица движется в евклидовой плоскости так, что гамильтониан частицы можно представить как сумму двух одномерных гамильтонианов $H_{ff}(x)$ (см.

(6)) и $H_2(y) = -\frac{\partial^2}{\partial y^2}$. Уравнение Шредингера принимает вид

$$-\frac{\partial^2 \psi_f}{\partial x^2}(x, y) - \frac{\partial^2 \psi_f}{\partial y^2}(x, y) + 2\delta(x)\psi'_a + 2\delta'(x)\psi_a = E \psi.\tag{14}$$

В случае одномерного движения волновая функция связанного состояния имеет вид

$$\psi_f(x) = \begin{cases} \exp(\kappa x), & x < 0 \\ C \exp(-\kappa x), & x > 0 \end{cases}, \quad (15)$$

где C определяется соотношением (13).

Решение уравнения (14), которое соответствует свободному движению вдоль оси y , приобретает форму

$$\psi(x, y) = e^{iky} \psi_f(x). \quad (16)$$

Энергия данного квантового состояния

$$E = k^2 - \kappa^2.$$

Найдем, как повлияет наличие «дефекта» на движение частицы в плоскости. «Дефект» в нашей модели - бесконечно тонкая непроницаемая полуплоскость, расположенная вдоль оси x при $x > a, y=0$ (см. рис. 1).

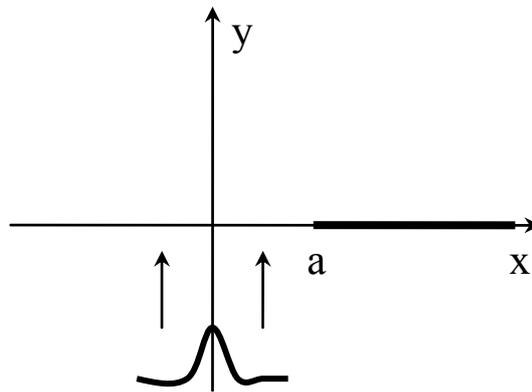


Рис. 1. Формулировка задачи

Всюду вне точки $x=0$ уравнение Шредингера (14) совпадает с уравнением Гельмгольца. Идея состоит в том, чтобы для описания рассеяния частицы на «дефекте» использовать решение уравнения Гельмгольца для дифракции на полуплоскости. Наличие полуплоскости в задаче - это граничное условие, которому должна подчиняться волновая функция частицы:

$$\psi(x, y) = 0, \quad x > a, \quad y = 0.$$

Строгое решение задачи дифракции, которое может быть представлено в замкнутой форме с помощью интеграла Френеля, раньше всего было получено для дифракции на полуплоскости. Существуют различные методы, позволяющие непосредственно решить задачу дифракции на бесконечно тонкой полуплоскости. С помощью эвристического метода Зоммер-

фельд впервые построил разветвленное решение волнового уравнения, однозначное на римановой поверхности с одной точкой ветвления [9; 10].

Уравнение Гельмгольца на плоскости

$$(\Delta + k^2)v = 0, \quad \Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$$

имеет простейшее решение – плоскую волну

$$e^{(ik_1x + ik_2y)}$$

В полярных координатах плоскую волну, падающую в направлении β_0 , можно записать в виде:

$$\psi_0 = A \exp(-ikr \cos(\varphi - \beta_0)). \quad (17)$$

Так как уравнение Гельмгольца линейное, то по принципу суперпозиции решением является функция:

$$\psi = \int_C A(\beta) \exp(-ikr \cos(\varphi - \beta)) d\beta. \quad (18)$$

Из этого решения можно получить (16), если принять

$$A(\beta) = \exp(i\beta) / 2\pi(\exp(i\beta) - \exp(i\beta_0)).$$

Теперь решение ψ можно переписать в виде

$$\psi = \frac{1}{4\pi} \int_C \frac{\exp(i\chi/2) \exp(ikr \cos \chi)}{(\exp(i\chi/2) - \exp(-i\chi/2))} d\chi, \quad (19)$$

где $\chi = (\varphi - \beta_0) / 2$.

Из (19) можно получить решение, соответствующее «связанному» по x состоянию, в котором частица распространяется вдоль оси y , если выбрать $\beta_0 = \frac{\pi}{2} \pm i\lambda$, где $\lambda = \lambda(k, \kappa)$.

Далее, следуя методу разветвленных решений Зоммерфельда, представим y и $(x - a)$ как соответственно вещественную и мнимую части комплексного числа z , $z = y + i(x - a)$. В комплексной z -плоскости проведем разрез вдоль оси x от $x = a$ до $+\infty$. Теперь проведем преобразование

$$z = w^2, \quad w = \xi + i\eta. \quad (20)$$

Для частицы в связанном состоянии в поле дельта-потенциала волновую функцию представим в полярных координатах в виде

$$\begin{aligned}
\psi_0(x, y) &= \exp(iS), \\
iS &= -iky - \kappa|x| = ikr \sin \varphi - \pi \varepsilon(x) r \cos \varphi = \\
&= r \left((k + \kappa \varepsilon(x)) \exp(i\varphi) - (k - \kappa \varepsilon(x)) \exp(-i\varphi) \right) / 2 = \\
&= ikr \cos(\varphi - \pi/2 - i\lambda) = ikr \cos(\varphi - \chi_0) = ikr \cos(\chi).
\end{aligned} \tag{21}$$

Здесь использована подстановка

$$k + \kappa \varepsilon(x) = \kappa \exp \lambda, \quad k - \kappa \varepsilon(x) = \kappa \exp(-\lambda), \quad \chi_0 = \frac{\pi}{2} + i\lambda, \quad a = 0.$$

Новые переменные в полярных координатах приобретают вид

$$\xi = \sqrt{\frac{r}{2}} \left(\cos \frac{\varphi - i\lambda}{2} + \sin \frac{\varphi - i\lambda}{2} \right), \quad \eta = \sqrt{\frac{r}{2}} \left(\cos \frac{\varphi - i\lambda}{2} - \sin \frac{\varphi - i\lambda}{2} \right).$$

Теперь оператор Лапласа перепишем в новых переменных:

$$\Delta = \frac{1}{4(\xi^2 + \eta^2)} (\partial_\xi^2 + \partial_\eta^2).$$

Решение уравнения Гельмгольца ищем в виде суммы

$$\psi = \psi_1 + \psi_2, \quad \psi_1 = \psi_f e^{-iky} V(\xi, \eta), \quad \psi_2 = \psi_f e^{iky} U(\xi, \eta).$$

Здесь старые и новые переменные связаны соотношениями

$$y = \xi^2 - \eta^2, \quad x = 2\xi\eta.$$

Если подставим $\psi_{1,2}$ в уравнение Гельмгольца, получим уравнение для функции V :

$$\left[(\partial_\xi^2 + \partial_\eta^2) - 4ik(\xi \partial_\xi - \eta \partial_\eta) \right] V(\xi, \eta) = 0.$$

Выбирая $V(\xi, \eta) = V(\xi)$, $U(\xi, \eta) = U(\eta)$, находим

$$V(\xi) = \int_{-\infty}^{\xi} d\tau \exp(2ik\tau^2) = F(\xi) = C(\xi) + iS(\xi),$$

где $C(\xi)$, $S(\xi)$ – интегралы Френеля. Аналогичное решение получается и для $U(\eta)$.

Теперь точное решение для частицы в поле дельта-потенциала, которая рассеивается на полуплоскости, приобретает вид

$$\psi(\xi, \eta) = \psi_f \left[\exp(-iky) F(\xi) - \exp(iky) F(\eta^*) \right]. \tag{22}$$

Если система имеет несколько энергетических уровней $E_n = -\kappa_n^2$, то в каждом случае картина рассеяния зависит от энергии уровня. Требует

дополнительного исследования вопрос о принадлежности полученного решения (22) исходному пространству состояний (1), (2), (16).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Chakrabarti A. *Electronic transmission in bent quantum wires* // arXiv:0909.3692v2 [cond-mat.mes-hall]
2. Micklitz T., Rech J., Matveev K. A. *Transport properties of partially equilibrated quantum wires* // arXiv:0910.3389v1 [cond-mat.mes-hall]
3. Gursoy B. Akguc, Gong Jiangbin. *Conductance properties of rough quantum wires with colored surface disorder* // arXiv:0910.0303v1 [cond-mat.dis-nn]
4. Zhu Jia-Ji, Chang Kai, Liu Ren-Bao, Lin Hai-Qing. *Electrically-controllable RKKY interaction in semiconductor quantum wires* // arXiv:0910.5800v1 [cond-mat.mes-hall]
5. Cheng Fang, Chang Kai. *Anisotropic transport in quantum wires embedded in (110) plane* // arXiv:0911.0263v1 [cond-mat.str-el]
6. Aharonov Yakir, Mazur Pawel O. *Stability of Exponential Tails in the Scattering on Wedges and Impurities* // arXiv:0910.3425v1 [quant-ph]
7. Широков Ю.М. *Алгебра одномерных обобщенных функций* // ТМФ, 1979. №39. С. 291.
8. Широков Ю.М. *Сильно сингулярные потенциалы в одномерной квантовой механике* // ТМФ, 1979. №41. С. 291-301.
9. Sommerfeld A. *Mathematische Theorie der Diffraction*, Math. Ann. 47, 317-374, 1896.
10. Sommerfeld A. *Optics*. – Academic Press, New York, 1954, P.247-272.

РАСЧЕТ ФОКУСАТОРОВ ДЛЯ ЗАДАЧ ОПТИЧЕСКОЙ МИКРОМАНИПУЛЯЦИИ

А.П. Порфирьев

*Самарский Государственный Аэрокосмический Университет
им. академика С.П.Королева
lporfirev@rambler.ru*

Цель работы – исследование сил, действующих на микрочастицу, помещенную в световой пучок, сформированный фокусаторами.

Исследовано влияние изменения вида начальных оценок фаз и дополнительных искажений, вносимых в начальную оценку фазы в алгоритме Герчберга-Сакстона на величину силы оптического захвата в световом пучке, сформированном при помощи данного алгоритма.

В работе показано, что величина силы оптического захвата, получаемой с помощью фокусатора, превышает значение аналогичной силы в гауссовом пучке.

1. ВВЕДЕНИЕ

1.1. Силы оптического захвата

Способ оптического захвата и манипулирования малыми нейтральными частицами с помощью лазеров основан на силах давления излучения. Световое поле представляется в виде квантов, называемых фотонами. Каждый фотон несет в себе импульс, равный

$$\vec{p} = \hbar \vec{k}, \quad (1)$$

где \vec{k} – волновой вектор, \hbar – постоянная Планка.

Взаимодействие между излучением и веществом может приводить к обмену (изменению) импульса. Основной принцип действия оптического захвата может быть объяснен с помощью второго и третьего законов Ньютона. Так как свет обладает импульсом, изменение направления света означает, что должна существовать сила, связанная с этим изменением. При прохождении через прозрачную частицу свет отклоняется. Сила, возникающая в результате изменения направления движения света, действует на частицу так, что она двигается в область наибольшей интенсивности света.

Преломление или отклонение лучей на диэлектрической поверхности изменяет направление импульса света (сфера действует как микролинза). И как следствие из третьего закона Ньютона, сфера испытывает «равное и направленное в обратном направлении» действие, связанное с изменением импульса.

На рисунке 1 рассмотрено поперечное движение и показано, что сфера притягивается в область максимальной интенсивности пучка. Для лазерного пучка с Гауссовым профилем наибольшая интенсивность на оси пучка, и частица удерживается в поперечном центре пучка.

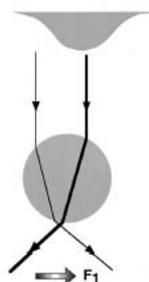


Рис. 1. Оптический захват частиц в поперечном направлении

1.2. Алгоритм Герчберга-Сакстона

Алгоритм Герчберга-Сакстона является алгоритмом решения нелинейного интегрального уравнения Френеля, предназначенного для расчёта оптических элементов, формирующих произвольное заданное распределение интенсивности когерентного монохроматического света в некоторой плоскости, перпендикулярной оптической оси.

Итеративный метод расчёта фазы $\varphi(u, v)$ состоит в решении методом последовательных приближений уравнения

$$I_0(\xi, \eta) = |F(\xi, \eta)|^2 = \left| \frac{k}{2\pi z} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A_0(u, v) e^{i\varphi(u, v)} H(u - \xi, v - \eta, z) dudv \right|^2, \quad (2)$$

где $H(u - \xi, v - \eta, z) = \exp\left[\frac{ik}{2z}\{(u - \xi)^2 + (v - \eta)^2\}\right]$ – функция импульсного отклика свободного пространства в приближении Френеля, z – расстояние между ДОЭ и плоскостью наблюдения.

Алгоритм Герчберга-Сакстона, или алгоритм уменьшения ошибки, содержит следующие шаги:

- 1) произвольно выбирается начальная оценка фазы $\varphi_0(u, v)$;

2) по формуле $F(\xi, \eta) = \frac{ik}{2\pi z} e^{ikz} \int_{-\infty}^{\infty} \int W(u, v) H(u - \xi, v - \eta, z) dudv$ осуществляется интегральное преобразование функции $A_0(u, v) \exp[i\varphi(u, v)]$;

3) полученная комплексная амплитуда $F(\xi, \eta)$ в плоскости формирования изображения заменяется на комплексную амплитуду $\bar{F}(\xi, \eta)$ по правилу

$$\bar{F}(\xi, \eta) = B_0(\xi, \eta) F(\xi, \eta) |F(\xi, \eta)|^{-1}, \quad (3)$$

где $B_0(\xi, \eta) = \sqrt{I_0(\xi, \eta)}$;

4) вычисляется преобразование, обратное преобразованию в пункте 2 относительно функции $\bar{F}(\xi, \eta)$:

$$W(u, v) = \frac{ik}{2\pi z} e^{-ikz} \int_{-\infty}^{\infty} \int \bar{F}(\xi, \eta) H^*(\xi - u, \eta - v, z) d\xi d\eta; \quad (4)$$

5) полученная комплексная амплитуда $W(u, v)$ в плоскости ДОЭ заменяется на $\bar{W}(u, v)$ по правилу

$$\bar{W}(u, v) = \begin{cases} A_0(u, v) W(u, v) |W(u, v)|^{-1}, & (u, v) \in Q, \\ 0, & (u, v) \notin Q, \end{cases} \quad (5)$$

где Q – форма апертуры ДОЭ;

6) переход к шагу 2.

Эта процедура выполняется до тех пор, пока ошибки δ_F и δ_W не перестанут значительно меняться:

$$\delta_F^2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int [|F(\xi, \eta)| - B_0(\xi, \eta)]^2 d\xi d\eta}{\int_{-\infty}^{\infty} \int B_0^2(\xi, \eta) d\xi d\eta}, \quad \delta_W^2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int [|W(u, v)| - A_0(u, v)]^2 dudv}{\int_{-\infty}^{\infty} \int A_0^2(u, v) dudv}. \quad (6)$$

Процесс сходимости алгоритма ГС характеризуется эффектом стагнации.

2. РАСЧЕТ ФАЗЫ ПО АЛГОРИТМУ ГЕРЧБЕРГА-САКСТОНА

С использованием алгоритма Герчберга-Сакстона были получены фазы ДОЭ для некоторых случаев. В результате итерационного процесса было подтверждено наличие эффекта стагнации у данного алгоритма.

Во всех случаях в качестве начальной оценки фазы бралась плоская волна. На рис. 2-4 представлены рассчитанные фазы ДОЭ, сформированные изображения и графики изменения ошибок от числа итераций для случаев фокусатора в линию, квадрат и букву «F».

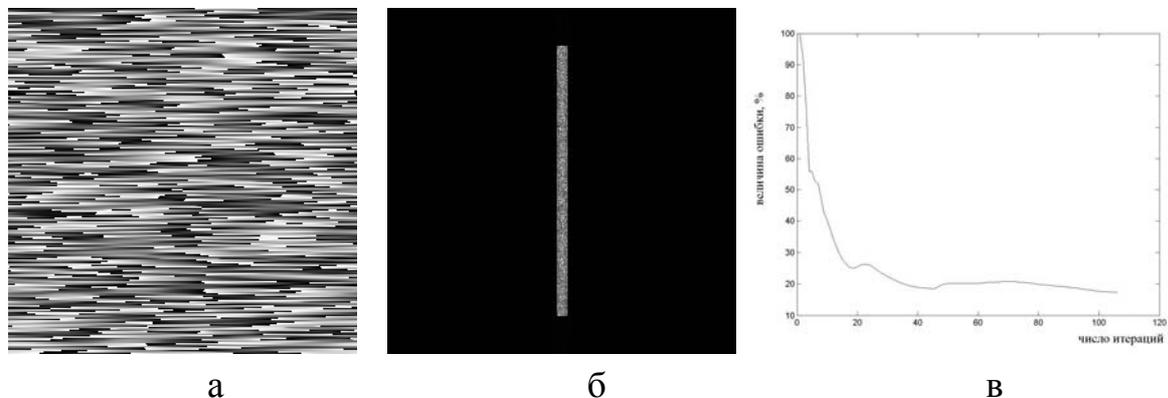


Рис. 2. Фаза ДОЭ (а), сформированное изображение линии (б), зависимость ошибки формирования изображения от числа итераций (в)

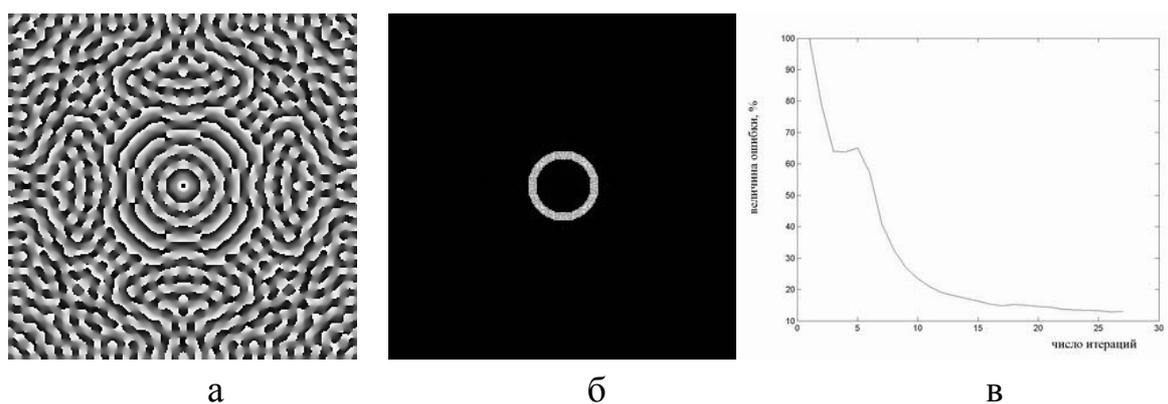


Рис. 3. Фаза ДОЭ (а), сформированное изображение кольца (б), зависимость ошибки формирования изображения от числа итераций (в)

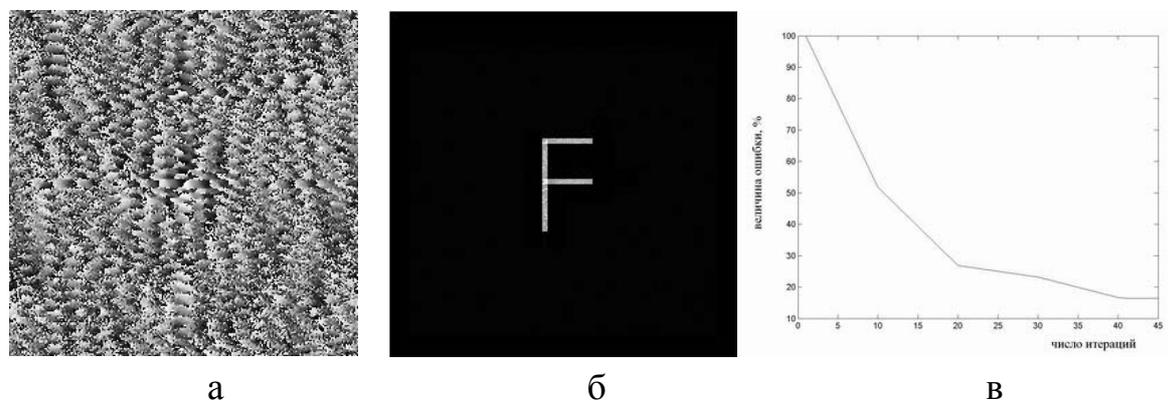


Рис. 4. Фаза ДОЭ (а), сформированное изображение буквы «F» (б), зависимость ошибки формирования изображения от числа итераций (в)

3 ИССЛЕДОВАНИЕ СИЛЫ, ДЕЙСТВУЮЩЕЙ НА ЧАСТИЦУ ВДОЛЬ СВЕТОВОЙ ЛИНИИ

Рассмотрим силы, действующие на микрочастицу в области фокусатора в линию (рис. 5). Для этого введем обозначения: \vec{F}_{TP} – сила трения; \vec{F}_1 – сила, возникающая в результате преломления светового пучка; \vec{F}_2 – сила, действующая в результате светового давления.

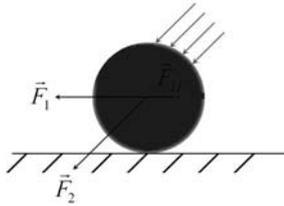


Рис. 5. Силы, действующие на микрочастицу

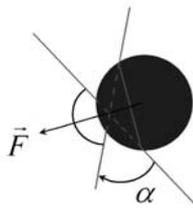


Рис. 6. Схема преломления луча и направление силы, действующей в результате этого преломления

Расчеты производились по следующей формуле

$$F = \frac{P}{c} \sin \alpha, \quad (7)$$

где P – мощность луча, c – скорость света, α – угол отклонения преломленного луча от первоначального направления (рис. 6).

В результате была получена зависимость величины направленной вдоль линии силы, действующей на микрочастицу вдоль оси световой линии от текущего положения частицы на оси линии (рис. 7).

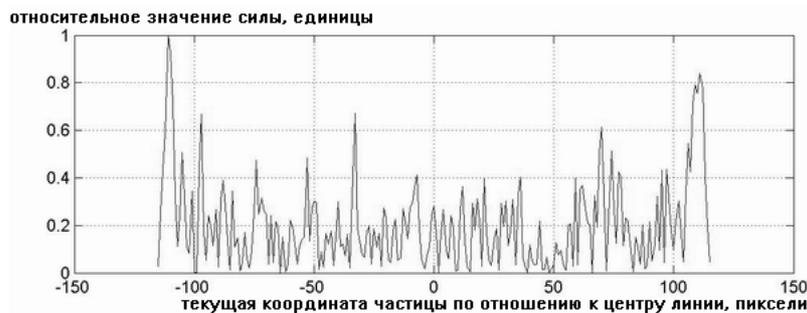


Рис. 7. Зависимость направленной вдоль линии силы, действующей на микрочастицу, от текущей координаты частицы

Как видно из графика значений силы – при помещении частицы в область такой линии, она должна притягиваться к краям линии (где сила принимает максимальное значение) и удерживаться там.

4 ИССЛЕДОВАНИЕ СИЛЫ, ДЕЙСТВУЮЩЕЙ НА ЧАСТИЦУ, ПОМЕЩЕННУЮ В ОБЛАСТЬ СВЕТОВОГО КОЛЬЦА

Для данного случая было посчитано среднее значение силы, действующее на частицу, находящуюся на внешнем краю кольца. Эта сила притягивает частицу к краю кольца. Далее в полученную фазу фокусатора было введено случайное искажение. Итерационный процесс по алгоритму Герчберга-Сакстона был начат заново с начальной оценкой фазы в виде искажённой фазы фокусатора, полученного ранее.

Как показало исследование, на 10 итерации было получено увеличение силы на 7,6% относительно значения силы, полученной для фокусатора с однородной оценкой фазы.

Затем были рассмотрены различные начальные оценки фазы для фокусатора. Для них также был осуществлён итерационный процесс и получены относительные изменения силы по сравнению со случаем однородной оценки фазы (таблица 1).

Таблица 1.

Относительное увеличение силы, действующей на микрочастицу в световом пучке для различных начальных оценок фазы

Начальная оценка фазы	Относительное увеличение силы, %
ДОЭ – смешанное кодирование	57,4
ДОЭ – радиальное разделение	21,0
ДОЭ – винтовая фаза со смещением	30,2
ДОЭ – кодированные Бессели	77,3
ДОЭ – цилиндрическая линза	29,6
ДОЭ – линейная кодированная винтовая фаза	17,0

Далее, в качестве начальной оценки фазы бралась фаза, полученная путем внесения в фазу, представляющую собой ДОЭ – кодированные Бессели, искажения в форме выпуклости. Были проведены исследования изменения величины силы, действующей на частицу в зависимости от радиуса искажаемой области. Изменение рассматривалось относительно силы, полученной для фокусатора при начальной оценке фазы в виде однородной плоскости со значением фазы 0 радиан. Эти данные приведены в таблице 2. Размеры изображений: ширина 256 пикселей, высота 256 пикселей.

Таблица 2.

Относительное увеличение силы, действующей на микрочастицу в световом пучке, сформированном с помощью алгоритма Герчберга-Сакстона, для начальной оценки фазы – кодированные Бессели с внесением искажения

Параметр скажения (радиус области), пкс	0	5	20	50	60	80	90	100	110	120
Относительное изменение силы, %	77	77	115	22	-54	11	44	86	25	41

Максимум увеличения силы был получен при значении радиуса области вносимого искажения в 20 пикселей. Как видно из таблицы 2 при внесении незначительных искажений (для радиусов меньших 20 пикселей) изменения значения силы не происходило.

5. СРАВНЕНИЕ ЗНАЧЕНИЙ СИЛ, ПОЛУЧЕННЫХ ДЛЯ ФОКУСАТОРОВ, СО ЗНАЧЕНИЕМ СИЛ ДЛЯ ГАУССОВОГО ПУЧКА

Из-за плавного изменения интенсивности гауссового пучка, значение силы захвата в нем невелико. Сравним силы, действующие на частицу в гауссовом пучке и силы, которые получаются при использовании фокусаторов. Для этого мы будем использовать фокусатор в кольцо, и сравнивать силы, действующие на частицу, находящуюся на краю кольца, и силы, действующие на частицу, помещённую в гауссов.

В результате измерения сил, было установлено, что сила захвата в гауссовом пучке оказывается меньше в 1,37 раза, чем для случая фокусатора с начальной оценкой фазы в виде плоской волны. Для случаев, когда в начальную фазу вводятся дополнительные искажения, значение этой силы ещё больше увеличивается. Эти данные говорят о том, что фокусаторы, рассчитанные по алгоритму Герчберга-Сакстона могут быть использованы для манипуляции частиц большего размера, чем это позволяет сделать обычный гауссов пучок.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрены методы повышения величины силы оптического захвата микрообъекта в световом пучке, сформированном фокусатором. Установлено, что изменение начальной оценки фазы в алгоритме Герчберга-Сакстона позволяет увеличить значение этой силы. Внесение дополнительных искажений в начальную оценку фазы позволяет также добиться увеличения значения этой силы. Одним из важных результатов работы можно считать то, что в ходе вычислительного эксперимента было получено значительное увеличение силы оптического захвата в световом пучке, сформированном фокусатором, по сравнению с величиной аналогичной силы в гауссовом пучке.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лебедев П.Н. *Максвелло-бартолиевские силы давления лучистой энергии* // Журнал Русского Физико-Химического Общества, 1900. Т. 32. Вып. 8. С. 211.
2. Harada Y., Asakura T. *Radiation forces on a dielectric sphere in the Rayleigh scattering regime* // Optics Comm, 1996. V. 124. P. 529-541.
3. Moothoo D.N. et al. *Beth's experiment using optical tweezers* // Am. J. Phys., 2001. V. 69. No.3. P. 271–276.
4. Эшкин А. *Давление лазерного излучения* // УФН, 1973. Т. 110. Вып. 1. С. 101-116.
5. Сойфер В.А. *Методы компьютерной оптики* / под ред. В.А. Сойфера. – М.: Физматлит, 2003. 688 с.
6. Сойфер В.А. Котляр В.В., Хонина С.Н. *Оптическое манипулирование микро-объектами: достижения и новые возможности, порожденные дифракционной оптикой* // Физика элементарных частиц и атомного ядра, 2004. Т. 35. Вып. 6. С. 1368-1432.
7. Whyte1 G., Courtial J. *Experimental demonstration of holographic-three-dimensional light shaping using a Gerchberg–Saxton algorithm* // New Journal of Physics, 2005. V. 117. No. 7. P. 1–12.
8. Fienup J.R., Kowalczyk A.M. *Phase retrieval for a complex-valued object by using a low-resolution image* // J. Opt. Soc. Am. A, 1990. V. 7. No. 3.

РАСЧЕТ СИЛЫ, ДЕЙСТВУЮЩЕЙ НА СФЕРИЧЕСКИЙ МИКРООБЪЕКТ В ГИПЕРГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПУЧКАХ

Р.В. Скиданов, С.Н. Хонина, А.А. Морозов, В.В. Котляр

*Институт систем обработки изображения РАН,
Самарский государственный аэрокосмический университет
e-mail: ragefalcon@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

Проведен численный расчет сил действующих на сферический микрообъект в новом семействе параксиальных лазерных пучков. При распространении в однородном пространстве эти пучки сохраняют свою структуру с точностью до масштаба. Численно показано, что при сохранении азимутального номера моды и изменении радиального номера моды в несколько раз, сила, действующая на диэлектрический микрошар, диаметр которого меньше ширины яркого светового кольца моды, также изменится примерно в такое же число раз.

ВВЕДЕНИЕ

Уравнение Гельмгольца, которое описывает распространение непараксиальной монохроматической световой волны в однородном пространстве, допускает решения с разделяющимися переменными в 11 различных системах координат [1]. Это означает, что существуют световые поля, распространяющиеся без изменения своей структуры. Примером являются хорошо известные моды Бесселя [2]. Параксиальный аналог уравнения Гельмгольца – это параболическое уравнение типа Шредингера, которое описывает распространение параксиальных световых полей. Это уравнение допускает решения с разделяющимися переменными в 17 системах координат [1]. Световые поля, которые описываются такими решениями, при распространении сохраняют свою структуру с точностью до масштаба. Примером являются хорошо известные моды Эрмита-Гаусса и Лагерра-Гаусса [3].

В работах [4,5] рассмотрено семейство лазерных мод, представляющих собой ортонормированный базис и являющихся решением с разделенными переменными параксиального параболического уравнения в цилиндрической системе координат. В цилиндрической системе координат уравнение Шредингера кроме решений в виде мод Бесселя и мод Лагерра-

Гаусса также имеет решения в виде вырожденных гипергеометрических функций. Распределение интенсивности в поперечном сечении таких пучков близко к распределению интенсивности для мод Бесселя. Как и моды Бесселя гипергеометрические моды имеют бесконечную энергию. С помощью дифракционных оптических элементов (ДОЭ) или жидкокристаллических микродисплеев [5], можно сформировать лазерные пучки, близкие к гипергеометрическим модам. В отличие же от мод Бесселя, радиусы световых колец гипергеометрических мод увеличиваются с ростом продольной координаты z как $z^{1/2}$. В отличие от мод Бесселя семейство гипергеометрических мод двухпараметрическое, что дает возможность регулировать поперечные размеры таких пучков, не меняя порядок фазовой сингулярности. Это свойство может быть полезно в задаче оптического вращения микрообъекта. В работе проведена оценка сил, вращающих сферический микрообъект в гипергеометрических пучках при разных параметрах. Численно показано, что при сохранении азимутального номера моды и изменении радиального номера моды в несколько раз, сила, действующая на диэлектрический микрошар, диаметр которого меньше ширины яркого светового кольца моды, также изменится примерно в такое же число раз.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ

Комплексная амплитуда параксиального светового поля $E(r, \varphi, z)$ в цилиндрической системе координат (r, φ, z) удовлетворяет уравнению типа Шредингера:

$$\left(2ik \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right) E(r, \varphi, z) = 0, \quad (1)$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ волновое число света с длиной волны λ . Уравнению (1) удовлетворяют функции, образующие ортонормированный базис:

$$E_{\gamma, n}(r, \varphi, z) = \frac{1}{2\pi n!} \left(\frac{z_0}{z} \right)^{\frac{1}{2}} \Gamma \left(\frac{n+1+i\gamma}{2} \right) \times \exp \left[\frac{i\pi}{4} (-n+i\gamma-1) + \frac{i\gamma}{2} \ln \frac{z_0}{z} + in\varphi \right] \times \\ \times x^{\frac{n}{2}} {}_1F_1 \left(\frac{n+1-i\gamma}{2}, n+1, ix \right), \quad (2)$$

где $-\infty < \gamma < \infty$, $n=0, \pm 1, \pm 2, \dots$ непрерывный и дискретный параметры моды (номера моды), от которых зависят функции (2) и которые будем называть

номера моды; $z_0 = \frac{kw^2}{2}$ – аналог длины Релея, w – параметр моды, аналогичный радиусу гауссова пучка, хотя здесь он имеет другой смысл; $x = \frac{kr^2}{2z}$; $\Gamma(x)$ – гамма функция; ${}_1F_1(a, b, x)$ – вырожденная или конфлюэнтная гипергеометрическая функция:

$${}_1F_1(a, b, x) = \frac{\Gamma(b)}{\Gamma(a)\Gamma(b-a)} \int_0^1 t^{a-1} (1-t)^{b-a-1} \exp(xt) dt, \quad (3)$$

где $\text{Re}(b) > \text{Re}(a) > 0$. Из (3) видно, что ${}_1F_1(a, b, x)$ – это целая аналитическая функция. В случае (2) $\text{Re}(x) = 0$ и тогда уравнение (3) является одномерным преобразованием Фурье от ограниченной функции на отрезке $[0, 1]$. По теореме Шеннона асимптотически при $r \rightarrow \infty$ период модуляции функции (2) (т.е. расстояние между соседними максимумами или минимумами) равно 2π . При больших значениях аргумента $x \gg 1$ имеет место асимптотика $x^{\frac{n}{2}} \left| {}_1F_1\left(\frac{n+1-i\gamma}{2}, n+1, ix\right) \right| \approx \frac{1}{\sqrt{x}}$.

Поэтому уменьшение модуля функции (2) пропорциональное $1/r$ при $r \gg 1$ происходит быстрее, чем уменьшение амплитуды функции Бесселя (пропорционально $1/\sqrt{r}$).

Реализовать световые пучки (2), которые в дальнейшем будем называть гипергеометрическими (ГГ) модами, можно с помощью оптического элемента, имеющего функцию пропускания:

$$E_{\gamma, n}(\rho, \theta) = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{w}{\rho} \right) \exp \left[i\gamma \ln \left(\frac{\rho}{w} \right) + in\theta \right]. \quad (4)$$

При освещении оптического элемента (4), расположенного в плоскости $z=0$, неограниченной плоской волной на расстоянии z сформируется световое поле с комплексной амплитудой (2). Энергия световых полей (2) и (4) неограниченна, как и у параксиальной моды Бесселя

$$E_{\beta, n}(r, \varphi, z) = J_n(\beta r) \exp \left[i \frac{\beta^2 z}{2k} + in\varphi \right],$$

где $\beta = k \sin \theta$, θ – угол наклона конической волны к оси z . Мода Бесселя также удовлетворяет ур. (1). Поэтому на практике для реализации моды (2) оптический элемент (4) следует ограничивать кольцевой диафрагмой. При

этом на конечном расстоянии $z_0 < R \tan(\gamma/R)$, где R – большой радиус кольцевой диафрагмы, будет приближенно формироваться мода (2).

Световое поле (2) при распространении сохраняет свою структуру и меняется только масштабно. Поперечное распределение интенсивности ГГ моды (2) представляет собой набор концентрических световых колец, радиусы которых удовлетворяют условию:

$$\rho_m = \sqrt{\frac{\alpha_m z \lambda}{\pi}}, \quad (5)$$

где α_m – постоянные, зависящие от номера кольца m и от номеров моды (γ, n) . Из (5) следует, что радиусы колец увеличиваются с ростом z как $z^{1/2}$. Из соотношения [13]:

$${}_1F_1\left(\frac{n+1+i\gamma}{2}, n+1, -ix\right) = \exp(-ix) {}_1F_1\left(\frac{n+1-i\gamma}{2}, n+1, ix\right)$$

следует, что фаза гипергеометрической функции равна $x/2$:

$$\arg\left\{{}_1F_1\left(\frac{n+1+i\gamma}{2}, n+1, -ix\right)\right\} = \frac{x}{2}. \text{ Интересно, что эта фаза не зависит от}$$

номеров моды (γ, n) . Тогда можно записать выражение для фазы ГГ-моды:

$$\arg\{E_{\gamma, n}(r, \varphi, z)\} = \frac{\gamma}{2} \ln \frac{z}{z_0} + n\varphi + \frac{kr^2}{4z} + \frac{\pi}{4}(3n-1), \quad (6)$$

где первое слагаемое имеет смысл фазы Гоу (Gouy).

2. РАСЧЕТ СИЛ

При моделировании формирования ГГ-моды использовалось преобразование Френеля:

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{\gamma, n}(r, \varphi, z) = & \frac{k}{2\pi iz} \exp\left(i \frac{k}{2z} r^2\right) \times \int_0^\infty \int_0^{2\pi} E_{\gamma, n}(\rho, \theta) \exp\left(i \frac{k}{2z} \rho^2\right) \times \\ & \times \exp\left[-i \frac{k}{z} r \rho \cos(\theta - \varphi)\right] \rho d\rho d\theta \end{aligned} \quad (7)$$

от входной функции $E_{\gamma, n}(\rho, \theta)$ (4).

Для расчета вращающей силы использовался метод расчета описанный в [6]. Сила рассчитывалась на наиболее ярком кольце гипергеометрической моды, для сферического микрообъекта с диаметром в половину ширины наиболее яркого кольца гипергеометрической моды.

При изменении параметра γ меняется поперечный размер гипергеометрического пучка. При этом если параметры n и γ имеют разные знаки, поперечный размер гипергеометрического пучка уменьшается, как это хорошо видно из рис.1.

На рис.1 показаны распределения интенсивности различных ГГ-моды с $n=3$ при различных параметрах γ , рассчитанные по формуле (7) на расстоянии $z=3500$ мм, а также фазы ДОЭ для формирования этих пучков. Число отсчетов – 512×512 .

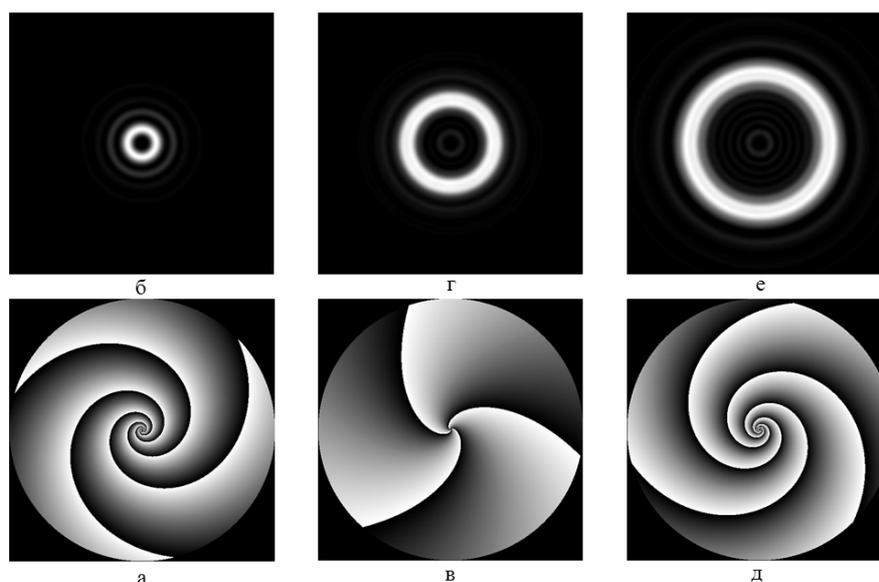


Рис. 1. Фазы ДОЭ и распределения интенсивности (б,г,е) гипергеометрических мод с одинаковым индексом $n=3$ и параметрами $\gamma=-8$ (а,б), $\gamma=2$ (в,г), $\gamma=8$ (д,е) на расстоянии $z=3500$ мм

Для гипергеометрических мод с параметром $n=3$, и параметром γ который менялся в интервале $[-10,10]$, была рассчитана сила действующая на микрообъект вдоль светового кольца. Для простоты сила нормировалась на значение силы для $\gamma=0$. На рис. 2 представлен график зависимости силы от параметра γ .

Как видно из рис.2 при $\gamma=-8$, сила превышает силу при $\gamma=0$ (простой оптический вихрь) в пять раз. И наоборот при $\gamma=8$ сила меньше, чем сила при $\gamma=0$ в шесть раз. Столь значительное изменение силы очевидно вызвано изменением поперечных размеров пучка. На рис.3 представлен график зависимости радиуса самого яркого кольца гипергеометрического пучка в зависимости от значения параметра γ . Радиус определен в безразмерных единицах, где за единицу принят радиус кольца при $\gamma=0$.

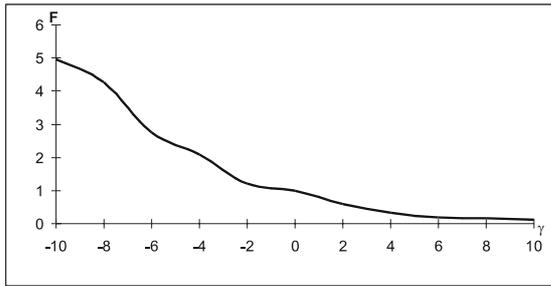


Рис.2. График зависимости силы, действующей на микрообъект в гипергеометрическом пучке с $n=3$, в зависимости от значения параметра γ

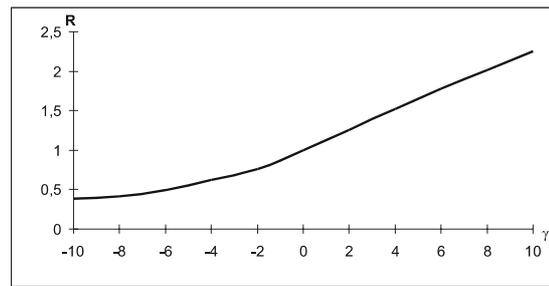


Рис.3. График зависимости радиуса наиболее яркого кольца гипергеометрического пучка с $n=3$, в зависимости от значения параметра γ

Из рис.3 видно, что при $\gamma=-8$ радиус уменьшается примерно в два с половиной раза по сравнению с радиусом при $\gamma=0$. Для $\gamma=8$ радиус увеличивается еще меньше, примерно в 2,2 раза. Т.е. изменение радиуса при изменении γ не столь велико, как изменение силы. В чем же причина более быстрого роста силы при увеличении отрицательного γ ? Сила действующая на микрообъект должна, очевидно, возрастать пропорционально интенсивности на кольце. Если же внимательно посмотреть на рис.1бде, то можно заметить, что кроме изменения радиуса кольца меняется его ширина. При этом ширина меняется примерно так же как радиус кольца, что хорошо видно из графика зависимости ширины кольца от значения параметра γ , для гипергеометрического пучка с $n=3$. Размер микрообъекта при расчете подбирался так, чтобы он целиком размещался внутри самого яркого кольца при любом γ .

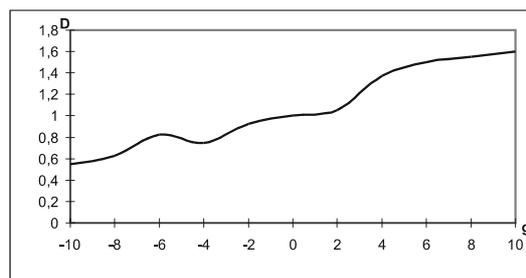


Рис.4. График зависимости ширины наиболее яркого кольца гипергеометрического пучка с $n=3$, в зависимости от значения параметра γ

Однако нельзя бесконечно уменьшать пучок за счет увеличения абсолютного значения отрицательного параметра γ . Начиная с некоторого значения γ , центральная часть фазового ДОЭ перестает правильно прописываться при заданном разрешении. Так при размерности 512×512 уже при

$\gamma=20$ центральная часть ДОЭ записывается с явными ошибками (рис.5а), при этом в пучке появляются дополнительные кольца по яркости сравнимые с центральным наиболее ярким кольцом.

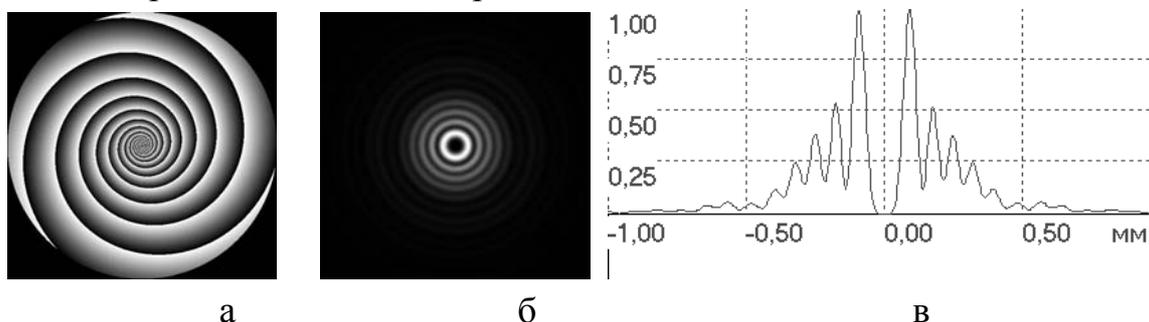


Рис. 5. Фаза ДОЭ (а) и распределение интенсивности (б) гипергеометрической моды с индексом $n=3$ и параметром $\gamma=-20$ на расстоянии $z=3500$ мм, центральное сечение распределения интенсивности (в)

При этом сила, действующая на микрообъект, существенно уменьшилась и составляет всего 1,2 от величины силы при $\gamma=0$. Однако, при увеличении размерности ДОЭ, возможно использование больших значений γ , т.к. при этом центральная часть гораздо лучше прописывается. Как видно из рис.6, в этом случае яркость дополнительных колец существенно уменьшается.

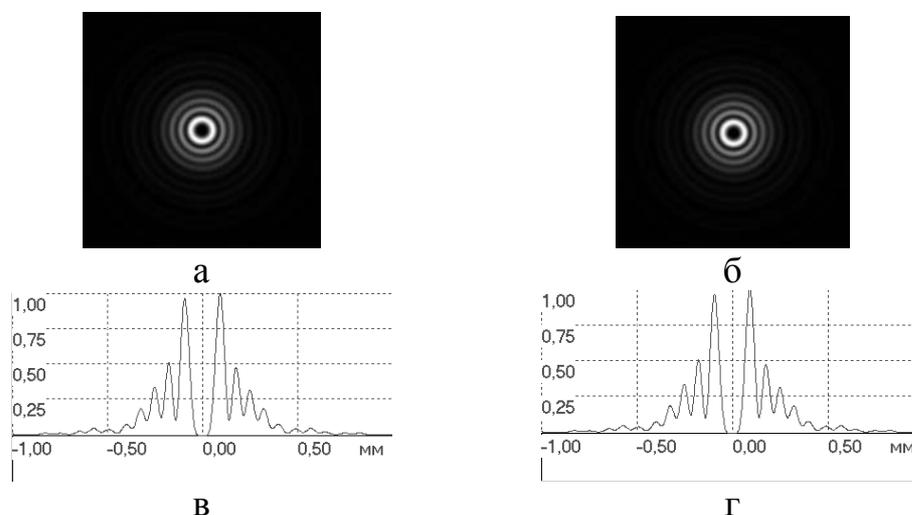


Рис. 6. Распределение интенсивности гипергеометрической моды с индексом $n=3$ и параметром $\gamma=-20$ на расстоянии $z=3500$ мм, при размерности ДОЭ 1024×1024 (а), при размерности ДОЭ 2048×2048 , соответствующие сечения распределения интенсивности (в,г).

На рис. 6а представлен пучок, сформированный ДОЭ с размерностью 1024×1024 , а на рис. 6б тот же пучок, сформированный ДОЭ с размерностью 2048×2048 .

Как видно из рис.бвг увеличение размерности ДОЭ от 1024 до 2048 уже не приводит к существенному уменьшению яркости дополнительных колец, следовательно увеличивать далее размерность ДОЭ бессмысленно.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведен расчет сил, действующих на микрообъекты в гипергеометрических световых пучках. Показано, что использование гипергеометрических пучков с отрицательными значениями параметра γ позволяет существенно увеличить силу, действующую на микрообъект вдоль светового кольца по сравнению с той же силой, действующей на микрообъект в простых оптических вихрях ($\gamma=0$) [7].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Miller W. Symmetry and Separation of Variables, Addison-Wesley Pub. Com., MA, 1977.
2. Durnin J., Miceli J.J., Eberly J.H. Diffraction-free beams // Phys. Rev. Lett., 1987. V.58, P. 1499–1501
3. Sigman E. Lasers. – University Science, Mill Valley, Calif, 1986
4. Котляр В.В., Скиданов Р.В., Хонина С.Н., Балалаев С.А. *Гипергеометрические моды* // Компьютерная оптика, 2006. Вып. 30. С. 16-22.
5. Kotlyar V.V., Skidanov R.V., Khonina S.N., Soifer V.A. *Hypergeometric modes* // Opt. Lett, 2007. V. 32, No. 7, April 1, P.742-744.
6. Скиданов Р.В. *Расчет силы взаимодействия светового пучка с микрочастицами произвольной формы* // Компьютерная оптика, 2005. Вып. 28, С.18-22.
7. Kotlyar V.V., Almazov A.A., Khonina S.N., Soifer V.A., Elfstrom H., Turunen J. *Generation of phase singularity through diffracting a plane or Gaussian beam by a spiral phase plate* // J. Opt. Soc. Am. A, 2005. V. 22. №. 5. P. 849-861.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ФОТОИНДУЦИРОВАННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА, НАВЕДЕННЫЕ В КРИСТАЛЛЕ $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ ИНФРАКРАСНЫМ И ВИДИМЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Д.О. Сивун, А.С. Акрестина

*Томский государственный университет систем управления
и радиоэлектроники (634050, г. Томск, пр. Ленина, 40)
e-mail: aka_83@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

Представлены результаты экспериментальных исследований влияния засветки ИК и видимым излучением на спектральные зависимости оптического поглощения в кристалле германата висмута. Для описания экспериментальных зависимостей использована модель, учитывающая как фотовозбуждение электронов в зону проводимости с глубоких донорных центров с нормальным законом распределения концентраций по энергии ионизации, так и внутрицентровые переходы.

1. ВВЕДЕНИЕ

Фоторефрактивные кристаллы класса силленитов, силикат висмута $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO), германат висмута $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ (BGO) и титанат висмута $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (BTO), применяемые в устройствах динамической голографии [1], являются чувствительными к облучению светом из видимой области и ближнего инфракрасного диапазона [2-3]. Принято считать, что изменение оптического поглощения связано с перезарядкой под действием света примесных и дефектных центров с различными сечениями фотоионизации. В отличие от кристаллов BTO, в которых фотохромный эффект проявляется при комнатных температурах [3], в кристаллах BSO и BGO фотоиндуцированные изменения поглощения ранее наблюдались при температурах $T \leq 150\text{K}$ [2].

В настоящей работе показано, что облучение импульсным ($\lambda = 1053$ нм) и непрерывным ($\lambda = 660$ нм) лазерным излучением нелегированного кристалла $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ приводит к заметным изменениям в спектральных зависимостях его оптического поглощения и при комнатной температуре.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

В экспериментах исследовался кристалл $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ толщиной $d = 1,3$ мм, вырезанный вдоль кристаллографического направления [100]. Фото-

индуцированные изменения оптического поглощения наводились лазерными импульсами с длиной волны 1053 нм, длительностью 10 нс, частотой следования 10 кГц и средней интенсивностью излучения ~ 2300 мВт/см², а также непрерывным лазерным излучением ($\lambda=660$ нм) с интенсивностью $\sim 25,5$ мВт/см². Спектры пропускания кристаллов $T(\lambda)$ регистрировались на спектрофотометре СФ-56 в диапазоне 400 – 900 нм с шагом 1 нм. Все эксперименты проводились при комнатной температуре.

Экспериментальные спектральные зависимости коэффициента поглощения $k(\lambda)$, измеренные для исходного состояния кристалла (кривая 1), после его облучения лазерными импульсами в течение 1 ч (кривая 2) и после облучения непрерывным лазерным излучением в течение 1 ч (кривая 3) представлены на рис. 1. Из них следует, что для кристалла $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ в спектральной области 400 – 900 нм облучение лазерными ИК импульсами ($\lambda = 1053$ нм) приводит к уменьшению коэффициента поглощения $k(\lambda)$ (рис. 1, кривая 2). Однако засветка непрерывным лазерным излучением из красной области спектра ($\lambda = 660$ нм) увеличивает поглощение кристалла ВГО во всем исследованном спектральном диапазоне (рис. 1, кривая 3).

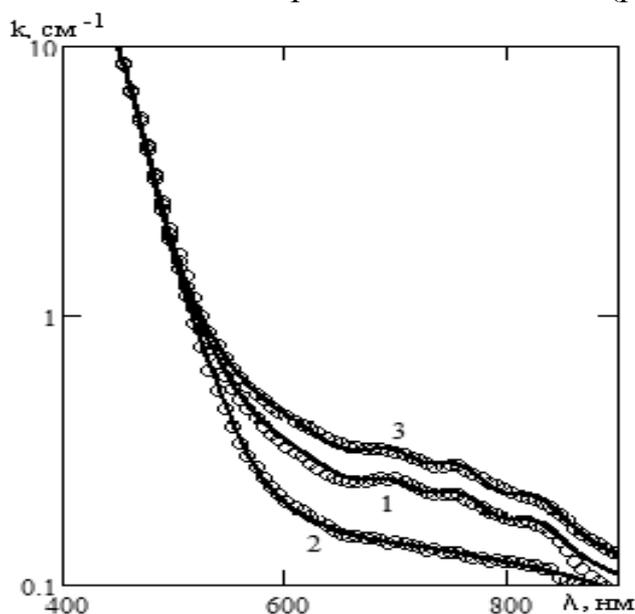


Рис. 1. Экспериментальные и расчетные спектральные зависимости коэффициента поглощения в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$: 1 – до облучения; 2 – после облучения лазерными импульсами ($\lambda = 1053$ нм); 3 - после облучения светом от непрерывного лазера ($\lambda = 660$ нм). Кружки – экспериментальные данные, сплошные линии – расчетные зависимости

Спектральная характеристика наведенных изменений в поглощении $\Delta k(\lambda)$, полученная вычитанием экспериментальных данных для зависимостей 1 и 2 (рис. 1) и соответствующие засветке излучением с $\lambda = 1053$ нм, представлены на рис. 2 зависимостью 1. Аналогичная операция над данными для зависимостей 3 и 1 (рис. 1), показанная на рис. 2 зависимостью 2, характеризует спектральную зависимость изменений $\Delta k(\lambda)$, индуцированных светом с $\lambda = 660$ нм. Характерно, что изменения в спектре поглощения $\Delta k(\lambda)$, вызванные как импульсным ИК, так и непрерывным красным излучением, имеют резонансный характер с максимумами при $\lambda_m = 560, 700, 755$ и 830 нм. Максимальные изменения оптического поглощения Δk_m , зафиксированные на длинах волн 560 и 700 нм, составили $\sim 0,15$ и $\sim 0,11$ см^{-1} при облучении светом с $\lambda = 1053$ нм, и $\sim 0,10$ и $\sim 0,07$ см^{-1} при облучении на длине волны 660 нм.

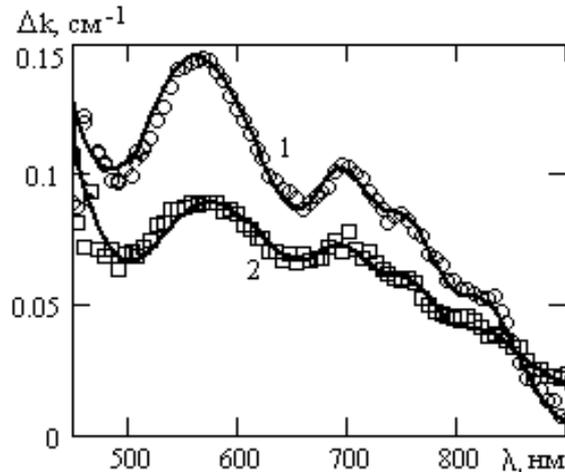


Рис. 2. Экспериментальные и расчетные спектральные зависимости наведенных изменений в поглощении в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$: 1 - после облучения лазерными импульсами ($\lambda = 1053$ нм); 2 – после облучения светом от непрерывного лазера ($\lambda = 660$ нм). Кружки – экспериментальные данные, сплошные линии – расчетные зависимости

Для аппроксимации наблюдаемых в кристалле ВГО спектральных зависимостей $k(\lambda)$ мы предположили, что вклад в примесное поглощение дает как фотовозбуждение электронов в зону проводимости с глубоких донорных центров с нормальным законом распределения концентраций по энергии ионизации [3], так и внутрицентровые переходы [4]. Представленные на рис. 1 расчетные зависимости (сплошные кривые) учитывают пять внутрицентровых переходов со спектральными характеристиками в виде

функций Гаусса с максимумами при энергиях кванта, равных 1,50; 1,63; 1,77; 2,21 и 2,41 эВ. Для переходов электронов в зону проводимости в рамках модели [3] были учтены пять глубоких донорных центров со средними энергиями ионизации 1,22; 1,60; 1,91; 2,26 и 2,70 эВ.

Расчеты показывают, что ИК излучение с энергией кванта $\sim 1,17$ эВ переводит большинство структурных дефектов в кристалле ВГО в состояние, из которого внутрицентровые переходы, инициируемые квантами с энергией, близкой к 1,50; 1,63; 1,77 и 2,21 эВ, становятся невозможными. В результате кристалл просветляется в спектральной области от 500 нм до ближнего ИК диапазона (см. зависимость 2 на рис. 1). Красное излучение с энергией кванта $\sim 1,88$ эВ приводит к увеличению заполнения электронами центров с энергией 1,22; 1,6 и 1,91 эВ, а также увеличивает вклад в примесное поглощение внутрицентровых переходов с энергиями кванта, равными 1,5; 1,63; 1,77 и 2,21 эВ. Это приводит к увеличению коэффициента поглощения во всем исследованном спектральном диапазоне (см. зависимость 3 на рис. 1).

Наблюдаемые в кристалле ВГО изменения в поглощении $\Delta k(\lambda)$, наведенных ИК излучением с длиной волны 1053 и видимым светом с длиной волны 660 нм, имеющие резонансный характер и связанные с внутрицентровыми переходами для некоторого структурного дефекта [4], удовлетворительно описываются совокупностью четырех кривых Гаусса с максимумами на длинах волн 560, 700, 755 и 830 нм (рис. 2, сплошные линии):

$$\Delta k(\lambda) = \sum_{m=1}^4 \Delta k_m \exp\left(\frac{-(\lambda_m - \lambda)^2}{\Delta \lambda_m^2}\right), \quad (1)$$

где λ_m и $\Delta \lambda_m$ соответствуют параметрам нормального распределения для центров m -типа, а Δk_m определяет изменения в поглощении при $\lambda = \lambda_m$.

Таким образом, облучение кристаллов ВГО излучением из ближней ИК и красной области спектра позволило обнаружить резонансный характер наведенных изменений в спектре примесного оптического поглощения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 08-02-99023-р_офи) и программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2009-2010 годы)». Авторы благодарят Каргина Ю.Ф. за предоставление кристалла $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, а также 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. Малиновский В.К., Гудаев О.А., Гусев В.А., Деменко С.И. Фотоиндуцированные явления в силленитах. – Новосибирск: Наука, 1990. 160 с.
3. Толстик А.Л., Матусевич А.Ю., Кистенева М.Г. и др. // Квантовая электроника, 2007. Т. 37. № 11. С. 1027-1032.
4. 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.

СЕКЦИЯ АСПИРАНТОВ И МОЛОДЫХ СПЕЦИАЛИСТОВ

**ФОТО- И ТЕРМОИНДУЦИРОВАННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ
В СПЕКТРЕ ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ КРИСТАЛЛОВ
СИЛИКАТА ВИСМУТА**

А.С. Акрестина, Д.О. Сивун, Е.С. Гриднева

*Томский государственный университет систем управления и
радиоэлектроники (634050, г. Томск, пр. Ленина, 40)
e-mail: aka_83@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

Представлены результаты экспериментальных исследований влияния температурного отжига на спектральные зависимости оптического поглощения в нелегированных кристаллах силиката висмута. Аппроксимация спектральных зависимостей, проведенная с учетом процессов фотовозбуждения электронов в зону проводимости с глубоких доноров и внутрицентровых переходов, показала, что наблюдаемое просветление кристалла после термического отжига связано с уменьшением вклада в примесное поглощение внутрицентровых переходов.

1. ВВЕДЕНИЕ

Облучение кристаллов силиката висмута $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO) светом из ближней УФ-области и изменение температуры приводит к перезарядке дефектных центров с различными энергиями фотоионизации, вследствие чего может происходить обратимое изменение их фоторефрактивных параметров [1,2]. В работе [1] экспериментально продемонстрировано, что засветка кристаллов силиката висмута $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ излучением из ближнего ИК-диапазона при комнатных температурах приводит к обратимому уменьшению оптического поглощения в четырех широких полосах с максимумами при 570, 700, 760 и 830 нм. Пики на спектральной зависимости поглощения с близкими положениями максимумов наблюдались в активированных висмутом стеклах, используемых в волоконно-оптических лазерах ближнего ИК-диапазона [3].

В настоящей работе представлены результаты экспериментов, демонстрирующих, что отжиг нелегированных кристаллов BSO в воздушной ат-

мосфере при температурах $\sim 300^\circ\text{C}$ приводит к изменениям в спектре их оптического поглощения, подобным наблюдаемым в работе [1] при ИК-облучении. Проведенная аппроксимация спектральных зависимостей с учетом как фотовозбуждения электронов в зону проводимости с глубоких доноров, так и внутрицентровых переходов, показала, что уменьшение оптического поглощения BSO после термического отжига связано с уменьшением вклада в примесное поглощение внутрицентровых переходов.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

В экспериментах исследовались нелегированные образцы BSO, выращенные методом Чохральского и имеющие толщину 1,2 мм и 2,9 мм вдоль кристаллографического направления [100]. Спектральные зависимости оптического пропускания кристаллов регистрировались с помощью спектрофотометра Genesys 2 в диапазоне 450-900 нм с шагом 1 нм. В ходе эксперимента кристалл толщиной 2,9 мм подвергался нагреву до фиксированной температуры T_m (от 230 до 375°C), выдерживался при этой температуре от 10 до 60 минут. Кристалл толщиной 1,2 мм нагревался до температуры $T_m = 330^\circ\text{C}$, выдерживался при этой температуре 60 минут. Кристаллы охлаждались естественным образом до комнатной температуры в течение 90 минут. Затем они подвергались воздействию излучения от твердотельного лазера с удвоением частоты (532 нм, $\sim 0,2 \text{ Вт/см}^2$) или от полупроводникового лазера (660 нм, $\sim 0,015 \text{ Вт/см}^2$) в течение не менее 30 минут.

Эксперименты показали, что отжиг при температурах от 230°C до 375°C приводит к уменьшению оптического поглощения в диапазоне длин волн от 450 до 860 нм в каждом из двух исследованных кристаллов BSO. Характерные спектральные зависимости коэффициента поглощения $k(\lambda)$ представлены на рис. 1, а для кристалла среза (100), имеющего толщину 2,9 мм. Здесь кривая 1 соответствует поглощению кристалла для исходного состояния, а кривые 2 и 3 показывают спектральные зависимости $k(\lambda)$ после температурного отжига в течение 30 минут при температурах 300°C и 330°C , соответственно.

Спектральные зависимости изменений в поглощении $\Delta k(\lambda)$, полученные вычитанием коэффициентов поглощения для кристалла среза (100), имеющего толщину 2,9 мм, до и после температурного воздействия, представлены на рис. 1, б. Подобные изменения в спектре оптического поглощения $\Delta k(\lambda)$ наблюдались и в образце BSO с толщиной 1,2 мм.

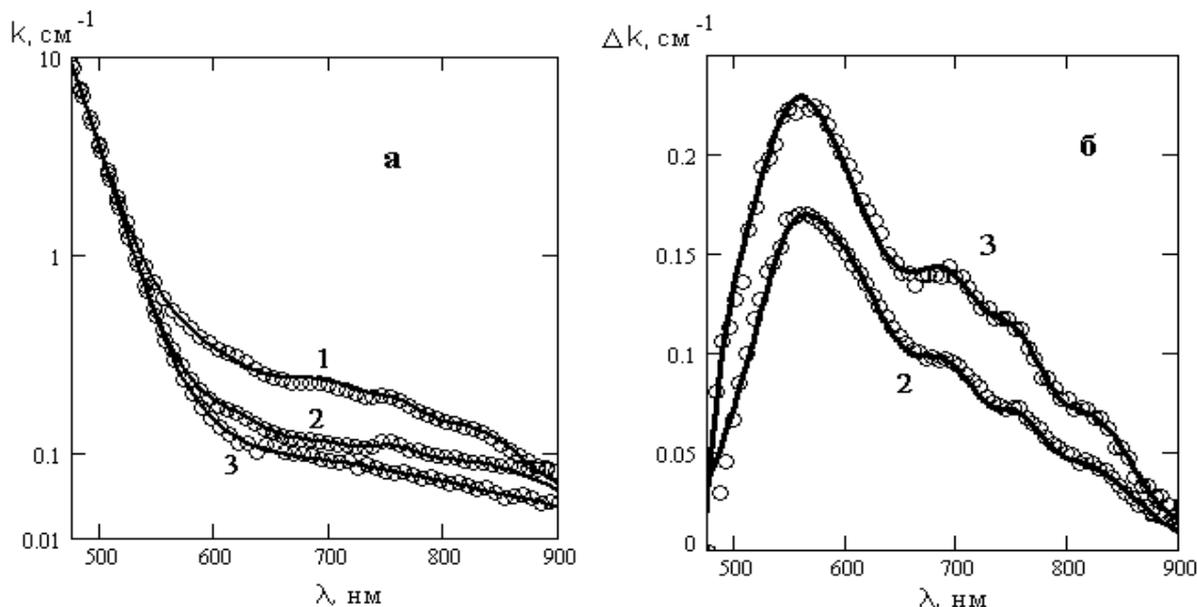


Рис.1. Экспериментальные и расчетные спектральные зависимости коэффициента поглощения (а) и наведенных изменений в поглощении в кристалле $Bi_{12}SiO_{20}$: 1 – до отжига, 2, 3 - после температурного отжига при температуре 300 и 330°C, соответственно. Кружки – эксперимент, сплошные линии – расчетные зависимости.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Спектральные зависимости $\Delta k(\lambda)$, представленные на рис. 1, б, демонстрируют резонансный характер изменений, вызванных температурным отжигом. В спектре наведенных изменений $\Delta k(\lambda)$ для кристалла BSO толщиной 2,9 мм, полученных после отжига при 300 и 330°C, можно выделить четыре широкие перекрывающиеся полосы с максимумами при $\lambda_m = 560, 690, 750$ и 820 нм (кривые 2 и 3 на рис.1(б)). Максимальные изменения оптического поглощения Δk_m в образце BSO толщиной 2,9 мм наблюдались после отжига при температуре $T_m = 330^\circ\text{C}$; на длинах волн 560 и 690 нм они составили $\sim 0,23$ и $\sim 0,14 \text{ см}^{-1}$ при значениях коэффициента поглощения до отжига, равных $0,56$ и $0,23 \text{ см}^{-1}$, соответственно. Такие же полосы с близкими положениями максимумов при $\lambda_m = 575, 700, 750$ и 820 нм были зафиксированы в спектре наведенных изменений оптического поглощения в кристалле BSO толщиной 1,2 мм после отжига при температуре $T_m = 330^\circ\text{C}$. Для этого кристалла изменения Δk_m , измеренные на длинах волн 575 и 700 нм после отжига, составили $\sim 0,25$ и $\sim 0,16 \text{ см}^{-1}$ при значениях коэффициента поглощения до отжига, равных $0,65$ и $0,31 \text{ см}^{-1}$, соответственно.

Дальнейшая засветка кристаллов лазерным излучением на длинах волн 532 и 660 нм приводила к возвращению спектра оптического поглощения к исходному состоянию, наблюдаемому до его температурного отжига.

Уменьшение оптического поглощения с характерной резонансной формой спектра наведенных изменений, подобной $\Delta k(\lambda)$, приведенной на рис.1, были получены нами после температурного отжига и для кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Al}$ и $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$. Для $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Al}$ в спектре наведенных изменений наблюдались четыре полосы с максимумами при $\lambda_m = 540, 680, 750$ и 820 нм, а для $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ в спектре $\Delta k(\lambda)$ были зафиксированы три полосы с максимумами при $\lambda_m = 560, 690$ и 820 нм.

Можно предположить, что резонансный характер примесного поглощения может быть связан с внутрицентровыми переходами для некоторого структурного дефекта. Поэтому аппроксимация наблюдаемых в кристаллах BSO спектральных зависимостей $k(\lambda)$ проводилась в рамках модели, предполагающей вклад в примесное поглощение как переходов электронов в зону проводимости с глубоких донорных центров с нормальным законом распределения концентраций по энергии ионизации [4], так и внутрицентровых переходов [1].

Для кристаллов BSO толщиной 2,9 и 1,2 мм в расчетах учитывались пять переходов с донорных центров со средними энергиями ионизации 1,22; 1,60; 1,91; 2,16 и 2,70 эВ, а также пять внутрицентровых переходов со спектральными характеристиками в виде функций Гаусса,

$$\Delta k(\lambda) = \sum_{m=1}^5 \Delta k_m \exp\left(\frac{-(\lambda_m - \lambda)^2}{\Delta \lambda_m^2}\right), \quad (1)$$

с максимумами на длинах волн $\lambda_m = 826, 756, 700, 570$ и 515 нм. Этим максимумам соответствует поглощение фотонов с энергиями 1,50; 1,64; 1,77; 2,18 и 2,41 эВ. Расчетные спектральные зависимости $k(\lambda)$ и $\Delta k(\lambda)$ в рамках данной модели для кристалла BSO толщиной 2,9 мм представлены на рис. 1 (сплошные кривые).

Расчеты показывают, что с увеличением температуры отжига до 300°C вклад внутрицентровых переходов в поглощение уменьшается, а отжиг при $T_m = 330^\circ\text{C}$ переводит большинство структурных дефектов в обоих исследованных кристаллах BSO в состояние, из которого внутрицентровые переходы, инициируемые квантами с энергией, близкой к 1,50; 1,64; 1,77 и 2,18 эВ, становятся невозможными. С ростом температуры от-

жига, как показывают проведенные расчеты, уменьшается также заполнение электронами глубоких донорных центров с энергией 1,6 и 1,91 эВ. Это приводит к просветлению данных кристаллов во всем исследованном диапазоне длин волн. Характерно, что его температурный отжиг не приводил к исчезновению вклада в поглощение для внутрицентрового перехода, вызываемого квантами с энергией, близкой к 2,41 эВ.

Таким образом, температурный отжиг кристаллов силиката висмута приводит, как и засветка излучением из ближнего ИК-диапазона [1], к уменьшению вклада в примесное поглощение переходов, имеющих резонансный характер. Такие переходы могут быть обусловлены структурными дефектами кристалла, связанными с ионами висмута, так как подобные эффекты наблюдаются и для кристаллов $Bi_{12}TiO_{20}:Al$ и $Bi_{12}GeO_{20}$.

Работа выполнена при поддержке программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2009-2010 годы)». Авторы благодарят Ю.Ф. Каргина за предоставление кристаллов BSO и $Bi_{12}TiO_{20}:Al$, а также С.М. Шандарова и М.Г. Кистеневу за постановку задачи и полезные консультации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Shandarov S.M., Kisteneva M.G., Akrestina A.S., Sivun D.O., Smirnov S.V., Kargin Yu.F., Tolstik A.L. *Photoinduced changes of the optical absorption in $Bi_{12}SiO_{20}$ crystals exposed by near-IR laser radiation*. Photorefractive materials, effects, and devices – control of light and matter. Proceedings of topical meeting. Bad Honnef, Germany. 2009. P.1-36.
2. Shandarov S., Polyakova L., Mandel A., Kisteneva M., Vidal J., Kargin Y., and Egorysheva A. *Temperature dependences of optical absorption and its light-induced changes in sillenite crystals*. Proc. SPIE, 6595, 2007, P.124.
3. Булатов Л.И., Двойрин В.В., Машинский В.М., Дианов Е.М., Сухоруков А.П., Умников А.А., Гурьянов А.Н. *Поглощение и рассеяние в волоконных световодах, активированных висмутом*. Известия РАН. Серия физическая, 72, №1, 2008, С.110-114.
4. Толстик А.Л., Матусевич А.Ю., Кистенева М.Г., Шандаров С.М., Иткин С.И., Мандель А.Е., Каргин Ю.Ф., Кульчин Ю.Н., Ромашко Р.В. *Спектральная зависимость фотоиндуцированного поглощения, наведенного в кристалле $Bi_{12}TiO_{20}$ импульсным излучением с длиной волны 532 нм*. Квантовая электроника, 37, №11, 2007, С.1027-1032.

ЯВЛЕНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ ДИСКРЕТНЫХ КАПЕЛЬ В ТОНКИХ СЛОЯХ НЕМАТИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА ПОД ДЕЙСТВИЕМ МОДУЛИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Я.Б. Музыченко, М.Г. Томилин

*СпбГУИТМО (197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., д. 49)
e-mail: myb@rambler.ru*

АННОТАЦИЯ

Исследовано взаимодействие тонких слоев нематического жидкого кристалла (НЖК) с поверхностью фрактальной дифракционной решетки под действием маломощного неполяризованного излучения в видимом диапазоне длин волн. Обнаружено новое явление формирования в тонких слоях НЖК, наносимых в виде свободно стоящих сплошных пленок на поверхность фрактальных дифракционных решеток, упорядоченной структуры дискретных капель различного диаметра. Предложена физическая модель, объясняющая обнаруженное явление с позиций локального изменения вязкости слоя НЖК.

1. ВВЕДЕНИЕ

Жидкие кристаллы нашли широкое применение в изготовлении дисплеев. За последнее десятилетие выполнен ряд работ по применению НЖК для изучения свойств поверхности различных материалов [1]. Тонкие слои НЖК можно рассматривать как уникальные регистрирующие среды, позволяющие визуализировать структурные неоднородности поверхностей, дефекты микрорельефа и двумерные распределения слабых электрических, магнитных, тепловых и других невидимых полей. Метод основан на локальной переориентации оптически анизотропных молекул НЖК в зоне неоднородностей, которые наблюдаются в поляризационный микроскоп [2].

Фрактальные структуры, образующиеся путем бесконечных итераций, давно привлекают внимание ученых, в том числе и оптиков. Фрактальные дифракционные решетки обладают рядом особенностей по сравнению с традиционными пространственными фильтрами. Излучение, прошедшее через фрактальный объект, также как и сам объект, обладает свойствами самоподобия. При этом интенсивность высоких пространственных частот,

отвечающих мельчайшим деталям объекта, вносит существенный вклад в суммарную интенсивность дифракционной картины [3,4].

В данной работе приведены результаты экспериментов по изучению взаимодействия тонких слоев НЖК с поверхностью фрактальной дифракционной решетки. Обнаружено, что под воздействием маломощного неполяризованного излучения в видимом диапазоне длин волн, прошедшего через фрактальный объект, в тонких слоях НЖК формируются дискретные капли различного диаметра. Показано, что взаимодействие НЖК с поверхностью фрактальной дифракционной решетки, существенно влияет на явление смачивания-несмачивания поверхности жидким кристаллом в нематической фазе.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

2.1. Описание эксперимента

В эксперименте были использованы фрактальные дифракционные решетки, представляющие собой плоскопараллельные пластины толщиной 3 мм, изготовленные из оптического стекла К8. На поверхности пластин методами прецизионной фотолитографии и травления создавалось фрактальное изображение из пленки хрома, имеющее несколько порядков фрактализации. Минимальная ширина щели в изображении дифракционной решетки составляла 1 мкм. Примеры фрактальных изображений, создаваемых на поверхности стекла, приведены на рис.1.

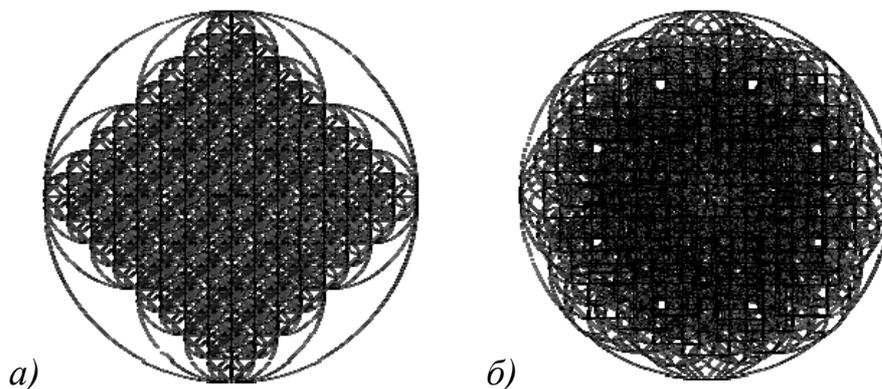


Рис. 1. Примеры фрактальных изображений, создаваемых на поверхности стеклянной пластины пленкой хрома.

На обратную поверхность стеклянной пластины, не содержащей хромовой пленки, наносился тонкий слой нематического жидкого кристалла. В экспериментах использовалась смесь МББА (n'-метоксибензилиден-n-бутиланилин), обладающая мезофазой при комнатной температуре. Во

всех экспериментах НЖК переводился в изотропную фазу, после чего наносился тонким слоем на исследуемую поверхность и охлаждался до комнатной температуры. В этом случае, ориентация молекул НЖК определялась только условиями их взаимодействия с поверхностью, а не методом нанесения слоя. Наблюдения проводились при многократном нанесении и снятии слоя нематика. Возникающие структуры в НЖК наблюдались в поляризационный микроскоп и регистрировались цифровыми методами.

2.2. Результаты эксперимента

При нанесении НЖК на поверхность обычной стеклянной пластины, изготовленной из оптического стекла К8 и не содержащей решетки, образуется сплошной слой нематика (рис. 2).



Рис. 2. Тонкий слой НЖК на стеклянной пластине в отсутствии фрактального рисунка

При нанесении НЖК на обратную поверхность фрактальной решетки, изготовленной из того же материала, возникает регулярная структура дискретных капель различного диаметра в слое НЖК (рис.3). Формирование капель на поверхности решетки происходит мгновенно. Существует корреляция в двумерном распределении капель и их размеров с конфигурацией криволинейной дифракционной решетки (рис. 3а). При удалении НЖК с поверхности, ее очистки и повторного нанесения НЖК, характер дискретности и размеров капель не изменяется по сравнению с предыдущим.

При взаимодействии НЖК со всеми типами дифракционных решеток наблюдаются краевые эффекты, состоящие в образовании на границе зоны НЖК капель, размеры которых существенно больше размеров капель в центральной зоне (рис. 3б). В отдельных каплях помимо мезофазы обнаружены изотропная и кристаллическая фазы, наблюдаемые одновременно при постоянной (комнатной) температуре и давлении. Идентификация изо-

тропной фазы осуществлялась наблюдением в поляризационный микроскоп по исчезновению явления двулучепреломления. Идентификация кристаллической фазы осуществлялось по возможности ее механического перемещения иглой.

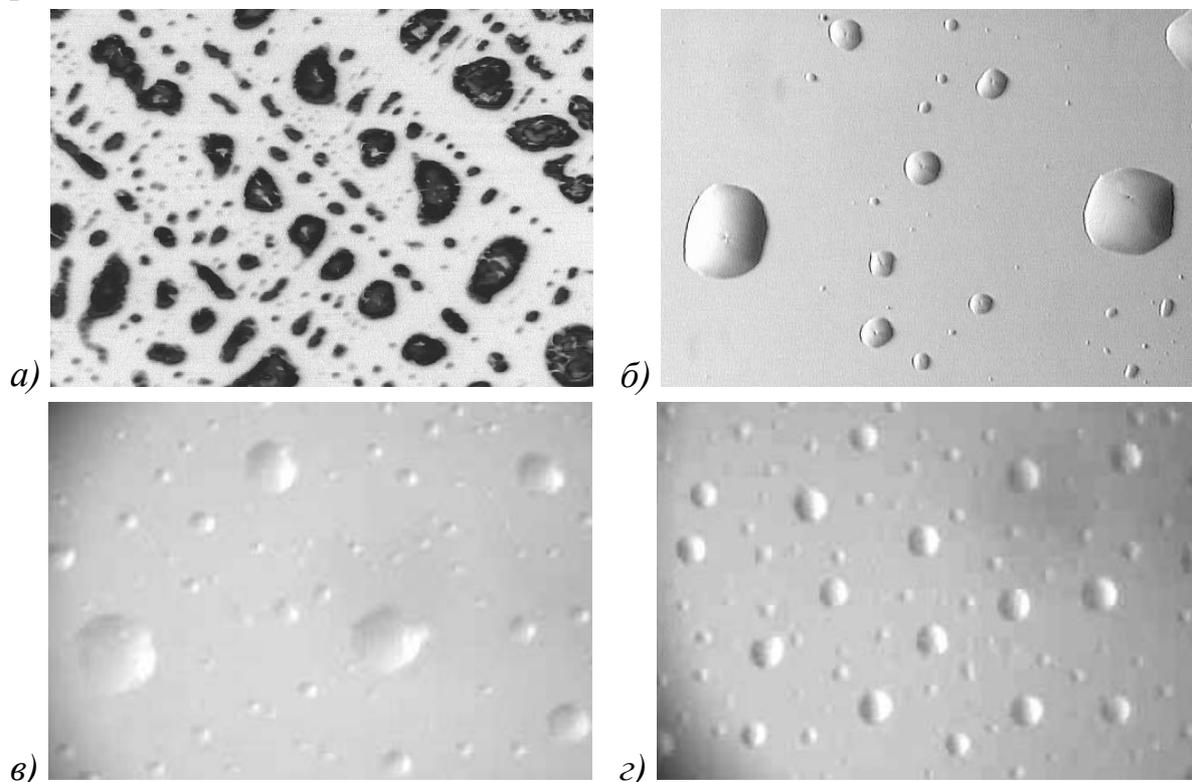


Рис.3. Структура дискретных капель НЖК на поверхности фрактальной решетки при воздействии излучения: а) капли геометрически неидеальной формы образуют структуры в двух взаимно перпендикулярных направлениях; б) формирование капель на границе раздела нанесения НЖК; в), г) формирование регулярной структуры капель круглой формы различного диаметра

При воздействии ИК излучения при прочих неизменных условиях проведения эксперимента процесс формирования дискретных капель происходил более динамично.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА

Возникновение упорядоченной структуры капель НЖК на поверхности решетки и явление смачивания-несмачивания нематиком поверхности стекла может быть связано с воздействием излучения оптического диапазона через фрактальную дифракционную решетку сложной топологии с криволинейной конфигурацией щелей. За плоскостью решетки происходит дифракция излучения от внешних источников в ближней и дальней зонах,

в результате чего возникают дифракционные максимумы и минимумы. Моделирование оптической дифракции на исследуемых фрактальных объектах в этих зонах свидетельствует о возникновении сложной системы максимумов и минимумов излучения. На рис.4 приведены дифракционные картины от фрактальных объектов, изображения которых приведены на рис.1, в ближней (а, б) и дальней (в, г) зонах.

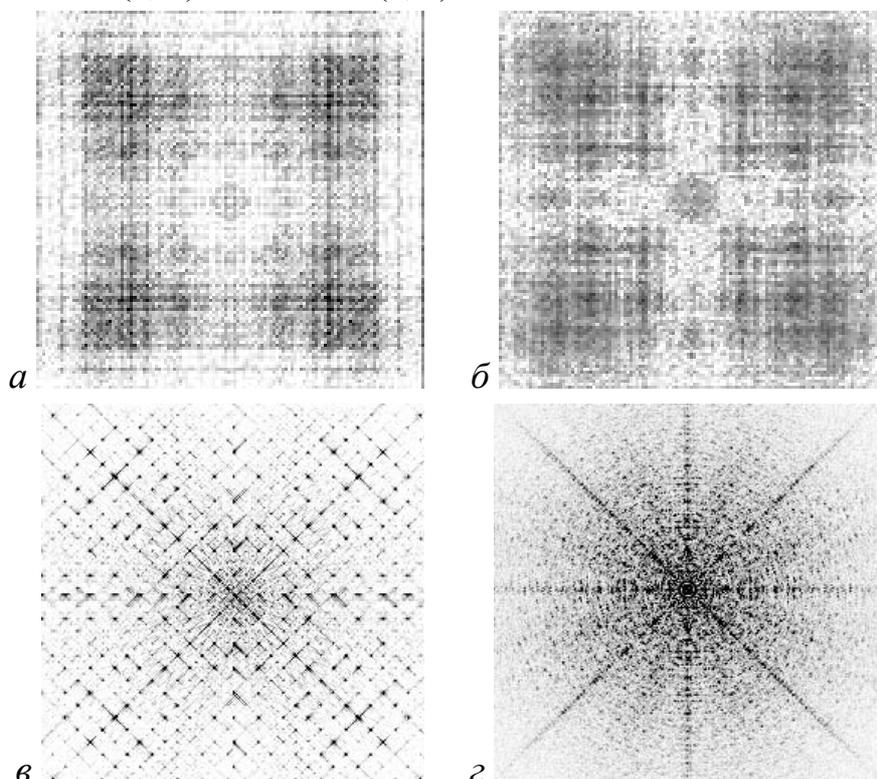


Рис.4. Расчетные картины дифракции в ближней (а, б) и дальней (в, г) зонах от исследуемых фрактальных объектов (негативные изображения): а, в – дифракционные картины от объекта, изображенного на рис. 1а; б, г – картины, соответствующие рис. 1б

Сложная конфигурация щелей приводит к формированию фрактальных пучков излучения, формирующих дифракционные максимумы [5]. Картина проекции дифракционных максимумов на плоскость их регистрации существенно зависит от расстояния этой плоскости от плоскости решетки. При изменении этого расстояния картина распределения интенсивности излучения в дифракционных максимумах будет изменяться. Таким образом, фрактальная дифракционная решетка по своим функциям напоминает линзовый растр, микролинзы которого имеют различные световые диаметры и фокусные расстояния.

Формирование дискретных капель в слое НЖК вызвано воздействием дифракционных максимумов внешнего излучения. Локальное энергетическое воздействие вызывает локальное изменение температуры в слое НЖК, что объясняет уникальное существование одновременно трех различных фаз: твердокристаллической, изотропной фаз и мезофазы. Сложное распределение максимумов-минимумов локально изменяет двумерное распределение вязкости. В локальной области малой вязкости НЖК происходит разрыв сплошного слоя и наблюдается натекание дискретных капель, причем упорядоченность распределения и размеров капель определяется воздействием излучения, дифрагировавшем на фрактальном объекте.

В зависимости от конфигурации решетки и ее расстояния от плоскости регистрации интенсивность дифракционных максимумов условно разделим на сильную и слабую. При сильной интенсивности, отвечающей случаю фокусировки излучения на малую площадь, происходит резкое уменьшение вязкости и локальный переход НЖК в изотропную фазу. При слабой интенсивности, отвечающей случаю фокусировки на большую площадь слоя НЖК, наблюдаются локальные структурные изменения, но сплошность слоя сохраняется. Неидеальная геометрическая форма некоторых формирующихся капель может быть связана с несовершенством поверхности решетки.

В ряде случаев в зону больших по площади дифракционных максимумов попадает несколько мелких максимумов с большей пространственной частотой. При наличии в плоскости регистрации нескольких максимумов происходит суммирование амплитуд в каждой точке, а интенсивность результирующего излучения определяется как квадрат модуля ее комплексной амплитуды. Суммирование максимумов нарушает условия сцепления молекул в слое, что приводит к распаду капли на несколько мелких. Полученные результаты представляют интерес для нового направления изучения явлений смачивания-несмачивания в ЖК с позиций фазовых переходов [6, 7].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обнаруженные явления взаимодействия тонкого слоя НЖК с поверхностью фрактальных дифракционных решеток, состоящие в образовании дискретных капель разного размера и различных фаз при постоянных температуре и давлении, можно объяснить воздействием на нематик дифрак-

ционных максимумов и минимумов излучений. Согласно предложенной физической модели, фрактальная решетка преобразует однородное внешнее излучение в широкополосное распределение дифракционных максимумов и минимумов интенсивности, вызывающее двумерное распределение вязкости НЖК. В случае малой вязкости происходит разрыв сплошного слоя НЖК, в результате чего происходит формирование регулярной структуры дискретных капель.

Изучение взаимодействия НЖК с поверхностью фрактальной решетки может быть использовано для проведения сравнительного анализа одновременно существующих различных фаз НЖК и определения количественных энергетических характеристик излучения, вызывающего фазовый переход.

Авторы статьи выражают благодарность Серову И.Н за предоставленные фрактальные дифракционные решетки, используемые в экспериментах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Томилин М.Г. Взаимодействие жидких кристаллов с поверхностью. СПб.: Политехника, 2001, 325с.
2. Томилин М.Г. Новый поляризационно-оптический микроскоп на основе жидкокристаллического пространственно-временного модулятора света и его применения. СПб.: СПбГУИТМО, 2009, 117с.
3. Зинчик А.А., Музыченко Я.Б., Смирнов А.В., Стафеев С.К. *Расчет фрактальной размерности регулярных фракталов по картине дифракции в дальней зоне.*// Научно-технический вестник СПбГУИТМО, 2009, №2, С.17-24.
4. Hou B., Xu G., Wen W., Wong G. *Diffraction by an optical fractal grating*// Appl. Phys. Lett., 2004, V. 85, No. 25, P. 6125-6127.
5. Melnikov G.S., *Gnosology of fractality – fractal optics*// Proc. SPIE, 1997, V. 3010, P. 58-68.
6. Teletzke G.F., Scriven L.E., Davis H.T. *Wetting transition* // J. Chem. Phys. – 1982, V. 77, № 11, P. 5791-5798.
7. Sluckin T.J., Ponierowierski A. *Novel surface transition in NLCs: wetting and Kosterlitz-Thouless transition* // Phys. Rev. Lett., 1985, V. 55, P. 2907-2910.

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ, МОДЕЛИРУЮЩЕЙ ПЕРЕХОД К ХАОСУ В ЛАЗЕРЕ ЧЕРЕЗ РАЗРУШЕНИЕ ДВУМЕРНОГО ТОРА

А.А. Кренц

*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

(443086 Россия, г. Самара, Московское шоссе, 34)

E-mail: krenz86@mail.ru

АННОТАЦИЯ

С помощью упрощенной системы уравнений Максвелла-Блоха (с адиабатически исключенной поляризацией) исследованы процессы, происходящие в поперечном сечении световой волны, распространяющейся в широкоапертурном лазере с отстройкой частоты генерации. Показано, что в исследуемой модели переход к хаотическому режиму, при изменении скорости распространения волны поперек апертуры, осуществляется через бифуркации удвоения эргодического двумерного тора. Предложен вид зависимости комплексной амплитуды светового поля от автомодельной переменной, хорошо аппроксимирующий построенные фазовые портреты. Найден сдвиг частоты генерации. Получен спектр ляпуновских характеристических показателей, установлено, что в точках бифуркации рождается структурно неустойчивый трехмерный тор, который порождает устойчивый удвоенный эргодический тор.

1. ВВЕДЕНИЕ

Лазер – это сложная нелинейная система, экспериментальное исследование которой показывает, что в лазерном резонаторе возможен переход от стационарных поперечных картин к периодическим, квазипериодическим и хаотическим картинам. 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 продоль-

ной 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.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ. ЛИНЕЙНЫЙ АНАЛИЗ УСТОЙЧИВОСТИ

В настоящей работе наблюдаемые эффекты моделируются с помощью системы уравнений Максвелла - Блоха с адиабатически исключенной поляризацией и отстройкой частоты:

$$\frac{\partial E}{\partial t} - i \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \frac{\nu}{2} \left(\frac{N}{1 + \Delta_0^2} - 1 \right) (E - iE\Delta_0), \quad \frac{\partial N}{\partial t} = N_{un} - N \left(1 + \frac{J}{1 + \Delta_0^2} \right). \quad (1)$$

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 АС, обезразмеренная на полуширину линии усиления; T_p – время релаксации поляризации; $J = |E|^2$, $N_{un} = g_{un} / g_t$, g_{un} – ненасыщенный коэффициент усиления на частоте ω_0 .

Будем искать решение системы уравнений (1) в автомодельном виде в виде бегущих с постоянной скоростью волн. Для этого используем автомодельную замену 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.

Линейный анализ показал, что если частотная отстройка $\Delta_0 < 0$, то при $\beta > \beta_{cr} = \left[-(1 + I_{st})\Delta_0 / \left((1 + I_{st})^2 + \Delta_0^2 \nu I_{st} \right) \right]^{\frac{1}{2}}$, $I_{st} = J_{st} / (1 + \Delta_0^2)$ режим однородной стационарной генерации оказывается неустойчивым. При $\beta = \beta_{cr}$ происходит бифуркация Андронова-Хопфа, в результате чего рождается семейство периодических волн интенсивности малой амплитуды, параметризованных при помощи β . В точке бифуркации значение частоты модуляции интенсивности соответствует $\omega_{bif} = \sqrt{N_{un}^2 + \Delta_0^2 \nu I_{st}} / |\Delta_0|$

3. ДИНАМИКА ЛАЗЕРНОЙ СИСТЕМЫ ПРИ $\beta > \beta_{cr}$

В работе [3] исследовалась динамика системы в зависимости от значения управляющего параметра $\varepsilon = (\beta - \beta_{cr}) / \beta_{cr}$. Показано, что при $\varepsilon > 0$ появляются установившиеся квазипериодические колебания. При малых значениях управляющего параметра любые малые отклонения от положения равновесия притягиваются к аттрактору, который представляет собой двумерный эргодический тор. Показано что во временном спектре решений присутствуют две независимые частоты ω – частота модуляции интенсивности и Ω – сдвиг частоты генерации. При дальнейшем увеличении управляющего параметра происходит каскад бифуркаций удвоения периода тора, приводящий к хаотическому режиму. Установлено, что в точках бифуркаций рождается структурно неустойчивый трехмерный тор, который, разрушаясь, порождает устойчивый удвоенный двумерный тор.

Фазовые портреты, структура сечений Пуанкаре и спектр решений представлены на рисунке 1.

Исследуемый в работе аттрактор вложен в пространство размерности $n = 5$, поэтому представить на рисунке можно только проекции аттрактора. Структура сечений Пуанкаре для различных значений управляющего параметра в плоскости $(N, \frac{dE'}{d\xi})$ представлены на рисунке 2.

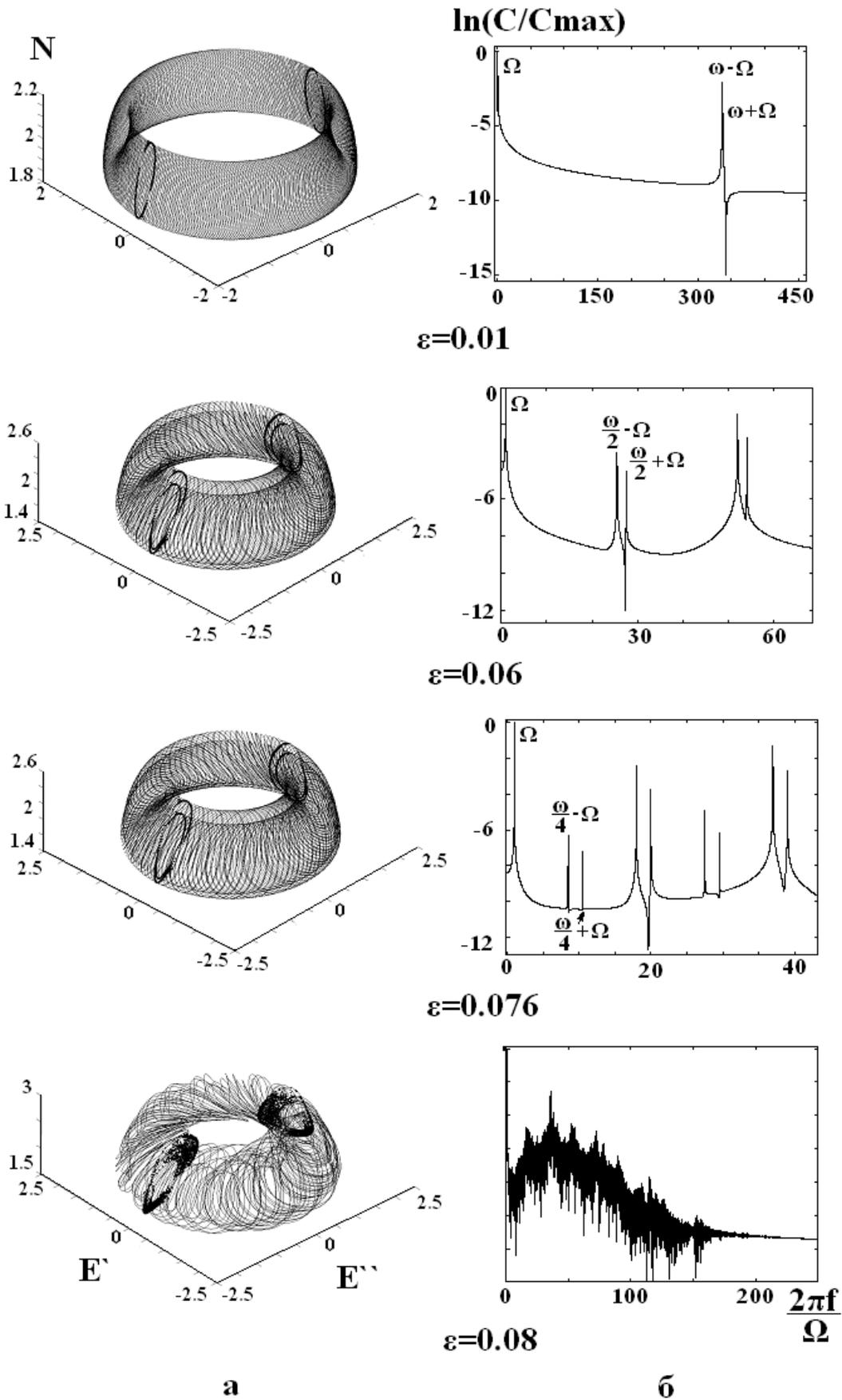


Рис. 1. Бифуркации удвоения торов

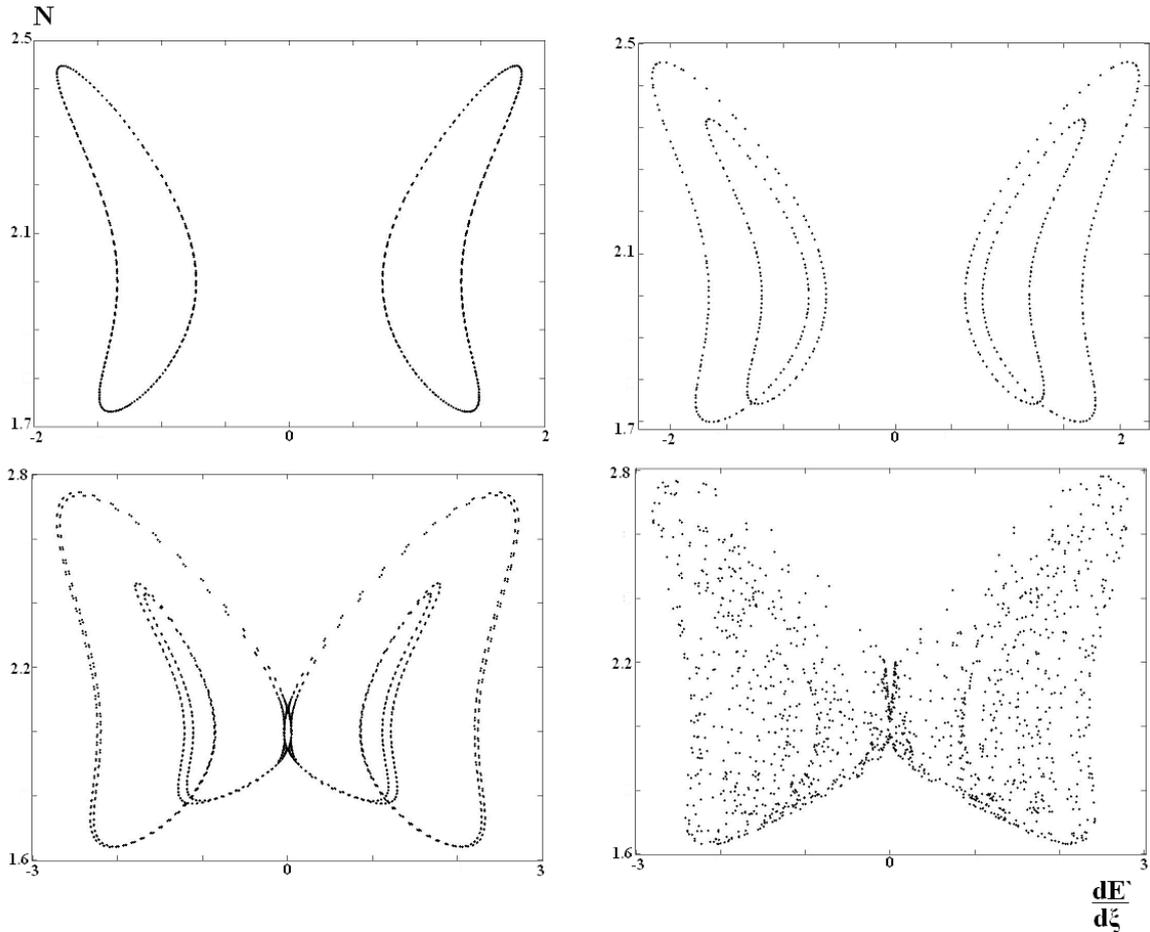


Рис. 2. Сечения Пуанкаре в плоскости $(N, \frac{dE'}{d\xi})$

Предложен вид зависимости $E(\xi)$ и $N(\xi)$, хорошо аппроксимирующий построенные фазовые портреты:

$$E = E_0 \left(1 + m_1 e^{i\omega\xi} + m_2 e^{-i\omega\xi} \right) e^{i\Omega\xi} \text{ и } N = N_0 \left(1 + m_N \frac{e^{i\omega\xi} - e^{-i\omega\xi}}{2i} \right).$$

Подстановка этих выражений в систему (1) позволяет получить значение частоты

$$\Omega \approx \frac{\nu}{8} m_I m_N, \quad (2)$$

где m_I - глубина модуляции интенсивности, m_N - глубина модуляции коэффициента усиления. Формула (2) подтверждается результатами численного эксперимента с точностью не хуже 10%.

Бифуркационная диаграмма режимов исследуемой динамической системы представлена на рисунке 3.

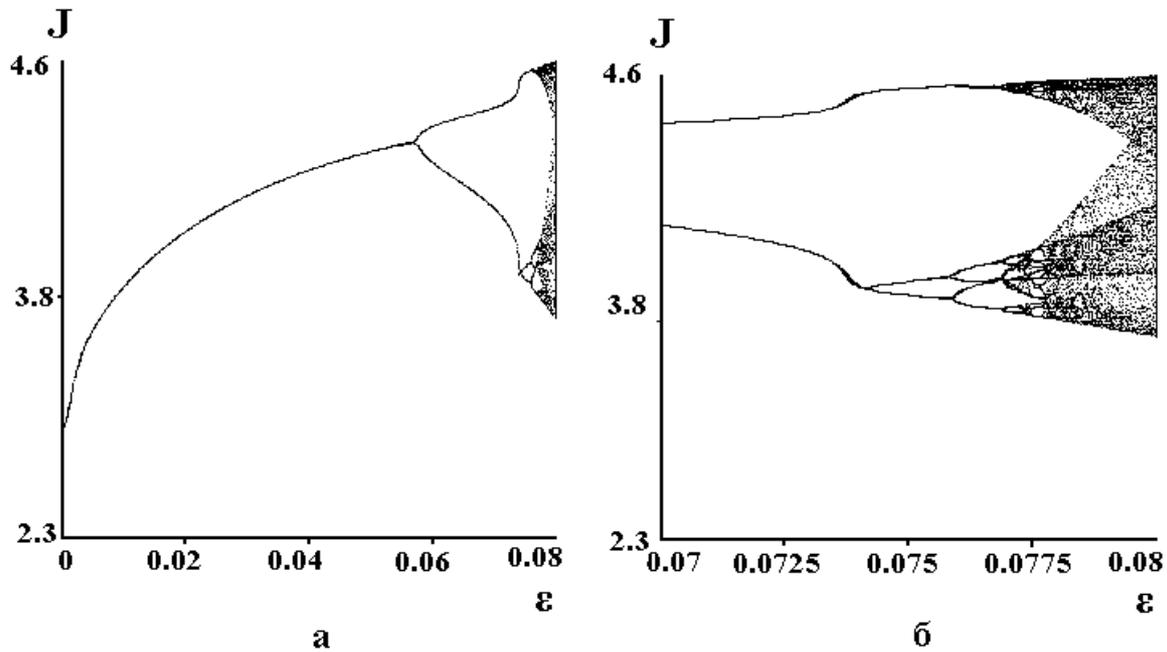


Рис. 3. Фазопараметрическая диаграмма (а) и её увеличенный фрагмент (б).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Известно, что бифуркация удвоения тора возможна только в системах с размерностью $n \geq 4$, которые являются гораздо менее изученными, чем системы с меньшей размерностью. Как указано в [4], несмотря на то что удвоение двумерного тора было открыто много лет назад, детали этой бифуркации до сих пор во многом остаются неясными и поиск простых автономных моделей, позволяющих реализовывать режимы устойчивого двумерного тора, бифуркации удвоения тора и переходы к хаосу, являются актуальными. В [4] найдены условия бифуркации удвоения тора в модифицированной модели инерционного генератора Анищенко-Астахова. Как показано в настоящей работе, реализация сценария перехода к хаосу через бифуркации удвоения тора возможна также в простой автомобильной системе уравнений, описывающей динамику одномодового лазера с отстройкой частоты при адиабатическом исключении поляризации. В этой связи, интерес для дальнейших исследований представляет полная система уравнений Максвелла-Блоха (учитывающая конечность времени релаксации поляризации), с точки зрения сохранения (или отсутствия) в ней режимов перехода к хаосу через бифуркацию удвоения тора.

Работа частично поддерживалась НИР ГР 01200805605, аналитической целевой программой «Развитие научного потенциала высшей школы»

(2009 – 2010 гг.), проект 2.1.1/309, НОЦ 14, НК-387 (23) Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 годы.

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 G., Tredicce J.R. *Spatio- temporal chaos in the transverse section of lasers* // Physica D. 1996. V. 96.p. 209-214.
3. Кренц А.А., Молевич Н.Е. *Каскад бифуркаций удвоения тора в лазере с отстройкой частоты* // Квантовая электроника. 2009. Т.39. №8. С. 751-756
4. Анищенко В.С., Николаев С.М. *Генератор квазипериодических колебаний. Бифуркация удвоения двумерного тора.* // Письма ЖТФ. 2005. Т. 31, Вып. 19. С. 88-94.

МНОГОДЛИННОВОЛНОВАЯ ЦИФРОВАЯ СПЕКЛ-ФОТОГРАФИЯ

Н.В. Петров, В. Г. Беспалов

*Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики
(197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., д.49)
e-mail: Nickolai.Petrov@gmail.com*

АННОТАЦИЯ

Представлены результаты модификации методов спекл-интерферометрии с использованием излучения на нескольких длинах волн. Нацеленные на определение скоростей движущихся объектов и водных сред, такие методы позволяют увеличить достоверность измерений. Также предложен метод восстановления волнового фронта без опорной волны с использованием информации от спекл-полей, сформированных излучением на различных длинах волн. Данный подход предполагает простую схему регистрации и увеличение быстродействия.

1. ВВЕДЕНИЕ

Метод цифровой спекл-фотографии часто используется для определения сдвигов, деформаций и других изменений объектов, в том числе и в реальном времени. Одним из примеров эффективного применения методов цифровой спекл-фотографии является регистрация спекл-структур, образованных источниками лазерного излучения сверхкороткой длительности (порядка фемтосекунд), нацеленных на измерение скоростей. В частности, недавно была представлена схема когерентного лидара, раскладывающего широкополосный сигнал в N спектральных каналов, и обеспечивающий N -кратное увеличение чувствительности измерений скоростей [1]. Аналогично перспективной является возможность использовать излучение спектрального суперконтинуума, раскладываемое на независимые спектральные компоненты [2]. Результаты работ, проведенных в этом направлении, представлены в секции 1.

Другой перспективной задачей является полное восстановление волнового фронта, прошедшего через, образующий спекл-структуру, рассеивающий экран, в качестве которого могут выступать человеческие ткани, или мутные водные среды. Воссоздание фазы волнового фронта позволит

получать максимально полную информацию об объектах, находящихся «по ту сторону» рассеивающего экрана, что открывает перспективы для создания и улучшения методов интравидения и дистанционного, неразрушающего контроля, а отказ от использования опорной волны может существенно упростить экспериментальную установку. Недавно для решения этой задачи была предложена запись объема спекл-полей от одного монохроматического источника в плоскостях, находящихся на различном удалении от объекта, в сочетании с уравнением распространения волн, что и позволило восстанавливать фазу и амплитуду волнового фронта без опорной волны [3]. Помимо упомянутой методики, для воссоздания фазовой информации можно использовать поочередную регистрацию спекл-картин от различных источников в одной плоскости. Более подробное описание предложенной методики дано в секции 2.

1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТЕЙ ОБЪЕКТОВ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА ЦИФРОВОЙ СПЕКЛ-ФОТОГРАФИИ

Корреляционный алгоритм цифровой спекл-фотографии, предложенный Хантли (Huntley) [4], и впоследствии модифицированный Сьодалом и Бенкертом (Sjodahl and Benckert) [5] позволяет определять величины деформаций, сдвигов и перемещений. Данный алгоритм был экспериментально опробован в рассеивающей водной среде, для определения векторов перемещений тестового объекта, представляющего собой лист матированного оргстекла [6]. В результате работ по данной тематике на языке графического программирования Labview была написана программа корреляционной обработки изображений, позволяющая в автоматическом режиме обрабатывать поступающие в реальном времени данные с регистрирующей системы, определять направление перемещения объекта и строить векторные поля его скоростей. Погрешность методики составляет величину, равную одному пикселю, и зависит от свойств конкретных регистрирующих систем (разрешение ПЗС-матрицы, фокусное расстояние объектива и т.п.). Использование излучения на нескольких длинах волн позволяет получать независимые друг от друга спекл-картины и увеличить чувствительность измерений. В качестве таких источников экспериментально были опробованы: различные спектральные компоненты излучения суперконтинуума [7] (рис. 1.) и стоксовы компоненты ВКР излучения второй гармоники импульсного Nd:YAG - лазера на кристалле нитрата бария [8].

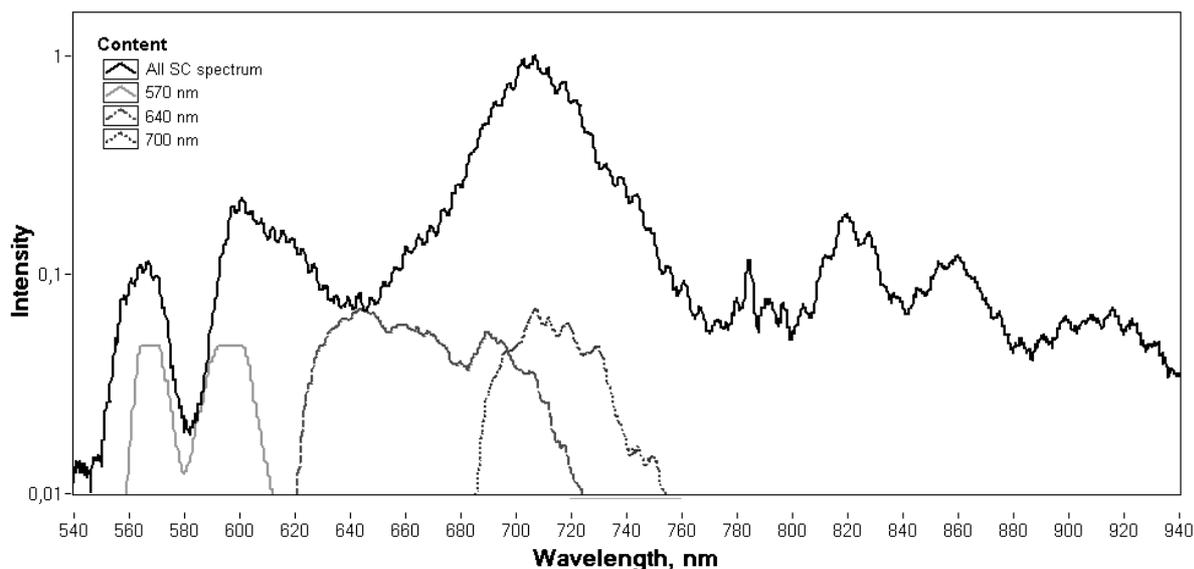


Рис. 1. выделенные с помощью оптических фильтров спектральные компоненты излучения суперконтинуума, слева направо: 1 – компонента с центром в 570 нм, 2 – 640 нм, 3 – 700 нм

Другим интересным аспектом применения метода цифровой спекл-фотографии является возможность определения скоростных параметров водных течений. По данному направлению был проведен предварительный эксперимент на гидростенде [8], в ходе которого корреляционный алгоритм был адаптирован в соответствии с особенностями экспериментальной установки. По результатам эксперимента можно утверждать, что применение указанной методики для построения векторного поля скоростей течений (порядка сантиметров в секунду), является перспективной, однако необходимо особое внимание уделять параметрами системы регистрации.

2. ВОССТАНОВЛЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ПО СПЕКЛ-КАРТИНАМ, СФОРМИРОВАННЫХ ИЗЛУЧЕНИЕМ НЕСКОЛЬКИХ ДЛИН ВОЛН

На стадии тестирования находится метод, позволяющий восстанавливать волновой фронт без опорного источника благодаря записи спекл-картин на нескольких длинах волн. Теоретически, данная методика близка к методике, основанной на последовательной записи объема спекл-полей [3], поскольку как и при увеличении расстояния от объекта, так и при увеличении длины волны размер спекла увеличивается, отличие заключается лишь в том, что при увеличении длины волны изменяется отношение единичного элемента ПЗС-матрицы к длине волны. При этом как одно из дос-

тоинств предложенной методики следует выделить возможность мгновенной записи трех спектральных компонент спекл-картин с помощью извлечения информации из каналов ПЗС-матрицы при съемке в формат RAW [2, 7], что увеличит быстродействие при регистрации данных.

На данный момент подготовлена программа численного моделирования спекл-картин, формируемых на различных видах волн, а так же процесса восстановления волнового фронта, с использованием этих картин.

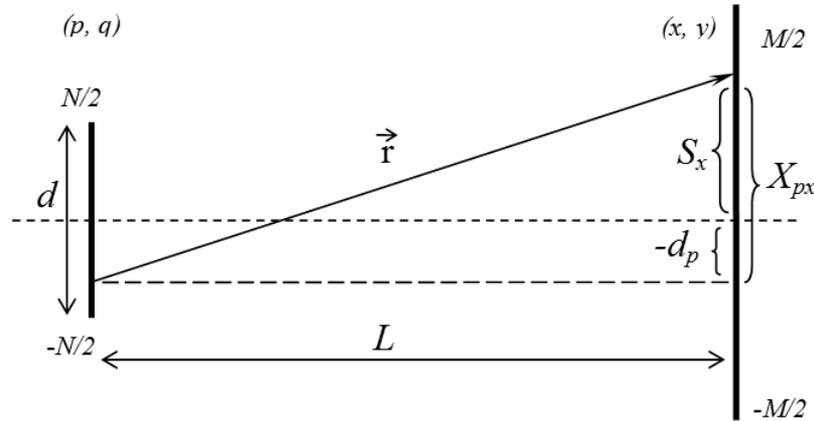


Рис. 2. Моделирование спекл-картин как суперпозиция сферических волн. (p, q) – плоскость рассеивателя ($N \times N$ точек), (x, y) – плоскость регистрации ($M \times M$ элементов)

При моделировании спекл-картин используется приближение Гюйгенса-Френеля, согласно которому поле U_{xy} в плоскости регистрации (x, y) по прошествии транспаранта H_{pq} , отстоящего от (x, y) на расстояние L , можно представить как суперпозицию сферических волн. В численном виде уравнение для расчета можно записать как:

$$U_{xy} = \sum_p \sum_q \frac{kH_{pq}}{r_{pqxy}} \exp(-ikr_{pqxy}) \quad (1)$$

где k – волновой вектор. Расстояние r_{pqxy} между точками транспаранта (p, q) и экрана (x, y) задается как:

$$\vec{r}_{pq,xy} = \sqrt{L^2 + (S_x - d_p)^2 + (S_y - d_q)^2} \quad (2)$$

$$d_p = \left(p - \frac{N}{2}\right) \Delta d, \quad d_q = \left(q - \frac{N}{2}\right) \Delta d, \quad S_x = \left(x - \frac{M}{2}\right) \Delta S, \quad S_y = \left(y - \frac{M}{2}\right) \Delta S, \quad (3)$$

где Δd и ΔS – расстояния между двумя ближайшими точечными источниками в плоскости рассеивания и двумя ближайшими точками экрана соот-

ответственно. Для предварительной оптимизации расчета имеет смысл задать отдельным параметром шаг по щели и шаг по экрану. Поскольку минимальной величиной такого шага, имеющей физический, смысл является длина волны, то рекомендуется задавать шаг $Step$ в них. Тогда Δd и ΔS будут являться зависимыми от длины волны: $\Delta d = \lambda \cdot Step_d$ и $\Delta S = \lambda \cdot Step_s$.

Однако физически под размерами ΔS мы понимаем размер элемента ПЗС-матрицы ΔS_0 , на который длина волны падающего излучения никаким образом не влияет. Это необходимо учесть, при проведении вычислений на нескольких длинах волн: $\lambda_i \cdot Step_s(\lambda_i) = \text{const} = \Delta S_0$. Иными словами: поскольку в эксперименте приходится отталкиваться от двух физических величин: длины волны и размера элемента ПЗС матрицы, то для того чтобы соотносить вычисления, проведенные для разных длин волн друг с другом, при расчете необходимо высчитывать множитель $Step_s(\lambda_i) = \Delta S_0/\lambda_i$. Аналогичные рассуждения применимы и для Δd .

Чтобы компенсировать потерю фазы при регистрации интенсивности, для нахождения амплитудного пропускания можно использовать различные длины волн. Для этого было использовано следующее утверждение:

Для малых, по сравнению с максимальным, значений U_{xy} значение фазы несущественно, а для максимального значения U_{xy} фазу можно выбрать произвольно, поскольку значение поля в области наблюдения может содержать произвольный комплексный множитель, компенсирующий произвольность выбора.

Воспользуемся статистическими свойствами спекл-картины: поскольку распределение интенсивности спекл-картины подчиняется обратной экспоненциальной статистике можно ожидать, что на каждом изображении можно выделить достаточное количество областей, в которых будет зарегистрирован уровень больше некоторого уровня ε . Таким образом, пользуясь спекл-картинами, зарегистрированными на разных длинах волн, можно выделить множество уравнений:

$$\sqrt{|U_{xy,\lambda}|^2} = \sum_p \sum_q \frac{k_\lambda |H_{pq}|}{r_{pqxy,\lambda}} \exp(-ik_\lambda r_{pqxy,\lambda}), \quad (4)$$

где $(|U_{xy,\lambda}|)^{1/2} > \varepsilon$. Если количество элементов матрицы ПЗС равно M^2 , а количество элементов в плоскости рассеяния составляет N^2 , и количество длин волн K , то для однозначного решения данной системы уравнений достаточно выбрать M^2/K уравнений для каждой, из длин волн, причем в каж-

дом уравнении будет по N^2 слагаемых. Записав систему в матричном виде, для ее решения можно использовать численные методы – такие как LU -разложение.

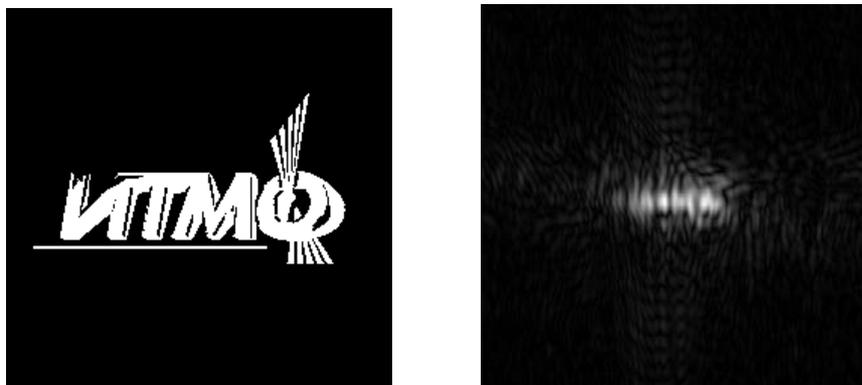


Рис. 3. Пример смоделированной спекл-картины

При восстановлении планируется сравнить скорость сходимости предложенного метода с другими итерационными процедурами, такими как: алгоритм Гершберга-Сакстона, и алгоритм, основанный на использовании разно-удаленных от рассеивателя изображений спекл-картин, в сочетании с уравнением распространения волн в [3].

Работа выполнена при поддержке гранта правительства Санкт-Петербурга.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Swann W.C. and Newbury N.R. *Frequency-resolved coherent lidar using a femtosecond fiber laser* // Opt. Lett. 31, 826-828 (2006).
2. Петров Н.В. Использование излучения суперконтинуума фемтосекундного волоконного лазера в цифровой спекл-фотографии. // в сб. трудов Третьего Российского семинара по волоконным лазерам. Уфа: Изд. УГАТУ.– 2009. С. 88-89.
3. Percival Almero, Giancarlo Pedrini and Wolfgang Osten. *Complete wavefront reconstruction using sequential intensity measurements of a volume speckle field* // Appl. Opt. 45, 8596-8605 (2006).
4. Huntley J.M. *Speckle Photography Fringe Analysis: Assessment of Current Algorithms* // Appl. Opt., 28, 4316–4322, (1989).
5. M. Sjodahl and L.R. Benckert. *Electronic speckle photography: analysis of algorithm giving the displacement with subpixel accuracy* // Appl. Opt., 32, 2278-2284 (1993).

6. N. V. Petrov, V. G. Bepalov, A. P. Zhevlafov and Yu. I. Soldatov. Journal of Optical Technology, Vol. 74, Issue 11, pp. 779-782.

7. В.Г. Беспалов, Н.В. Петров «Выделение спектральных компонент излучения суперконтинуума для использования в методе цифровой спекл-фотографии» // в сб. трудов XII всероссийской школы-семинара «Физика и применение микроволн». Часть 4, с. 7-9. ООП Физ. Ф-та МГУ.

8. Петров Н.В., Беспалов В.Г., Жевлаков А.П., Солдатов Ю.И. «Исследования двухдлинноволновой цифровой спекл-фотографии для анализа фазовых неоднородностей в гидросфере» // в сб. трудов VI международной конференции молодых ученых и специалистов «Оптика-2009», с. 279-282 Санкт-Петербург, ЗАО «Издательство Скиф».

КОНТРОЛЬ ОКТАНОВОГО ЧИСЛА БЕНЗИНОВ МЕТОДОМ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

П.Е. Тимченко, Е.В. Тимченко, В.П. Захаров

*Самарский Государственный Аэрокосмический Университет (443086,
Самара, Московское шоссе, 34)
e-mail: Timpavel@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

Исследована применимость метода дифференциального обратного рассеяния к контролю октанового числа бензинов. Предложенный способ позволяет регистрировать октановое число с точностью до 0,3 октановой единицы, что сравнимо с точностью (0,1-0,3 октановой единицы) методов адсорбционной и ИК спектроскопии. Достоинством предложенного метода является возможность работы в режиме реального времени и отсутствие принципиальных ограничений на толщину и скорость движения исследуемых смесей бензинов.

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из основных элементов большинства технологических производств, использующих жидкие ингредиенты, является процесс смешивания. Характерным примером может служить процесс компаундирования в нефтехимической промышленности. Учитывая высокую спектральную чувствительность метода обратного рассеяния, что данный метод может быть с успехом применен для контроля состава конечной продукции. Более того, поскольку время определения спектральных неоднородностей с помощью метода дифференциального обратного рассеяния (~ 50 мкс) много меньше характерных времен смешивания, то данный метод может быть использован для дистанционного контроля процессов (т.е. их кинетики) непосредственно в производственном цикле, не внося при этом возмущений в процесс смешивания. Однако следует учитывать диффузное размытие рассеянного назад излучения в многократно рассеивающих средах и возможное перекрытие линий поглощения используемых жидких ингредиентов. Следовательно, для корректного обоснования применимости метода дифференциального обратного рассеяния для контроля состава жидких многокомпонентных сред необходимо исследовать его чувствительность к

химическому составу среды и определить погрешность метода, прежде всего погрешность определения концентраций компонент среды. Это и явилось целью исследований. Основное внимание было обращено на контроль октанового числа, являющегося наиболее информативным параметром процесса компаундирования бензинов [1].

2. УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Принципиальная схема установки представлена на рисунке 1а и включает в себя калиброванный широкополосный источник излучения, приемо-передающую оптоволоконную систему, спектрограф.

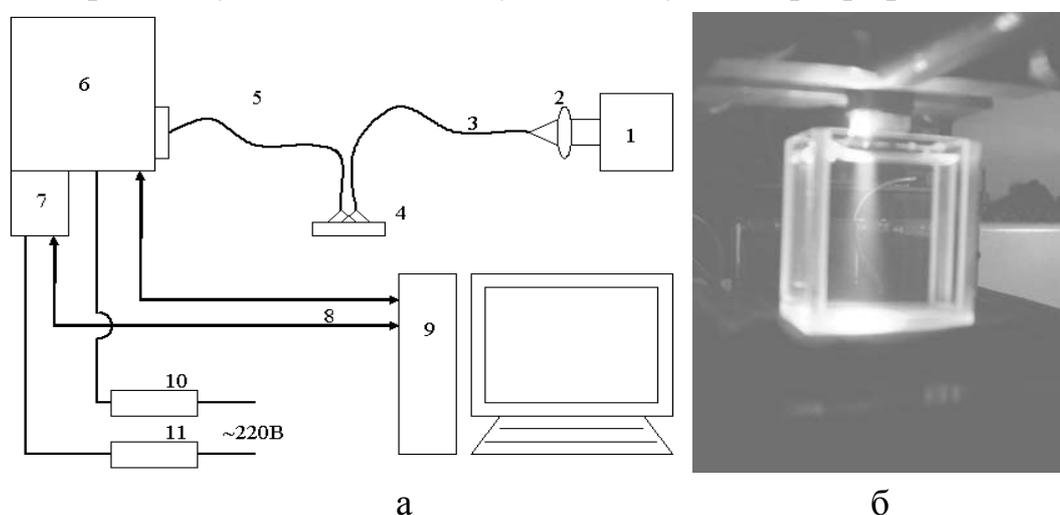


Рис. 1 а -Схема экспериментального стенда: 1 – галогенная лампа, 2 – объектив, 3 – диагностирующий волоконный узел, 4 – объект исследования, 5 – приёмный волоконный узел, 6 - спектрограф Shamrock sr-303i, 7 - цифровая камера ANDOR DV-420A-OE, 8 - USB интерфейс, 9 – компьютер, 10 и 11 – блоки питания спектрографа и камеры; б – Расположение кюветы с бензиновой смесью под волоконной сборкой

Высокоразрешающий 3х зеркальный спектрограф Shamrock sr-303i с интегрированной охлаждаемой до -60°C цифровой камерой (1024×256 , 26 мкм^2 , 16 бит) и системой микропозиционирования с шаговым сервоприводом обеспечивает регистрацию слабых оптических сигналов в спектральном диапазоне 200–1200 нм с погрешностью регистрации $\pm 0,1 \text{ нм}$. Излучение от широкополосного источника 1 (галогенная лампа) вводится с помощью объектива 2 в диагностирующий волоконный узел 3 ($0,4 \text{ мм}$ и апертурным углом 35°), который обеспечивает подвод излучения в иссле-

дуемую область объекта 4. Приёмный волоконный узел 5 расположен перед объектом, обеспечивает концентрацию рассеянного назад (вперед) излучение в телесном угле, равным апертурному углу приемного узла. Излучение из приемного волоконного узла 5 подается на вход спектрографа 6, который обеспечивает спектральное сканирование с помощью внутренней системы зеркальной развертки и встроенных дифракционных решеток и фильтров. Регистрация выделенной спектральной компоненты потока излучения осуществляется интегрированной цифровой камерой 7 ANDOR DV-420A-OE, обеспечивающей уверенную регистрацию слабых оптических сигналов. Управление камерой и спектрографом, а также запись данных в файл осуществлялось с помощью программного обеспечения компьютером 9 через USB интерфейс 8. Питание спектрографа и камеры обеспечивалось через блоки питания 10 и 11 от сети 220В.

Математическое обеспечение экспериментального стенда включает в себя модуль низкоуровневого управления и обработки слабых оптических сигналов ANDOR DV, модуль первичной обработки зарегистрированных данных в программной среде «MathCad 2000». Все первичные данные (зарегистрированные спектральные интенсивности рассеянного назад излучения) сохранялись в текстовом формате, обеспечивающем быстрый импорт-экспорт данных между отдельными модулями программного обеспечения.

В качестве объектов использовались бензиновые смеси с различными октановыми числами. Вариация октанового числа достигалась путём смешивания бензина двух марок с известными октановыми числами в разных пропорциях объёмов V_1 и V_2 . Объём кюветы составлял 18 мл, было использовано 10 смесей, характеристики которых приведены в таблице 1. Относительные концентрации (C_1 и C_2) каждого из бензинов смеси достаточно легко пересчитываются из соотношения объёмов:

$$C_j = \frac{V_j}{V_1 + V_2}. \quad (1)$$

Октановое число i -той бензиновой смеси определялось следующим образом:

$$R_i = R_1 \times C_1 + R_2 \times C_2, \quad (2)$$

где R_1 , R_2 – октановые числа компонент смеси, а C_1 и C_2 – относительные концентрации в смеси бензинов АИ-76 и АИ-92 соответственно.

Таблица 1.

Параметры бензиновых смесей

Смесь №	АИ-92		АИ-76		Октановое число (по моторному методу)
	мл	%	мл	%	
1	0	0,0	18	100,0	76,0
2	2	11,1	16	88,9	76,78
3	4	22,2	14	77,8	77,56
4	6	33,3	12	66,7	78,33
5	8	44,4	10	55,6	79,11
6	10	55,6	8	44,4	79,89
7	12	66,7	6	33,3	80,67
8	14	77,8	4	22,2	81,44
9	16	88,9	2	11,1	82,22
10	18	100,0	0	0,0	83

Продифференцировав (2) по относительной концентрации и учитывая, что точность дозирования составляла 0,1 мл, получаем, что погрешность воспроизводства концентрации каждого из бензинов равна 0,5%, а погрешность воспроизводства октанового числа равна 0,07 единиц октанового числа или 0,2% в относительном выражении.

Кювета с бензиновой смесью располагалась под волоконными датчиками установки на расстоянии 3-4 мм (рисунок 1б). Исследовалось рассеянное назад излучение широкополосного источника света [2]. Для исключения влияния зеркально рассеянной составляющей от поверхности расстояние между волокнами было подобрано таким образом, что конус видения приёмного волокна не захватывал пятно отражения от поверхности диагностического излучения. Таким образом, регистрируемая интенсивность соответствовала только интенсивности рассеянного обратно излучения, т.е. несло информацию об оптических свойствах среды, а не ее границы. Измерения проводились путём тоекратного снятия оцифрованного спектра интенсивности обратного рассеяния для каждой смеси. Для получения коэффициента обратного рассеяния использовалась нормировка на стандартный рассеиватель (пластину из молочного стекла МС-20)

3. КОНТРОЛЬ ОКТАНОВОГО ЧИСЛА СМЕСИ БЕНЗИНОВ

Коэффициент обратного рассеяния смесей с различным октановым числом, представлен на рисунке 2. Здесь цифрами обозначены номера смесей в соответствии с таблицей 1.

Видно, что спектральная зависимость коэффициента обратного рассеяния имеет экстремумы в области 403-433 нм, а также в районе 877, 912 и 1018 нм. Кроме этого наблюдается достаточно широкая область видимого спектра 450÷550 нм, в которой наблюдается существенное различие в значениях коэффициента обратного рассеяния. Данные аномалии в видимой части спектра

можно использовать для распознавания смесей и идентификации октанового числа. Для этого удобно перейти к дифференциальной форме коэффициента обратного рассеяния, используя в качестве нормирующей функции спектр известного бензина. На рисунке 3 представлена зависимость дифференциального коэффициента обратного рассеяния от длины волны для различных смесей, где в качестве эталонной смеси использован бензин марки АИ-76.

Из анализа рисунка 3 следует, что дифференциальный коэффициент обратного рассеяния имеет выраженные экстремумы в области 470 нм, 912 нм, 930 нм, 925 нм. При этом для длин волн 860 нм и 980 нм значение коэффи-

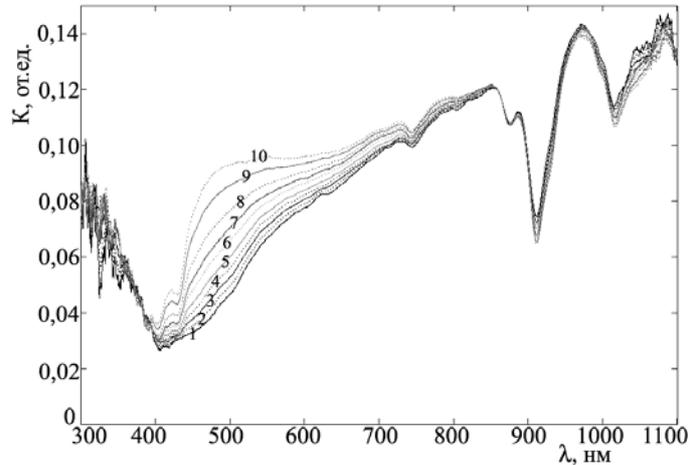


Рис. 2. Зависимость коэффициента обратного рассеяния от длины волны для бензиновых смесей с различным октановым числом (цифрами обозначен № смеси)

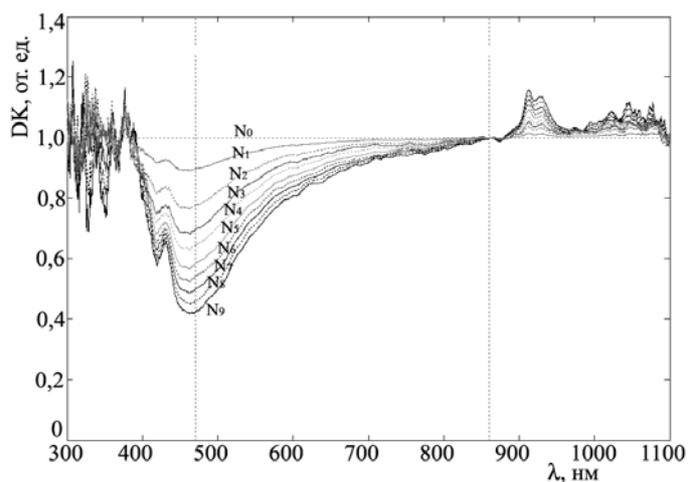


Рис. 3. Зависимость дифференциального коэффициента обратного рассеяния от длины волны для бензиновых смесей с различным октановым числом (цифрами обозначен номер № смеси)

циента равно 1 для всех исследуемых смесей. Следовательно, для идентификации октанового числа можно предложить несколько дифференциальных коэффициентов в форме (1.18):

$$K_{\lambda_1/\lambda_2} = \frac{K(\lambda_1)}{K(\lambda_2)}, \quad (4.4)$$

где используются следующие комбинации длин волн λ_1/λ_2 : 470/860, 912/860, 930/860, 912/980, 925/980. Все предложенные коэффициенты коррелируют с изменениями октанового числа, однако, наибольшая производная от октанового числа соответствует коэффициенту $K_{470/860}$ для длин волн 470 и 860 нм. Рассмотрим этот коэффициент более подробно.

На рисунке 4 представлен график зависимости коэффициента $K_{470/860}$ от октанового числа и его линейная и экспоненциальная аппроксимации.

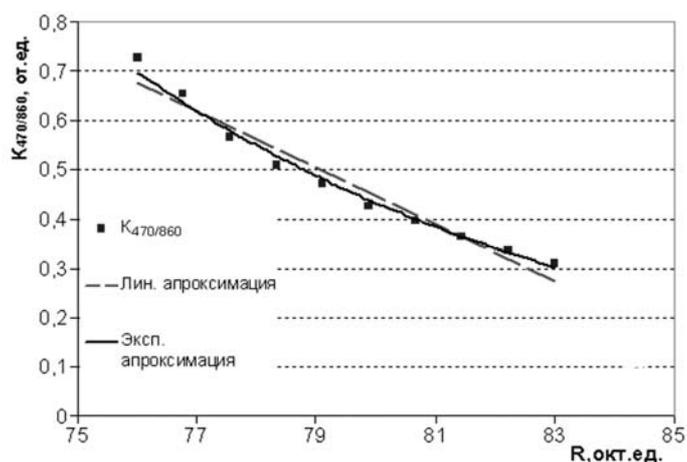


Рис. 4. Зависимости коэффициента $K_{470/860}$ от октанового числа и его линейная и экспоненциальная аппроксимации

Видно, что при использовании аппроксимации (4.5) погрешность измерения дифференциального коэффициента $K_{470/860}$ не превышает 3%, что соответствует погрешности в определении октанового числа равной 0,3 октановой единицы. Следует отметить, что методы адсорбционной [3-4] и ИК-спектроскопии [5, 6] дают тот же порядок точности измерений (0,1..0,3 октановой единицы). Однако, в отличие от них метод дифференциального обратного рассеяния свободен от ограничений на толщину исследуемого слоя и может быть реализован в виде простого экспресс-прибора, который может быть встроен непосредственно в технологические цепи компаундирования и, следовательно, включен в алгоритм системы управления технологическими процессами.

Следует также обратить внимание на возможность одновременного определения нескольких дифференциальных коэффициентов и использование нескольких эталонных (детерминированных) спектров нормировки (например, бензина марки АИ-92) в дополнении к рассмотренной выше

нормировки на спектр бензина АИ-76. В этом случае, согласно алгоритму многопараметрической обработки, разработанной в ряде работ для ИК-спектроскопии бензинов, возможно снижения погрешности измерения даже ниже 0,3 октановой единицы.

ВЫВОДЫ

Показана возможность использования метода для измерения октанового числа смеси бензинов. Предложенный способ позволяет регистрировать октановое число с точностью до 0,3 октановой единицы, что сравнимо с точностью измерений (0,1-0,3 октановой единицы) методов адсорбционной и ИК спектроскопии. Достоинством предложенного метода является возможность работы в режиме реального времени и отсутствие принципиальных ограничений на толщину и скорость движения исследуемых жидкостей, что может явиться основой создания относительно простых датчиков для автоматизации контроля процесса компаундирования бензинов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рудин М.Г., Драбкин А.Е. Краткий справочник нефтепереработчика. Л.: Химия, 1980, 328 с.
2. Захаров В.П., Тимченко П.Е., Братченко И.А., Котова С.П., Воробьева Е.В. *Исследование многократно рассеивающих сред методом дифференциального обратного рассеяния* // тезисы докладов и сообщений международной конференции «Лазеры, измерения, информация – 2007», Санкт-Петербург, 5-7 июня 2007. – Санкт-Петербург, 2004, С.34.
3. Большаков Г.Ф., Агрест Ф.Б., Ватаго В.С. Ультрафиолетовые спектры гетероорганических соединений. Л.: Химия, 1969, – 504 с.
4. Любопытова Н.С. Ультрафиолетовые спектры поглощения органических соединений двухвалентной серы, содержащихся в нефтях и нефтепродуктах // В сб.: Химия и физика нефти и нефтехимический синтез, Уфа, 1976.
5. Чертков Я.Б., Кирсанова Т.И., Купина Е.А., Калинин Л.Л. *Исследование сернистых соединений дизельных топлив с помощью методов ИК-спектроскопии* // Химия и технол. топлив и масел, 1977, №10, С. 49-52.
6. Ланг Г.А. *Измерение параметров бензина с помощью анализаторов в ближней ИК-области спектра* // Нефтегазовые технологии, 1994, №9-10, С. 71-72.

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛАЗМЫ НЕЗАВЕРШЁННОГО РАЗРЯДА В ВОЗДУХЕ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ

П.Е. Тимченко, А.В. Ивченко, В.П. Захаров

*Самарский Государственный Аэрокосмический Университет
(443086, Самара, Московское шоссе, 34)
e-mail: Timpavel@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

Исследована кинетика плазмы на основании анализа колебательных и вращательных температур основных возбужденных состояний молекулы азота. Установлено, что при частоте следования импульсов 8 кГц плазма разряда характеризуется локальным равновесием колебательных состояний уровня S^3P_u , а состояния, соответствующие 1^+ и 1^- полосам азота, являются термодинамически неравновесными. Найдено аналитическое решение для усредненных за период возбуждающего поля населенностей возбужденных электронно-колебательных уровней. Спектроскопически определено пространственное распределение плотности электронов и колебательной неравновесности поверхностной 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. Если при использовании искрового разряда [3], характеризующегося относительно плотной плазмой, наиболее вероятным механизмом являются тепловыделения в плазме и повышение температуры газа [4], то воздействие незавершенного поверхностного разряда [5] на течение газа, по-видимому, 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.

Большинство известных спектроскопических исследований газовых разрядов проведено при низком давлении в благородных газах, азоте и газовых смесях известного состава [6, 7]. Для разряда в воздухе атмосферного давления ситуация значительно усложняется из-за существенного обогащения спектра ввиду присутствия других газовых компонент, плазмохимических реакций, так и перекрытия эмиссионных спектров в виду уширения линий. Исследования сильноточного разряда в воздухе (20 до 760 Тор) в конфигурации электродов игла-проводящая полоска [8] показало наличие полос 1^+ и 2^+ систем N_2 , а также красной и фиолетовой систем CN. Разряд носил стримерный характер. Измеренное значение температуры газа составило 2000К. Исследование предпробойной стадии поверхностного разряда [10] показало наличие в спектре линий излучения атомов и ионов материала подложки. Электронная температура составляла $(10-16) \cdot 10^3$ К у поверхности катода и $(20-24) \cdot 10^3$ К у поверхности анода. В работе [9] исследованы спектры скользящего разряда в незавершённой, завершённой и искровой стадиях в техническом азоте, азоте особой частоты и смеси газов $CO_2:N_2:He$. Показано, что в случае незавершённого разряда интенсивности линий азота в 5-6 раз меньше, чем для искрового разряда.

Целью данной работы является исследование незавершённого поверхностного разряда в воздухе атмосферного давления. Как видно, в рассмотренных работах [5-10] спектральный состав эмиссионного излучения плазмы был во многом близок, в то время как характеристики разрядов различались сильно.

2. УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 1 и включает систему возбуждения незавершённого поверхностного разряда и систему регистрации спектров на основе цифрового спектрографа Shamrock sr-303i. Электродная система возбуждения незавершенного поверхностного разряда представляла собой пластину 2, выполненную из монокристаллического сапфира, толщиной 1.2 мм со шлифованными поверхностями. На одну из поверхностей пластины 2 наносился заземляемый экран 3, а с противоположной стороны располагался фольговый высоко-

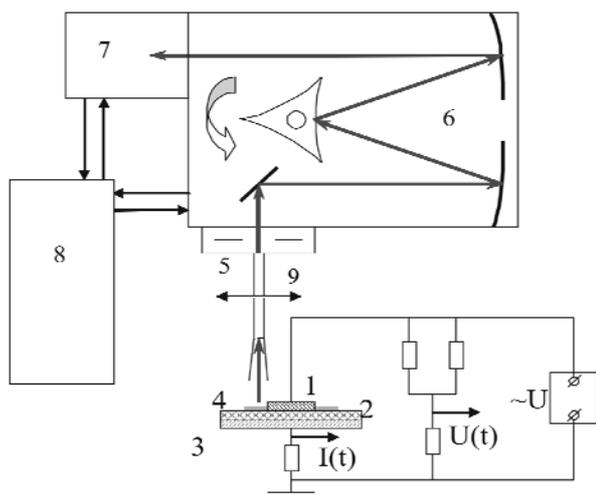


Рис. 1. Схема установки: 1 – электрод, 2 – пластина из монокристаллического сапфира, 3 – заземлённый экран, 4 – плазма незавершённого поверхностного разряда, 5 – приёмное волокно, 6 – спектрограф Shamrock sr-303i, 7 – цифровая камера ANDOR DV-420A-OE, 8 – компьютер

вольтовый электрод 1 прямоугольной формы. Ширина плазмы разряда от 3 до 5 мм при повышении напряжения до 6 кВ. Электродная система характеризовалась длинной рабочей кромки электрода 100 мм, и конструктивной емкостью 22 пФ. На электродную систему с частотой 8.33 кГц подавались знакопеременные импульсы напряжения. Ток разряда измерялся с помощью то-

кового шунта с $R=26$ Ом, а напряжение – высоковольтного омического делителя с коэффициентом деления 5000:1.

Приёмное волокно 5 (апертурный угол 20°) располагалось перпендикулярно горизонтальной поверхности электродной системы на расстоянии 15-17 мм, что обеспечивало поле регистрации $0,3 \text{ см}^2$ в плоскости электродной системы. Регистрация эмиссионного излучения плазмы проводилась цифровой камерой 7, входящей в состав спектрографа.

3. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

На рисунке 2 представлен спектр эмиссионного свечения плазмы незавершённого разряда в воздухе при напряжении разряда 5 кВ. Наиболее интенсивные линии соответствуют переходам 0-0 (337,1 нм) и 0-1 (357,55 нм), 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) 2+-полосы азота. В более длинноволновой части располагаются переходы молекулы азота (1+ система), иона азота (1- система) и (система полос Мейнела).

Наиболее сильные линии в спектре 1⁺ системы азота: 2-0 (773,15 нм), 3-1 (760,47 нм), 4-2 (748,22 нм), 1-0 (888,32 нм), 2-1 (869,48 нм), 5-3 (736,38 нм). Переходы 0-0 (1046,9 нм), 1-1 (1017,89 нм) имеют соизмеримые переходам 2-0, 1-0 факторы Франка-Кандона, однако в наших экспериментах они

не наблюдаются. Последнее, вероятно, связано с отсутствием равновесного распределения колебательного возбуждения на электронном уровне $B^3\Pi_g$ в плазме незавершенного разряда.

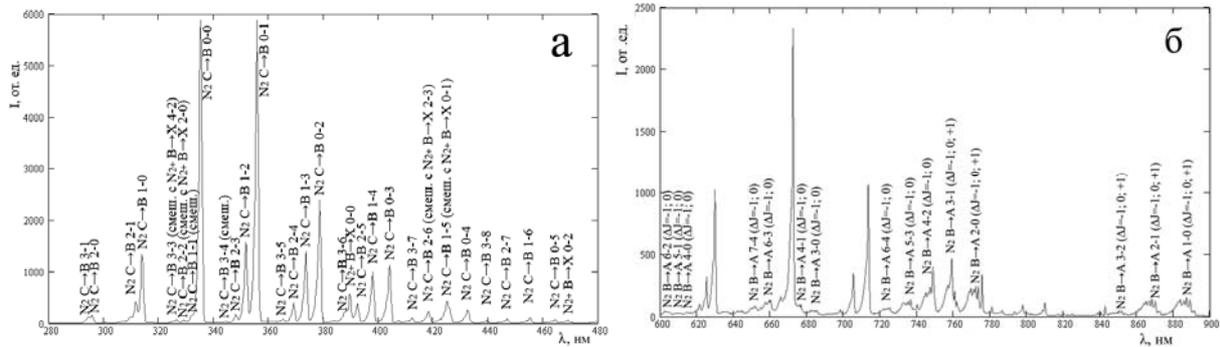


Рис. 2. Эмиссионный спектр плазмы незавершенного разряда в воздухе в диапазоне 280-480 нм (а) и 600-900 нм (б)

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), атомарный кислород O (844,62; 844,64; 844,68; 725,415; 725,445; 725,453; 700,223), ионы кислорода O⁺ (926,28; 926,6; 777,19; 777,42; 777,54; 615,82) и азота N⁺ (868,04; 868,34; 821,63).

Разрешение станда (до 0,05 нм) позволяет уверенно регистрировать контур колебательно-вращательных переходов (рисунок 3). Тогда, в силу быстрой RT-релаксации на основании экспериментальных данных для 0-0 канта 2⁺ системы получаем, что вращательная температура электронного уровня $C^3\Pi_u$ составляет $T_{TC}=376\pm 55K$, а в силу детального равновесия вращательная температура основного состояния $X^1\Sigma_g^+$, равная поступательной температуре, составляет $T_{TX} = 417\pm 60K$. Полная экспериментально определяемая интенсивность излучения I_{ex} электронно-колебательного перехода может быть определена выражением:

$$I_{ex} = \frac{64\pi^4 \nu_{vv'}^4}{3c^3} \cdot N_{nv} \cdot |R_{m'}|^2 q_{vv'} \cdot \beta \cdot \alpha \cdot G_{vv'}, \quad (1)$$

где β – коэффициент ослабления оптической системы установки, $\alpha(\lambda)$ – коэффициент, отвечающий за пропускание плазмы разряда, $|R_{m'}|^2$ – квадрат матричного элемента перехода, $q_{vv'}$ – факторы Франка-Кондона, $\nu_{vv'}$ – частота перехода, N_{nv} – населенность уровня, $G_{vv'}$ – контур линии.

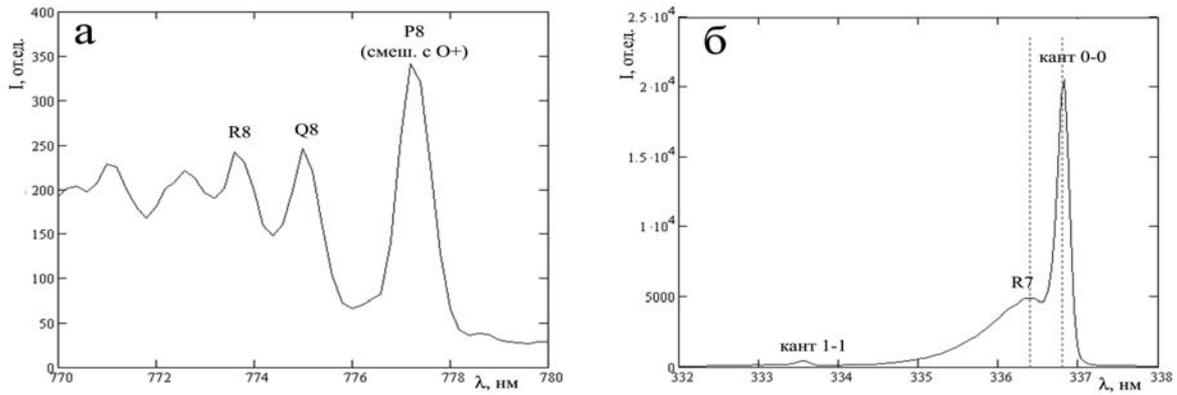


Рис. 3. Эмиссионный спектр канта 3-1 перехода $B^3\Pi_g \rightarrow A^3\Sigma_u^+$ (а) и канта 0-0 перехода $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$ (б)

Используя экспериментально зарегистрированные интенсивности эмиссионного излучения и разрешая (1) относительно N_{nv} , получаем зависимость населенности от энергии уровня, представленную на рисунке 4. Видно, что зависимость $\ln N(v)$ имеет линейный характер, что свидетельствует об установлении локального колебательного равновесия на уровне $C^3\Pi_u$. Тогда угол наклона данных прямых определяет колебательную температуру, расчетные значения которой приведены в таблице 1. Для наиболее интенсивных переходов ($\Delta v = 0; -1, -2$) колебательная температура $T_{vc} = 2250_{-75}^{+45} K$.

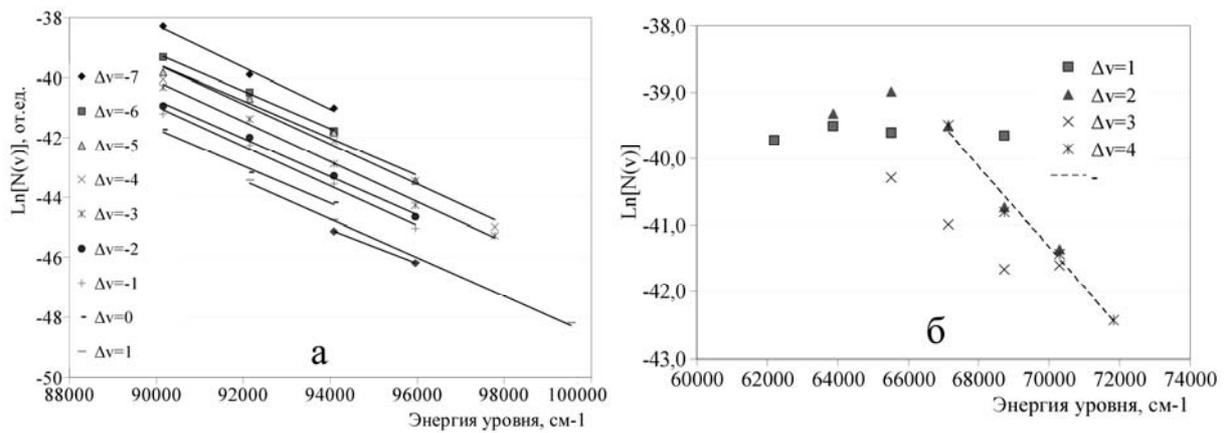


Рис. 4. Населённости колебательно-возбуждённых уровней электронного состояния $C^3\Pi_u$ (а) и $B^3\Pi_g$ (б) в зависимости от энергии уровня

Таблица 1.

Колебательная температура $C^3\Pi_u$.

Δv	-7	-6	-5	-4	-3	-2	-1	0	1	2
T_{vc}, K	2055	2273	2308	2146	2169	2281	2175	2294	2159	2104

Для полосы $B^3\Pi_g \rightarrow A^3\Sigma_u^+$ (1^+ система) аналогичная зависимость не носит линейного характера, что свидетельствует о существенной неравновесности состояния. Линейная зависимость наблюдается только для больших колебательных чисел (смотри рисунок 12б), и можно говорить лишь о частичном равновесии с колебательной температурой $T_{v_B} = 2350_{-150}^{+150} K$. Для колебательных же чисел $\nu = 0; 1; 2; 3$ равновесие не устанавливается, более того наблюдается даже слабоотрицательный наклон. Действительно, время жизни состояния $B^3\Pi_g$ составляет ~ 7 мкс, а уровень $A^3\Sigma_u^+$ является метастабильным и при частоте следования импульсов накачки 8 кГц не успевает расселяться.

В предположении установившегося равновесного состояния населенность колебательных уровней основного электронного состояния N_{v_X} и пренебрежении флуктуациями поступательной температуры, найдено решение кинетических уравнений для усредненных по периоду возбуждающего поля населенностей возбужденных электронно-колебательных уровней азота:

$$\langle N_{v_C} \rangle_t = \frac{|R_{XC}|^2 Q_{v_C}}{\sum_{v_B} A_{v_C v_B}} \langle N_e \gamma_{XC} \rangle_t, \quad \langle N_{v_B} \rangle_t = a_{v_B} \frac{|R_{XB}|^2 Q_{v_B}}{\sum_{v_A} A_{v_B v_A}} \langle N_e \gamma_{XB} \rangle_t, \quad (2)$$

а населенность уровня $A^3\Sigma_u^+$ определяется балансом между медленной релаксацией в основное состояние и его каскадным заселением $N_{v_X} \rightarrow N_{v_C} \rightarrow N_{v_B} \rightarrow N_{v_A}$. В выражении (5) $\langle \dots \rangle_t$ - усреднение по периоду возбуждающего поля, $Q_{v_Y} = \sum_{v_X} N_{v_X} q_{v_X v_Y}$, $A_{v_C v_B}$ - коэффициент Эйнштейна для спонтанных переходов, N_e - плотность электронов, γ_{XY} - скорость возбуждения электронного уровня Y, а коэффициент a_{v_B} фактически определяет неравновесность состояния $B^3\Pi_g$.

Учитывая, что для незавершенного поверхностного разряда напряженность поля преимущественно меняется в направлении нормали r_{\parallel} , тогда в соответствии с (2), пространственное распределение интенсивности переходов 2^+ системы азота может быть использовано для определения распределения электронной плотности, а интенсивность эмиссионного излучения 1^+ системы будет содержать в себе информацию о пространственном распределении степени неравновесности уровня $B^3\Pi_g$.

Для визуализации пространственного распределения характеристик незавершенного скользящего разряда проводилось сканирование эмиссионного спектра плазмы в горизонтальной плоскости [11]. Волоконно-оптическая сборка 5 (см. рисунок 1) перемещалась с помощью транспортера 9 с шаговым двигателем. Наблюдалась симметрия интенсивности эмиссионного свечения относительно оси электрода 1. На рисунке 5а представлено распределение относительной интенсивности эмиссионного свечения для перехода 0-0 (337.1 нм) 2^+ -полосы азота вдоль разряда, снятое при $U_a=5$ кВ. Координаты электрода $9 \leq X \leq 15$. Видно, что область катодного падения составляет величину ~ 0.5 мм, а ширина полосы разряда – около 5 мм. В отличие от квазиравномерного распределения интенсивности заверщенного скользящего разряда, незавершенная стадия разряда характеризуется экспоненциальным спадом интенсивности, связанным с падением плотности электронов. Максимум интенсивности наблюдается на расстоянии 1 мм от кромки электрода. Изменение зарядного напряжения в пределах 2-6 кВ не приводило к существенному изменению характера распределения, приводя лишь к изменению ширины плазмы разряда в пределах ± 1 мм. Расчёт колебательной температуры уровня показывает, что она остаётся постоянной для всей полосы разряда с небольшим ($\sim 10\%$) повышением на дальнем от электрода крае. Интенсивность 1^+ системы азота (рисунок 5б) характеризуется более широким распределением с размытыми краями и сглаженным пиком по сравнению с распределением интенсивности для 2^+ системы. Последнее связано с неравновесностью состояния B^3P_g , которое описывается коэффициентом $a_{\nu B}$.

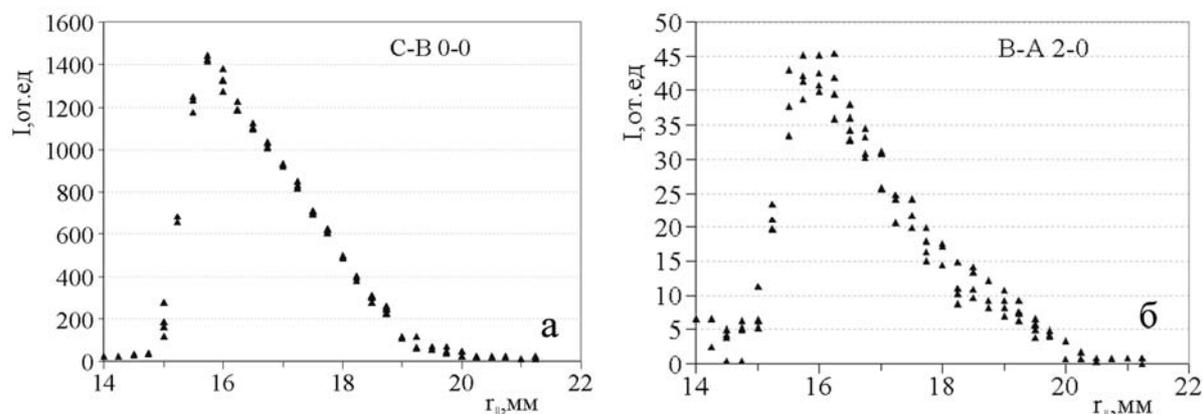


Рис. 5. Относительная интенсивность эмиссионного свечения плазмы при сканировании поперёк электрода (координаты электрода $9 \leq X \leq 15$):

а – кант 0-0 перехода $C^3P_u \rightarrow B^3P_g$, б – кант 2-0 перехода $B^3P_g \rightarrow A^3\Sigma_u^+$

Продольное сканирование разряда выявило наличие микросканалов, которые отчетливо визуализировались вблизи кромки электрода с последующим их диффузным размытием по мере удаления от электрода. Характерный диаметр микроканалов составлял величину порядка 0,4 мм при средней плотности 10-15 каналов на 1 см кромки электрода. Отмечена небольшая нестабильность положения микроканалов - центр интенсивности микроканала флуктуировал в пределах его диаметра.

На рисунке 6 представлена зависимость интенсивности эмиссионного свечения плазмы от напряжения на электродах. Видно, что вблизи порога зажигания разряда ($U \sim 2$ кВ) зависимость интенсивности от напряжения носит экспоненциальный характер, который сменяется линейной зависимостью в области напряжений 3-6 кВ.

В режиме устойчивого горения разряда (напряжения 2,5 – 6 кВ) зависимости колебательной температуры электронного состояния C^3P_u от уровня напряжения не обнаружено. Последнее связано с увеличением ширины плазмы незавершенного разряда с ростом напряжения, а также кинетикой процессов радиационного расселения уровней.

Действительно, характерный период изменения напряжения ~ 125 мкс, в то время как время жизни уровня $C^3P_u \sim 37$ нс. Следовательно, при линейном возрастании общего числа возбужденных молекул с ростом плотности электронов они успевают расселиться за период импульса накачки. В результате, колебательная температура слабо зависит от напряжения.

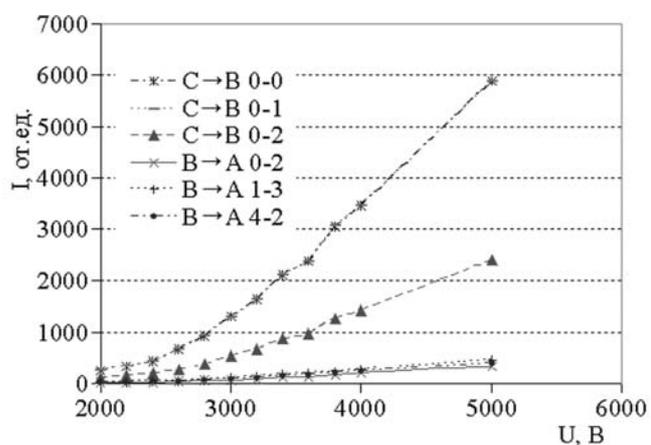


Рис. 6. Зависимость интенсивности эмиссионного свечения плазмы от напряжения на электродах

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Corke T.C., Post M.L., Orlov D.M. *SDBD plasma enhanced aerodynamics; concepts, optimization and applications* // Progress in Aerospace since. 2007. V.43. P.193-217.

2. Patent №7380756 USA Intern'l Class B 64 C 13/02 *Single dielectric barrier aerodynamic plasma actuation* // С.Л. Enlooe, Т.С. Corke et.al. – Filed: 16.11.2004.

3. Кузьмин Г.П., Минаев И.М., Рухадзе А.А. *Обтекание вязким потоком плазменного листа, образованного скользящим разрядом* // Теплофизика высоких температур. 2002. Т. 40. № 3. С. 515-524.

4. Завершинский И.П., Коган Е.Я. *Сопротивление тел при возбуждении поверхностного газового разряда на обтекаемой поверхности* // Тез. докл. X конф. по физике газового разряда. 2000. С. 199-200.

5. Журавлёв О.А., Ивченко А.В., Шахов В.Г. *Поверхностные разряды для снижения аэродинамического сопротивления тел* // Тез. Докл. Международной н-т конфер. «Проблемы и перспективы развития двигателестроения в Поволжском регионе». Самара: СГАУ. 1999. С. 224-266.

6. 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.

7. Popa S.D. *Vibrational distributions in a flowing nitrogen glow discharge* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1996. V. 29. P. 411-413.

8. Дащук П.Н., Зинченко А.К., Меркулова Т.Г., Сергеенкова Е.А. *Об изменениях газовой температуры и концентрации электронов в канале незавершённой стадии скользящего разряда* // Журнал технической физики. 1978. Т. 48. № 8. С.1613-1616.

9. Зарослов Д.Ю., Карлов Н.В., Кузьмин Г.П. и др. *Спектральные характеристики источников предыонизации CO₂-лазеров в области вакуумного ультрафиолета* // Квантовая электроника. 1978. Т.5. №6. С. 1221-1229.

10. Авраменко В.Б. *Предпробойная стадия поверхностного разряда с внешним поджигом при атмосферном давлении* // Инженерно-физический журнал. 2005. Т. 78. № 2. С. 165-171.

11. 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.

ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ ДМИТРИЕВА. СВОЙСТВА ФОТОНА

А.С. Евстафьев

ООО «Энергопром» (Самара, Гаражный проезд, 3)

e-mail: alekslaser@yandex.ru

АННОТАЦИЯ

В настоящее время в физике, в том числе и в физике света, существует ряд фундаментальных трудностей, которые преодолеть в рамках официальной теории не представляется возможным. В связи с этим, в этой статье рассматривается новая теория света, с помощью которой будут описаны известные свойства света и его взаимодействия с веществом.

1. ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на факт общепризнанности, современная официальная теория строения материи и, как часть её, электромагнитная теория света содержит ряд серьёзных трудностей и противоречий, которые не позволяют сделать качественный скачок в технике. В частности, до сих пор не выявлена природа фундаментальных взаимодействий, таких как гравитация, электричество и магнетизм.

Поэтому актуально развивать теорию, которая позволяет рассматривать природу вакуума, существующих в нём частиц, и процессы их взаимодействия на качественно новом уровне, лишённом ограничений официальной теории. Такую теорию – теорию Дмитриева [1] – автор будет использовать в качестве основы для описания распространения света как потока сложных частиц – фотонов.

2. ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ ДМИТРИЕВА

Теория Дмитриева базируется на нескольких экспериментально полученных, а также математически доказанных принципах.

Одним из таких является принцип максимума конфигурационной энтропии [2], которая численно равна:

$$S_{\text{конф}} = k \cdot \ln(P), \quad (1)$$

где k – постоянная Больцмана, P – термодинамическая вероятность.

Отличительной особенностью теории Дмитриева является рассмотрение вакуума как сплошной бесструктурной среды, заполняющей всё пространство и обладающей некоторыми свойствами идеального сжимаемого газа (давлением, плотностью, направлением движения и т.п.). Важно, что эти свойства не являются постоянными, т.е. они переменны в пространстве и во времени. В официальной теории вакуум отождествляется с пустотой, не имеющей вышеперечисленных свойств.

Также в теории Дмитриева доказывается, что любая элементарная (т.е. не состоящая из более мелких) частица есть в геометрическом приближении шар, состоящий из уплотнённого вакуума. Образно, если отождествить вакуум с водяным паром, то частица будет водяной каплей. Такая частица вращается относительно минимум одной собственной внутренней оси и имеет границу раздела с вакуумом, т.е. вполне определённый радиус. Типов элементарных частиц всего 3: два вида электронов (позитронов) и электронное нейтрино (электронное антинейтрино).

Далее, где речь идёт о свойствах электрона, это равносильно и для позитрона, учитывая, конечно, что это частица и античастица.

Теория Дмитриева опирается на несколько основных теорем, важнейшей из которых является теорема об энергии покоя электрона:

Энергия покоя электрона есть кинетическая энергия его внутреннего вращения относительно собственной центральной оси, численно равная произведению его массы покоя на квадрат скорости света, т.е.

$$E_0 = E_{\text{кин.вращ.}} = m_0 c^2$$

Прежде чем приступить непосредственно к доказательству этой теоремы, необходимо сделать четыре существенных замечания.

1. Электрон сферичен.
2. Его плотность постоянна по объёму, т.е. распределение массы внутри электрона равномерно.
3. Все его точки вращаются относительно собственной центральной оси с постоянной угловой скоростью ω .
4. Электрон имеет предельные характеристики. Это означает, что линейная скорость на экваторе равна скорости света, а плотность материи внутри электрона максимальна.

Имена благодаря этому электрон моновариантен в своих свойствах. Косвенно это подтверждается тем, что за всю историю физики никогда не

было найдено электрона с массой покоя, модулем электрического заряда и прочими характеристиками, отличными от широко известных, много раз измеренных значений (разумеется, в пределах точности методов и приборов).

Доказательство.

Сначала необходимо доказать корректность разбиения шара на элементарные вложенные друг в друга цилиндры с бесконечно малой толщиной стенки (рис. 1), поскольку это будет использовано в основной части доказательства.

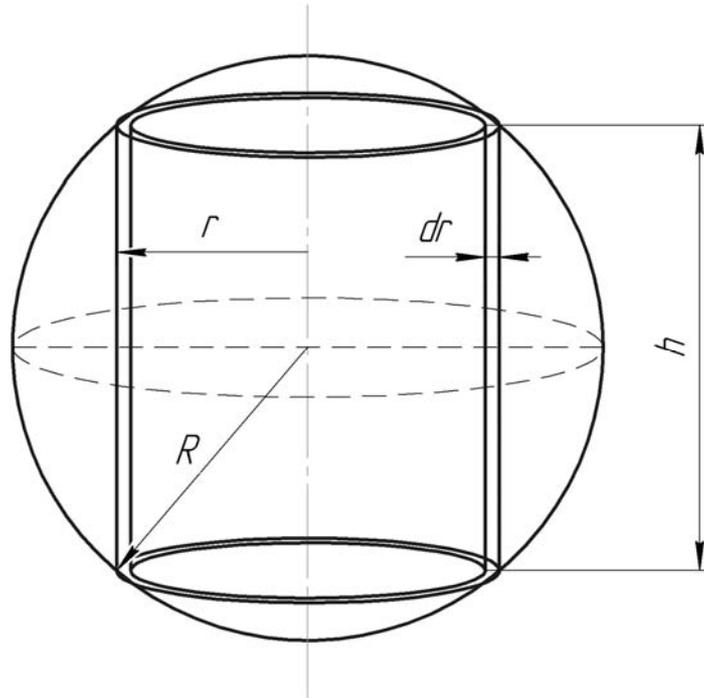


Рис. 1. Разбиение шара на элементарные цилиндры

Пусть шар состоит из элементарных цилиндров высотой h и радиусом r с бесконечно тонкой стенкой. Объем такого цилиндра будет равен:

$$dU_{\text{цил}} = S \cdot h = \pi \left[r^2 - (r - dr)^2 \right] \cdot h = \pi \cdot 2r \cdot dr \cdot h, \quad (2)$$

$\frac{h}{2} = \sqrt{R^2 - r^2}$, следовательно:

$$dU_{\text{цил}} = 2\pi r dr \cdot 2\sqrt{R^2 - r^2}. \quad (3)$$

Тогда объем шара:

$$U_{\text{ш}} = \int_0^R 2\pi r dr \cdot 2\sqrt{R^2 - r^2} \quad (4)$$

Это табличный интеграл [3]:

$$U_{uu} = 4\pi \left(-\frac{\sqrt{(R^2 - r^2)^3}}{3} \right) \Big|_0^R = 4\pi \frac{\sqrt{(R^2)^3}}{3} = \frac{4}{3} \pi R^3. \quad (5)$$

Была получена общеизвестная формула, выражающая объём шара через радиус, следовательно, разбиение шара на элементарные цилиндры корректно.

Кинетическая энергия элементарной массы dm_0 , двигающейся с произвольной скоростью V_{ucm} , будет равна:

$$dE = \frac{dm_0 \cdot (V_{ucm})^2}{2} \quad (6)$$

$dm_0 = \rho \cdot dU$, где ρ – плотность электрона, $dU = 4\pi r \sqrt{R^2 - r^2} \cdot dr$

Время измеряется в системе, покоящейся относительно центра масс электрона. Линейная скорость движения точек электрона изменяется от 0 на оси вращения до скорости света на экваторе. Поэтому такое время для околоэкваториальных точек не является собственным временем и требует введения преобразования Лоренца. Тогда единичный интервал времени Δt будет равен:

$$\Delta t_{собств} = \Delta t \cdot \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}} \quad (7)$$

Линейная скорость движения, выраженная через угловую скорость и радиус вращения, будет равна:

$$V = \omega \cdot r \quad (8)$$

Существенно, что в знаменателе этого выражения в неявном виде стоит единичный интервал времени, поскольку, по определению, линейная скорость есть производная линейного перемещения по времени. Тогда истинная линейная скорость будет равна:

$$V_{ucm} = \frac{V}{\Delta t_{собств}} = \frac{V}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} = \frac{\omega r}{\sqrt{1 - \frac{(\omega r)^2}{(\omega R)^2}}}. \quad (9)$$

Тогда для кинетической энергии можно записать:

$$E_o = \int_{m_0} \frac{dm_0 \cdot (V_{ucm})^2}{2}, \quad (10)$$

$$E_o = \int_0^R \frac{4\pi r \sqrt{R^2 - r^2} \cdot \rho \cdot (\omega r)^2 dr}{2 \cdot \left(\sqrt{1 - \frac{(\omega r)^2}{(\omega R)^2}} \right)^2}. \quad (11)$$

После небольших преобразований:

$$E_o = 2\pi\rho \int_0^R \frac{r^3 \cdot \omega^2 R^2 dr}{\sqrt{R^2 - r^2}}. \quad (12)$$

Повторно воспользовавшись таблицей интегралов [3], выражение для энергии электрона можно будет привести к виду:

$$E_o = 2\pi\rho c^2 \left(-\frac{2R^2 + r^2}{3} \sqrt{R^2 - r^2} \right) \Big|_0^R, \quad (13)$$

$$E_o = 2\pi\rho c^2 \cdot \frac{2R^2}{3} R = \frac{4}{3} \pi R^3 \rho c^2 = m_o c^2. \quad (14)$$

Таким образом, было доказано очень важное утверждение о том, что:

- электрон – это вращающаяся сферическая частица;
- энергия покоя электрона – это кинетическая энергия его внутреннего вращения.

Очень наглядно принципиальную разницу в теориях видно при определении внутреннего импульса электрона:

$$p_o = \int_{m_o} \frac{dm_o}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} \cdot V \quad \text{– в официальной физике,} \quad (15)$$

$$p_o = \int_{m_o} dm_o \frac{V}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} \quad \text{– в теории Дмитриева.} \quad (16)$$

Как видно, математически выражения идентичны и при интегрировании получится одинаковый верный результат:

$$p_o = m_o c. \quad (17)$$

Однако физический смысл принципиально разный: в первом выражении от скорости зависит сама масса, а во втором – лишь вклад данного элемента массы в импульс.

3. СВОЙСТВА ФОТОНА

К сожалению, в опубликованной части теории Дмитриева [1] фотон и его свойства упоминаются лишь вскользь, однако для автора, который является аспирантом в области лазерной физики, фотон – важнейшая частица. Поэтому автор постарался, опираясь на основы теории Дмитриева, развить теорию фотона и его взаимодействий с материей.

Ввиду малости допустимого объёма статьи, свойства фотона и его взаимодействий будут описаны без доказательств. Однако в последующих работах автора все необходимые доказательства будут приведены.

1. Фотон – простейшая из сложных частиц, состоящая из двух связанных нейтрино (рис. 2). Нейтрино – элементарная частица, вращающаяся относительно одной внутренней оси и поступательно движущаяся вдоль неё со скоростью $0 < V_\nu < c$.

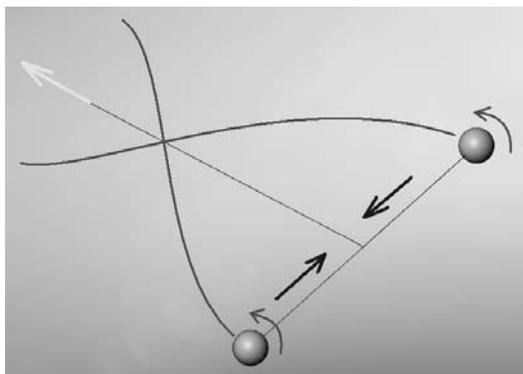


Рис. 2. Внешний вид фотона. Красными стрелками показано текущее направление вращения нейтрино, синими – направление их линейного движения, жёлтой – направление перемещения фотона, зелёными линиями показаны упрощённые траектории центров нейтрино в процессе распространения фотона

2. Свет – это поток фотонов.

3. Фотон – единственная частица, которая перемещается в пространстве со скоростью света. Слово «перемещается» очень важно, т.к. координаты положения фотона в пространстве не являются непрерывными функциями времени. Ось вращения нейтрино в фотоне в любой момент времени покоится в пространстве. Фотон перемещается, передавая вращение нейтрино соседней области пространства, заполненной вакуумом.

4. Фотоны постоянно излучаются электронами. Именно поток фотонов, испускаемый электронами, и создаёт вокруг электрона то, что в физике принято называть электрическим полем. И только этот процесс поддер-

живает электроны в стабильном состоянии. При ускоренном движении электрона за счёт его избыточной энергии энергия излучаемых фотонов значительно возрастает.

5. Фотон является носителем только электрического взаимодействия. Магнитное же поле связано только с движением электронов в веществе.

6. Энергия фотона определяется силой взаимодействия нейтрино в фотоне. Именно поэтому с увеличением энергии фотона уменьшается амплитуда разлёта нейтрино и пропорционально ей то, что принято называть длиной волны. Здесь уместна аналогия с двумя шариками, соединёнными пружиной. Чем больше энергия фотона, тем короче и жёстче пружина. Отсюда синусоидальная форма упрощённой траектории.

7. Фотон постоянно теряет энергию. Однако этот процесс чрезвычайно медленный, поэтому он становится заметным для современных приборов только, когда свет проходит расстояния космологического масштаба (тысячи и миллионы световых лет). В официальной астрофизике это явление полностью списывается на эффект Доплера.

8. Фотон перемещается прямолинейно только в области пространства с постоянной плотностью вакуума. Именно поэтому, проходя вблизи звёзд и других массивных объектов, а также границу раздела сред, свет преломляется.

9. Плоскость поляризации – это плоскость, образованная линией, соединяющей центры нейтрино в фотоне, и вектором направления перемещения фотона в пространстве. Это определяет поперечную анизотропию свойств фотона и разные процессы преломления для разных поляризаций света.

10. Амплитудная и частотная модуляции возможны только для потока фотонов, единственный фотон такими свойствами не обладает.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дмитриев И.В. Вращение по одной, двум или трём собственным внутренним осям – необходимое условие и форма существования частиц физического мира. – Самарское книжное издательство, 2001. – 225с.

2. Дмитриев И.В. Определяющая роль конфигурационной энтропии в строении материи. Принцип максимума конфигурационной энтропии. – Самарское книжное издательство, 1999. – 50с.

3. Смолянский М.Л. Таблицы неопределённых интегралов. – Москва, Наука, 1965.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С МНОГОКРАТНО РАССЕЙВАЮЩИМИ СРЕДАМИ

И.А Братченко, В.П. Захаров, Е.В. Тимченко

*Самарский Государственный Аэрокосмический университет
имени академика С.П. Королёва
e-mail: ud_liche@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

Построена математическая модель взаимодействия оптического излучения с многократно рассеивающей средой, учитывающая ее структурную неоднородность, спектральные свойства и эффекты флуоресценции. Найдено приближенное решение транспортного уравнения переноса излучения, основанное на разложении диффузного и флуоресцентного потоков излучения в ряд по малому параметру. Исследовано применение решений РЛ приближения (приближения сферических гармоник) первого порядка к проблеме взаимодействия оптического излучения с рассеивающими флуоресцирующими средами. Показано соответствие расчетных характеристик результатам физического эксперимента, проведен сравнительный анализ результатов моделирования с результатами, получаемыми при использовании метода Монте-Карло.

1. ВВЕДЕНИЕ

Рассмотрение проблемы исследования взаимодействия оптического излучения с многократно рассеивающими средами связано, прежде всего, с изучением оптических параметров рассеивающих сред, а так же с изучением распределения в них электромагнитного поля. Примерами использования теории взаимодействия излучения с многократно рассеивающими средами может служить целый ряд приложений: распространение излучения в аэрозольной среде и создание лидаров [1], кристаллооптика [2], биологические ткани и физическая медицина [3].

Для изучения распространения оптического излучения в многократно рассеивающих средах наиболее часто используются численные методы, в частности метод Монте-Карло [4]. Метод Монте-Карло хорошо исследован применительно к одномерным и/или двумерным представлениям многократно рассеивающей среды [5], что заведомо накладывает довольно су-

ущественные ограничения на применимость полученных результатов. Трехмерная задача в данном подходе решена только для случая кусочно-неоднородной среды [6]. Усложнение топологии исследуемой среды или ее существенная неоднородность приводит к значительному увеличению количества итераций, требуемых для получения корректного результата. Это, в свою очередь, требует постоянного контроля сходимости численных результатов, что во многих случаях трудно реализуемо.

Альтернативным подходом является использование транспортного уравнения переноса излучения [7]. Данное уравнение позволяет получать картины распределения оптического излучения в многократно рассеивающих средах без громоздких затрат машинного времени, как в случае использования метода Монте-Карло, однако, точные решения для уравнения переноса возможно получить лишь в ряде частных случаев.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ, ОПИСЫВАЮЩИЕ СВОЙСТВА МНОГОКРАТНО РАССЕИВАЮЩЕЙ СРЕДЫ

Для рассмотрения прохождения излучения через многократно рассеивающую среду воспользуемся транспортным уравнением излучения. Данное уравнение хорошо исследовано и в случае пренебрежения поляризационными эффектами, может быть представлено как [8]:

$$\frac{dI(\vec{r}, \vec{s}, \lambda)}{d\vec{s}} = -\mu(\vec{r}, \lambda)I(\vec{r}, \vec{s}, \lambda) + \frac{\mu_s(\vec{r}, \lambda)}{4\pi} \int_{4\pi} p_s(\vec{s}, \vec{s}')I(\vec{r}, \vec{s}', \lambda) d\Omega' + \varepsilon(\vec{r}, \vec{s}), \quad (1)$$

где μ и μ_s – оптические коэффициенты, s и s' – направления падающего и исходящего лучей, Ω – малый телесный угол в направлении s , $p_s(\vec{s}, \vec{s}')$ – фазовая функция рассеяния, $\varepsilon(r, \vec{s}, \lambda) = q(\vec{r}, \vec{s}, \lambda) + \chi(\vec{r}, \vec{s}, \lambda)$ – функция источника: $\chi(\vec{r}, \vec{s}, \lambda)$ определяет вклад внутренних источников (флуоресценции), а $q(\vec{r}, \vec{s}, \lambda)$ – внешних, и определяется граничными условиями на поверхности воздух – среда:

$$I(\vec{r}, \vec{s}, \lambda) \Big|_{(\vec{s}\vec{n}) < 0} = I_R(\vec{r}, \vec{s}, \lambda) + \hat{R}I(\vec{r}, \vec{s}, \lambda) \Big|_{(\vec{s}\vec{n}) > 0}, \quad \vec{r} \in \Gamma. \quad (2)$$

При описании эффектов флуоресценции, будем считать данный процесс изотропным, тогда функция источника $\chi_\lambda(\vec{r}, \vec{s})$ может быть представлена в виде:

$$\chi_\lambda(\vec{r}, \vec{s}) = \frac{1}{4\pi} \sum_k K_{fk}(\vec{r}), \quad (3)$$

$$K_{fk} = \int_{\Delta\lambda_{in}} d\lambda_{in} \eta_{fk}(\vec{r}, \lambda, \lambda_{in}) \mu_a(\vec{r}, \lambda_{in}) \int_{4\pi} d\Omega_s I(\vec{r}, \vec{s}, \lambda_{in}),$$

где η_{fk} – квантовый выход флуоресценции k-го пигмента при облучении среды излучением с длиной волны λ_{in} .

3. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА МАЛОГО ПАРАМЕТРА ДЛЯ РЕШЕНИЯ ТРАНСПОРТНОГО УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ

Выделим диффузную часть интенсивности излучения в среде:

$$I_{ex} = I_{ex}^{(0)} + I_{ex,diff}$$

$$I_{fk} = I_{fk}^{(0)} + I_{fk,diff} \quad (4)$$

Здесь $I_{ex}^{(0)}$ определяет вклад в интенсивность на длине волны λ_{in} «баллистических» фотонов, не испытывающих значительного рассеяния; $I_{fk}^{(0)}$ – определяет вклад в интенсивность на длине волны λ_{fk} за счет переизлучения поглощенной энергии (флуоресценции) в направлении \vec{s} ; а $I_{\xi,diff}$ – диффузная часть интенсивности излучения на длине волны λ_ξ . Учитывая, что в многократно рассеивающей среде распределение неоднородностей и флуорофоров носит стохастически-случайный характер, без существенной потери общности можно считать распределение оптических параметров среды медленно меняющейся функцией координат, слабо зависящей от азимутального угла. В этом случае диффузные потоки $I_{\xi,diff}$ могут быть разложены в ряд по малому параметру [10]:

$$I_{\xi,diff} = \sum_{m=1} I_{\xi}^{(m)}(\vec{r}, \vec{s}) \quad (5)$$

Подставляя разложения (4-5) в уравнение (1), получаем решение в виде:

$$I_{ex}^{(0)}(\vec{r}, \vec{s}) = (1 - r_s) \pi \cdot I_\perp \exp(-\tau_{ex}) \delta(\vec{r} \cdot (\vec{s} - \vec{s}_0))$$

$$I_{fk}^{(0)}(\vec{r}, \vec{s}) = \frac{1}{4\pi} \int_0^s d\vec{s}' K_{fk}(\vec{r}') \exp(-(\tau_{fk} - \tau'_{fk})) \quad (6)$$

$$I_{\xi}^{(m)}(\vec{r}, \vec{s}) = \frac{1}{4\pi} \int_0^s d\vec{s}' \mu_s(\vec{r}', \lambda_\xi) \exp(-(\tau_\xi - \tau'_{\xi})) \int_{4\pi} d\Omega'' p_s(\vec{s}', \vec{s}'') I_{\xi}^{(m-1)}(\vec{r}', \vec{s}'')$$

где индекс $\xi = (ex, fk)$, \vec{s}_0 – определяет направление падающего потока излучения J_{in} с поперечным распределением интенсивности I_{\perp} , r_s – коэффициент френелевского отражения от границы раздела сред, а оптическая толщина определена как:

$$\tau_{\xi} = \int_0^s \mu(\vec{r}, \lambda_{\xi}) d\vec{s}.$$

Задавая поперечное распределение I_{\perp} падающего излучения и используя рекуррентные соотношения (6), можно найти аналитическое решение для диффузного потока первого порядка $I_{ex}^{(1)}$ и всех последующих порядков разложения (5), что в конечном итоге позволяет определить I_{ex} . Подстановка данного распределения в выражение (3) дает решение для потока $I_{fk}^{(0)}$, который рекуррентным образом определяет все последующие порядки разложения $I_{fk}^{(m)}$.

4. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ P_L ПРИБЛИЖЕНИЯ ПЕРВОГО ПОРЯДКА ДЛЯ РЕШЕНИЯ ТРАНСПОРТНОГО УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ

Одним из альтернативных подходов к решению уравнения переноса является использование P_L приближения. Данный метод основан на разложении неизвестных функций уравнения переноса в ряд Лапласа по сферическим гармоникам [11]. В итоге, применяя теорему сложения сферических гармоник, получаем новый вид уравнения (1):

$$\mu' I_{LM}(\vec{r}, \lambda) + \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \nabla I_{lm}(\vec{r}, \lambda) \int_{4\pi} \vec{s} Y_{lm}(\vec{s}) Y_{LM}^*(\vec{s}) d\vec{s} = \varepsilon_{LM}(\vec{r}, \lambda), \quad (7)$$

где $Y_{lm}(\vec{s})$ - сферическая функция, $\mu' = \mu'_s + \mu_a$, $\mu'_s = \mu_s(1 - p_L)$ – приведенный коэффициент рассеяния, I_{LM} , ε_{LM} , p_L – коэффициенты разложения в ряд Лапласа лучевой интенсивности, функции источника и фазовой функции рассеяния соответственно.

Разложение уравнения переноса по сферическим гармоникам привело к бесконечной системе уравнений с индексами L (в пределах от 0 до ∞) и M (в пределах от $-L$ до L). Обрыв ряда Лапласа при $L=M$ приводит к так называемому P_L приближению. Рассмотрим P_1 приближение: в P_1 приближении I_{LM} принимается равным 0 для $L > 1$, тогда, получаем систему из че-

тырех уравнений, которая может быть разрешена. Делая некоторые допущения (условие сильного рассеяния), которые часто справедливы в случае распространения оптического излучения в биологической ткани, можно свести полученное решение системы к уравнению диффузии для спектральной плотности энергии $U(\vec{r}, \lambda) = \int \frac{1}{4\pi v} I(\vec{r}, \vec{s}, \lambda) d\vec{s}$ [11]:

$$\nabla^2 U(\vec{r}, \lambda) = kU(\vec{r}, \lambda) - \frac{\sqrt{4\pi}}{D} \varepsilon_{00}(U, \vec{r}, \lambda) + \frac{3}{v} \vec{\nabla} \vec{\varepsilon}_1(U, \vec{r}, \lambda), \quad (8)$$

где $k = \frac{\mu_a}{D}$, $D = \frac{1}{3\mu'}$ – коэффициент диффузии, ε_{00} – монополярная, а $\vec{\varepsilon}_1$ – дипольная часть источника излучения.

Считая, что спектры иницирующего и флуоресцентного излучения слабо перекрывающимися, можно представить ε_{00} в виде:

$$\varepsilon_{00}(U, \vec{r}, \lambda) = q_0(\vec{r}, \lambda) \delta(\lambda - \lambda_i) + \frac{1}{4\pi} \sum_k \chi_k(U, \lambda) C_k(\vec{r}) \delta(\lambda - \lambda_{fk}). \quad (9)$$

Учитывая изотропность флуоресценции, можно показать, что $|D\nabla \varepsilon_1| \ll v\varepsilon_{00}$. Представляя иницирующее излучение в качестве нормально падающего пучка в Гауссовой форме, и применяя прямое и обратное преобразование Ханкеля нулевого порядка [11] к (8), в конечном итоге получаем:

$$U(\vec{r}, \lambda) = \int_0^\infty dk_\perp \cdot \frac{k_\perp}{2\sqrt{k+k_\perp^2}} \cdot J_0(k_\perp r_\perp) \int_0^\infty d\zeta \varepsilon_{00}(k_\perp, \zeta, \lambda) \exp(-\sqrt{k+k_\perp^2} |z-\zeta|), \quad (10)$$

где J_0 – функция Бесселя нулевого порядка, z – координата вдоль направления распространения падающей волны, r_\perp – поперечная координата.

5. СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Компьютерное моделирование с использованием вышеописанных математических зависимостей проводилось для плоскопараллельной многослойной модели многократно рассеивающей флуоресцирующей среды. В качестве модельного образца был выбран лист зеленого растения, морфология и оптические параметры среды задавались в соответствии с данными работы [12], в качестве критериев исследования были выбраны так назы-

ваемые вегетационные индексы [13], в частности дифференциальные коэффициенты обратного рассеяния (K) и флуоресценции (F).

На рисунке 1 кривыми 3 показаны зависимости коэффициентов обратного рассеяния K и флуоресценции F от суммарной концентрации хлорофилла C_{chl} , полученные с использованием метода малого параметра (6). Распределение интенсивности I_{ex} в среде, как и при расчете интенсивности I_{fk} на длинах волн, соответствующих пикам флуоресценции, ограничивались десятым порядком разложения (6). Функциональная зависимость $K(C_{chl})$, полученная с использованием метода малого параметра, имеет линейный характер, однако если численная модель Монте-Карло дает несколько заниженное значение ($\leq 4\%$ в области $C_{chl} < 0.025$ моль/л и 10.8% при максимальном значении концентрации хлорофилла) коэффициента обратного рассеяния, то метод малого параметра – завышенное (от 3.4% при $C_{chl}=0.03$ моль/л до 11.5% при $C_{chl}=0.04$ моль/л). Для коэффициента флуоресценции F метод малого параметра качественно правильно описывает экспериментальные зависимости только для малых концентраций хлорофилла при ошибке вычислений по сравнению с численным решением 16% при $C_{chl} = 0.03$ моль/л, которая возрастает до 24.4% в области максимальных концентраций хлорофилла.

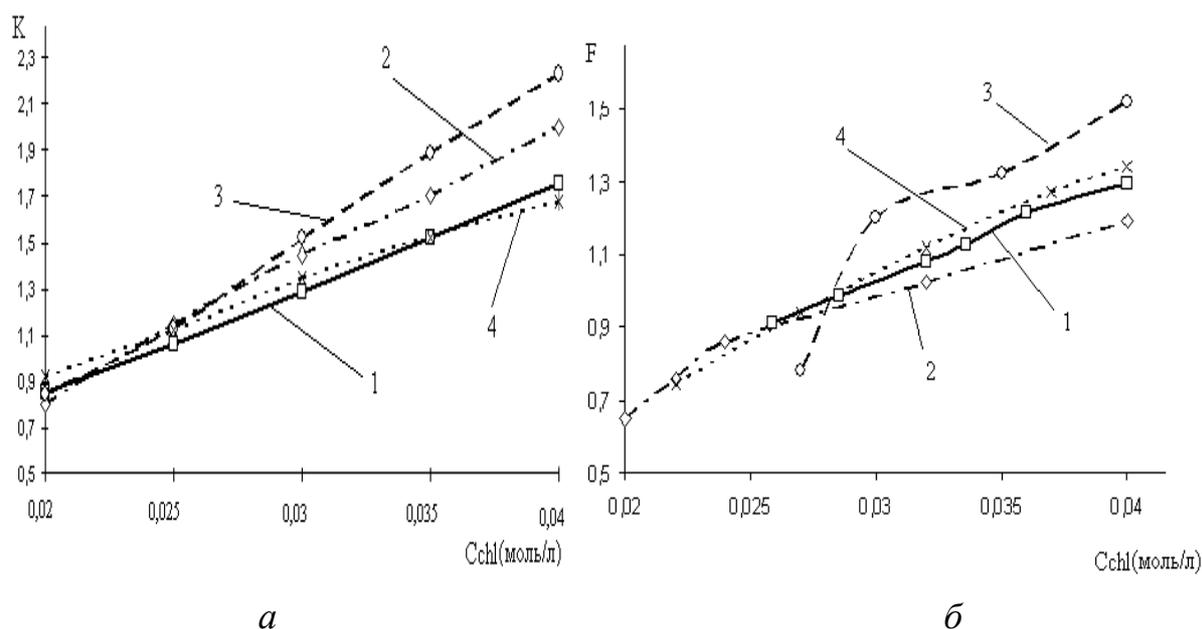


Рис. 1. Зависимость значений дифференциальных оптических коэффициентов K и F , от концентрации хлорофиллов C_{chl} 1 – численное решение Монте-Карло, 2 – экспериментальные данные, 3 – метод малого параметра, 4 – P_1 приближение

Для коэффициента K P_L приближение дает заниженное значение по сравнению с экспериментальными данными. Количественное различие при этом варьируется в диапазоне от 3% (в областях с низкой концентрацией хлорофиллов) до 11% (в областях с высокой концентрацией). Отличие же от результатов моделирования методом Монте-Карло не превышают 5%. Для коэффициента F максимальные различия P_L модели с экспериментальными данными не превышают 12.6%, а с результатами метода Монте-Карло – 5.3%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Решение уравнения переноса на основе P_L приближения предоставляет данные, более согласующиеся с численным решением Монте-Карло. Если метод малого параметра предоставляет решения уравнения переноса позволяющие описывать спектральные характеристики листа растения лишь в областях с малой концентрацией хлорофиллов для коэффициентов F и K , и со средней концентрацией – для коэффициента K , то P_L приближение позволяет сделать это и в областях с высокой концентрацией хлорофиллов. Учитывая, что при выводе уравнения диффузии был рассмотрен только первый порядок P_L разложения, можно предположить, что рассмотрение последующих порядков приведет к уточнению решений, и более точному соответствию полученных решений экспериментальным данным.

Из за больших затрат требуемых на реализацию компьютерного об-счета распространения излучения в многократно рассеивающих средах с помощью метода Монте-Карло (несколько часов), целесообразно использование приближенных методов, свободных от данного рода ограничения, что делает их использование целесообразным в ряде прикладных проблем, не смотря на увеличивающуюся по сравнению с методом Монте-Карло погрешность.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (2009-2013 годы), выполняемому в рамках мероприятия 1.3.1 «Проведение научных исследований молодыми учеными – кандидатами наук».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кугейко М.М. Лысенко С.А. *Уравнения множественной регрессии для фракционных концентраций атмосферного аэрозоля* // Журнал прикладной спектроскопии, 73 (2006), 6 (ноябрь), С. 807-812.
2. Агранович В.М., Гинзбург В.Л. *Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов*. М.: Наука, 1979. 432 с.
3. Воробьева Е.В., Захаров В.П., Козлов Р.В., Котова С.П., Тимченко П.Е., Якуткин В.В. *Сравнительный спектральный анализ обратного рассеяния излучения растительной и живой тканью* // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2005. №3. Т.8. С.69-74.
4. Wang L., Jacques S.L., Zheng L. *MCML – Monte Carlo modeling of light transport in multi-layered tissues* // Computer methods and programs in Biomedicine. 1995. V.47, P.131-146.
5. Словецкий С.Д., *Моделирование распространения оптического излучения в сложной случайно-неоднородной среде методом Монте-Карло* // Радиотехника. 1994. №7. С. 654-671.
6. Захаров В. П., Синдяева А. Р. *3D визуализация многократно рассеивающих сред* // Компьютерная оптика. 2007. Т.31. №4. С. 44-52.
7. Яровенко И. П. *Численное решение краевых задач для уравнения переноса излучения в оптическом диапазоне* // Вычислительные методы и программирование: новые вычислительные технологии. 2006. Т. 7. С. 93-104.
8. Исимару А., *Распространение и рассеяние волн в случайно – неоднородных средах*. М: Мир, 1981. 384 с.
9. Tuchin V. V. *Tissue optics*. 2000. 353 p.
10. Prahl S. A. *Light transport in tissue*. 1988. 221p.
11. A.D. Kim, A. Ishimaru. *Optical Diffusion of Focused Beam Wave Pulses in Discrete Random Media* // J. of App. Opt. A. 2000. №2. P.321-334.
12. В. П. Захаров, И. А. Братченко, А.Р.Синдяева, Е.В Тимченко. *Моделирование распределения энергии оптического излучения в растительной ткани* // Оптика и спектроскопия. 2009. Т.107. №6. С. 957-962.
13. Тимченко Е.В. *Дифференциальные оптические методы контроля состояния растений: дисс. ... канд. ф.-м. наук. – Самара. 2009. 117с.*

ИДЕНТИФИКАЦИЯ ЛИЧНОСТИ ПО ДВУМЕРНЫМ ОПТИЧЕСКИМ ОБРАЗАМ ОТПЕЧАТКОВ ПАЛЬЦЕВ

Д.И. Трифонов

*Самарский Государственный Университет
denstarr@gmail.com*

АННОТАЦИЯ

В статье предложен метод идентификации личности по двумерным оптическим образам отпечатков пальцев человека, основанный на обработке данных образов с помощью аппарата фрактальной геометрии. Описывается разработанный компьютерный алгоритм обработки изображений и вычисления для них значения фрактальной размерности. Осуществлено тестирование данного метода на реальных отпечатках пальцев, полученных с помощью оптических сканеров отпечатков пальцев. Выполнена программная реализация данного алгоритма, реализована модель системы контроля и управления доступом. Методика может быть использована в основе принципиально новой биометрической системы идентификации личности.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время биометрические методы идентификации личности становятся все более и более актуальной технологией распознавания личности. Преимущество биометрических систем идентификации, по сравнению с традиционными подходами, заключается в том, что идентифицируется не внешний предмет, принадлежащий человеку, а сам человек.

Наибольшее распространение получили технологии идентификации личности по отпечаткам пальцев, в основе которого лежит уникальность для каждого человека рисунка папиллярных узоров [1].

В настоящее время существует несколько алгоритмов идентификации личности по отпечаткам пальцев. В данной работе предложен новый метод идентификации личности по фрактальной размерности двумерных образов отпечатков пальцев. Его суть заключается в том, что изображение отпечатка пальца, полученного оптическими методами, представляется в виде фрактального множества, для которого вычисляется его числовая характе-

ристика – фрактальная размерность. Этот параметр и будет являться той уникальной характеристикой, по которой будет происходить сравнение.

Возможность применения теории фракталов для биометрической идентификации личности – это то нововведение, которое предложено, опробовано в работе и описано в данной статье.

2. ТЕОРИЯ

В основе метода распознавания личности лежит компьютерный алгоритм вычисления размерности Минковского для изображений, полученных оптическим путем. Алгоритм опирается на следующее соотношение аппарата фрактальной геометрии:

$$\log N(\xi) = \log c - d \log \xi, \quad (1)$$

где $N(\xi)$ – минимальное число шаров радиуса ξ , необходимых для покрытия компактного множества A , d – любое неотрицательное вещественное число.

Как легко заметить, зависимость $\log N(\xi)$ от $\log \xi$ – прямая с угловым коэффициентом d . Для определения неизвестных параметров c и d необходимо оценить $N(\xi)$ [2].

Процедура вычисления фрактальной размерности d двумерного образа отпечатка происходит следующим образом:

Вход: S (бинарная квадратная матрица фрактала), p (размер S)

Выход: d (оценка размерности Минковского)

Инициализация:

L_{\max} = наибольшее целое $< p/10$ (максимальный размер клетки)

Шаги:

For $L = 1$ to L_{\max}

$N(L) = 0$

$B =$ наибольшее целое $\leq p/L$

for $i = 1$ to B

for $j = 1$ to B

$cnt = \sum_{k=(i-1)L+1}^{iL} \left(\sum_{h=(j-1)L+1}^{jL} S(k, h) \right)$ //число точек в клетке

if $cnt > 0$, $N(L) = N(L) + 1$, end if

end for

for L to L_{\max}

$$\xi_L = \log(L)$$

$$\eta_L = \log(N(L))$$

end for

Найти МНК-прямую по точкам (ξ_L, η_L) , $L = 1, \dots, L_{\max}$

размерность d = модуль углового коэффициента МНК-прямой [3].

Данный алгоритм оценки фрактальной размерности будет применен для нахождения дробной размерности изображения отпечатка пальца, а полученный результат для распознавания личности.

3. ПРАКТИЧЕСКАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ АЛГОРИТМА

Практическая реализация алгоритма распознавания личности заключалась в создании специальной биометрической системы, все фазы работы которой можно представить в виде следующей блок-схемы (рис. 1.)

Модель процесса идентификации, реализованная в данной работе, также включает в себя все стадии, указанные на блок-схеме.

Регистрация пользователей.

Процесс регистрации подразумевает под собой следующее: пользователь фиксирует значение какого-либо параметра отпечатка пальца в специ-



Рис. 1. Блок-схема биометрической системы

альной базе данных, в которой будут храниться значения характеристик всех других пользователей. Зафиксированное значение биохарактеристики называется эталоном или шаблонным значением.

В данной работе исходными данными являются двумерные плоские изображения

отпечатков пальцев человека. Их получение осуществлялось с помощью оптического сканера Futronic FS – 80. Данный этап является одним из самых важных в работе, т.к. качество полученных отпечатков пальцев напрямую влияет на точность дальнейшей идентификации личности.

Для получения исходных данных использовались FTIR-сканеры [FTIR, Frustrated Total Internal Reflection] – оптические контактные сканеры, осно-

ванные на измерении различий в полном внутреннем отражении подсвечиваемых внешним источником участков кожи на границе соприкосновения пальца с поверхностью предметного стекла сканера (чаще всего призмы). Считывание получившегося изображения производится ПЗС или КМОП фотоприемными устройствами [4].

Используемый в работе сканер представляет собой модуль для захвата и передачи на ПК образа отпечатка пальца. Уникальная технология, использующая прецизионную CMOS

матрицу, позволяет получать изображения отпечатка пальца с высоким качеством. Сканер FS-80 может применяться в любых приложениях, где требуется эффективная и достоверная идентификация человека.

В сканер FS-80 встроена специальная электронная схема, LFD (Live Finger Detection), позволяющая отличить живой палец от муляжа [5].

Для получения значения эталона, по которому будет происходить идентификация, снимается несколько изображений отпечатка пальца. Для каждого из вычисляется значение фрактальной размерности образа отпечатка пальца и по формуле (2) находится их среднее арифметическое:

$$D_{cp} = (D_1 + D_2 + \dots + D_n) / n, \quad (2)$$

где D_{cp} – среднее значение фрактальной размерности; $D_1..D_n$ – значения размерности 1-го...n-го ОП; n – общее число ОП.

При этом следует отметить, чем больше вариантов одного и того же пальца сделано, тем точнее будет среднее арифметическое. Полученный результат и есть эталон, и все дальнейшие сравнения будут происходить с ним.

Следует учитывать, что получить абсолютно одинаковое значение одного и того же отпечатка пальца практически невозможно. Это объясняется тем, что состояние поверхности пальца может меняться под действием

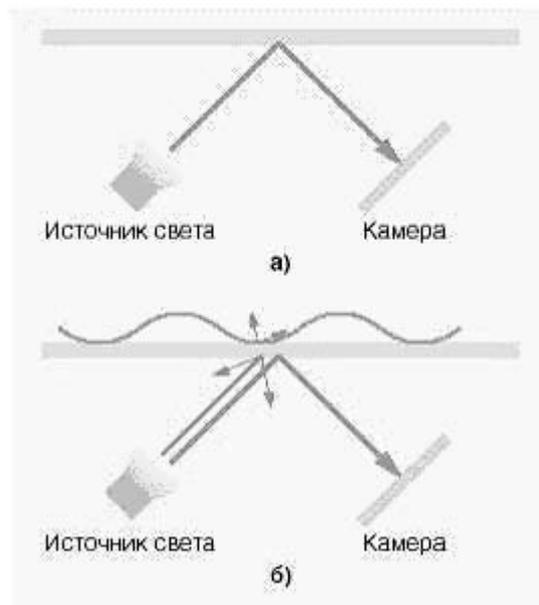


Рис.2. Принцип действия FTIR- сканеров



Рис. 3. Оптический сканер Futronic FS-80

внешних факторов: грязь, царапины, порезы, смещения и растяжения кожи, различная сила нажатия, сухость и влажность кожи.

Исходя из этого было введено понятие среднего отклонения ΔD_{cp} – диапазон значений, в пределах которого значения отпечатков пальцев могут отличаться от эталона. Параметр ΔD_{cp} определяется по формуле (3):

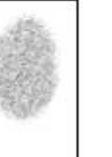
$$\Delta D_{cp} = (|D1 - D_{cp}| + |D2 - D_{cp}| + \dots + |Dn - D_{cp}|) / n, \quad (3)$$

где ΔD_{cp} – отклонение от среднего значения.

В таблице 1 параметры D_{cp} и ΔD_{cp} отражены более детально.

Таблица 1.

Результаты значений размерности отпечатков пальцев

Варианты отпечатка пальца					
Значение фрактальной размерности	1,5564	1,5529	1,5567	1,5574	1,5569
Среднее значение размерности D_{cp}	1,5561				
Среднее отклонение ΔD_{cp}	0,0062				

Следующим этапом распознавания личности является аутентификация и верификация пользователей. Аутентификация – это процесс, в рамках которого выполняется проверка личности пользователя и устанавливается, что пользователь именно тот человек, за которого себя выдает [6].

В разрабатываемой системе аутентификация происходит следующим образом. Зарегистрированный ранее пользователь указывает логин – запись в базе данных, соответствующая конкретному пользователю. После этого он должен предъявить нечто, что может подтвердить подлинность субъекта. В данном случае в качестве такого «паспорта» выступает отпечаток пальца.

Сканированное изображение отпечатка обрабатывается и по алгоритму Минковского для него вычисляется значение фрактальной размерности. Полученный результат сравнивается со значением, которое хранится в базе данных и соответствует зарегистрированному шаблону того пользователя, в качестве которого субъект себя заявляет. Описанная процедура реализована в специальной программе по распознаванию личности. Ее интерфейс представлен на рис. 4.

В разрабатываемой системе доступа рассматривается два варианта развития событий. Если полученное значение фрактальной размерности схоже со значением эталона в пределах допустимых значений, то система воспринимает пользователя как «своего». Аутентификация проходит успешно, пользователь получает доступ к системе в соответствии с назначенными ему правами. Если же разница между полученным значением размерности и эталонным значением превышает установленное допустимое отклонение, то система распознает субъект как «чужого». Соответственно пользователю будет отказано в доступе к системе.



Рис. 4 – Интерфейс программы

Возможность обоих вариантов зависит от строгости политики безопасности. Если администратор установит слишком строгие правила политики безопасности, а именно низкий уровень допустимого отклонения ΔD_{cp} , то отказ в доступе может получить как злоумышленник, так и легальный пользователь. Следовательно, возникнет ошибка первого рода FRR (False Reject rate) – «ложный отказ», «недопустить своего». Напротив, если установить слишком большое значение ΔD_{cp} , то злоумышленник, у которого схожи отпечатки пальцев с отпечатками легального пользователя, может получить доступ, т.е. возникнет ошибка второго рода FAR (False Acceptance Rate) – что означает «ложный допуск», «пропустить чужого».

Дальнейшая реализация системы заключалась в ряде испытаний на базе реальных отпечатках пальцев людей. Согласно проведенному исследованию, для разрабатываемой системы эти параметры составили:

FAR – 0,001 %

FRR – 0,0001 %

Данные показатели означают, что возможность допуска чужого составляет 1 случай из тысячи, возможность не допустить своего – 1 из 10 тысяч.

Сопоставив полученные результаты, можно сделать вывод, что разрабатываемая система идентификации личности по двумерным образам отпечатков пальцев может выступать в качестве реальной биометрической системы контроля доступа, удовлетворяющей всем требованиям безопасности. Следует отметить – лежащий в основе метод обработки оптических изображений, базирующийся на математическом аппарате фрактальной геометрии, может быть использован не только для распознавания личности по отпечаткам пальцев, но и по другим изображениям биометрических характеристик человека – рисунка вен кисти руки, сетчатка глаза, геометрии формы лица.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Венедов М.А. *Политика России в области биометрии* // http://www.electonics.ru/pdf/6_2000/
2. Морозов А.В. Введение в теорию фракталов. М.: Парус, 1996.
3. Кроновер Р.М. Фракталы и хаос в динамических системах. Основы теории. М.: Постмаркет, 2000, С. 127 – 137.
4. *Основные типы сканеров отпечатков пальцев и принципы их работы* // <http://www.biolink.ru/products/>
5. *Futronic в ногу с временем – Технология «Live finger detection»* // <http://www.biometricacs.com/lfd.php/>
6. Шелупанов А.А., Зайцев А.П., Мещеряков Р.В. Основы защиты информации. Т.: В-Спектр, 2009, С. 24–28.

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПОВЕРХНОСТИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СЛОЖНО-СТРУКТУРИРОВАННОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ.

П.В. Павлов, А.Н. Бородин¹, А.Н. Малов¹, И.А. Сеницын

¹ *Иркутское государственное университет
(Россия, 664003, г. Иркутск, бульвар Гагарина, 29)*

² *Военный авиационный инженерный университет (г. Воронеж)
Воронеж, ул. Старых Большевиков 54а.
e-mail: pashok8208@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

Приведены результаты численного моделирования контроля состояния шероховатой поверхности, представленной в виде набора сферических излучателей со случайным распределением амплитуды и фазы. Зондирование исследуемой поверхности осуществляется с помощью плоского и спирального волнового фронта. Выбрав необходимую форму пучка, можно с достаточной точностью определить параметры дефекта, расположенного на исследуемой поверхности.

На практике профиль поверхности обычно исследуют при помощи щупа, проводимого в контакт с поверхностью. Вертикальные перемещения щупа преобразуются в изменение электрического напряжения, которые после усиления подаются на регистрирующее или вычислительное устройство. Основным недостатком такого типа устройств является необходимость механического контакта между щупом и поверхностью. Этот контакт может приводить к возникновению дефектов на исследуемой поверхности. Оптические методы не имеют такого недостатка, так как они не требуют механического контакта и это очень большой плюс. Информацию о поверхности можно получить методом спекл-оптики в процессе исследования корреляции между двумя спекл-структурами, полученные от исследуемой поверхности.

Контроль степени шероховатости поверхности и дефектоскопия прозрачных и полупрозрачных объектов методами спекл-оптики осуществляется, как правило, при помощи «гладких» волновых фронтов – плоских или сферических [1]. В случае необходимости получения большого объема

данных по структуре объекта или при детализации формы рельефа имеет смысл использовать зондирующие пучки со специально заданным пространственным распределением интенсивности излучения. Такой подход аналогичен методу, применяемому в радиолокации, где сложноструктурированные зондирующие импульсы позволяют повысить качество распознавания целей.

Подобные пучки, сохраняя форму при распространении и фокусировке, могут иметь весьма разнообразную структуру распределения интенсивности [2]. В отличие от обычных световых полей с заданным распределением интенсивности, эти спиральные пучки сохраняют свою структуру в любой плоскости наблюдения и фокусировки. Таким образом, данное свойство спиральных пучков позволяет весьма гибко менять их форму при сохранении структурной устойчивости, что представляет существенный интерес для лазерной диагностики.

В статье представлены результаты численного моделирования исследования шероховатой поверхности.[3] На первоначальном этапе мы рассмотрели взаимодействие точечного источника со спиральным и плоским волновым фронтом. Для визуализации изменений структуры спирального пучка, обусловленных отражением от зондируемого объекта, можно использовать интерференцию с плоской волной. Рассмотрим интерференцию излучения точечного источника при зондировании плоской волной (рис.1.а) и лазерным пучком в виде спирали (рис.1.б).

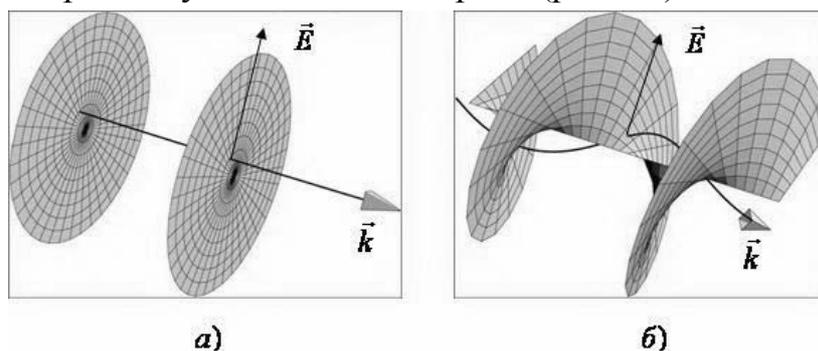


Рис.1. Структура плоской а) и волны в виде спирали б) используемой в численном моделировании.

Уравнение плоской волны, распространяющейся вдоль оси z:

$$E_x(z, t) = A \cos(\omega t - kz) \quad (1)$$

Уравнение волны с винтовой дислокацией:

$$E_x(z,t) = A_0 \text{Cos}(wt - kz - \arccos \frac{x}{R}), \text{ если } y > 0, \quad (2)$$

$$E_x(z,t) = A_0 \text{Cos}(wt - kz - 2\pi + \arccos \frac{x}{R}), \text{ если } y < 0, \quad (3)$$

где

$$R = \sqrt{(x - \Delta x)^2 + (y - \Delta y)^2 + z^2}. \quad (4)$$

Результирующая амплитуда колебаний примет вид:

$$A = \text{Sin}(\varphi(x,y)) + \frac{z}{R} \text{Cos}(\varphi(x,y)). \quad (5)$$

При численном моделировании наглядно было установлено влияние точечного дефекта на изменение плоской и спиральной волны излучения. Результаты экспериментов представлены на рисунках (рис.2–4)

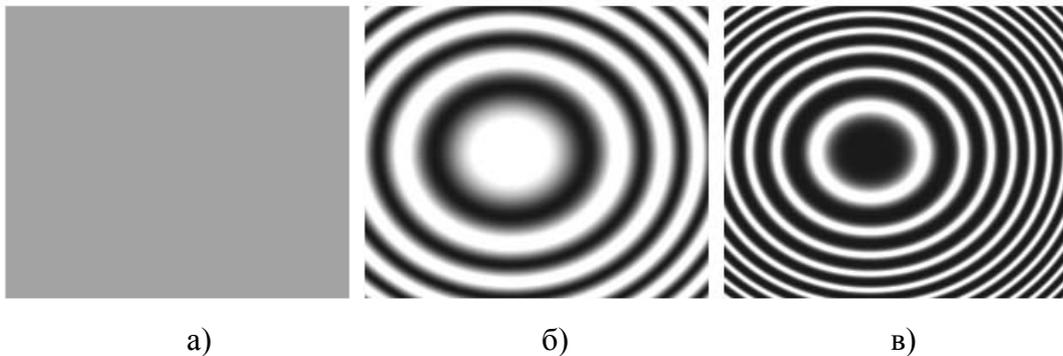


Рис.2. а) распределение фазы плоской волны, б) распределение фазы точечного источника в плоскости наблюдения, в) интерференционная картина взаимодействия плоской волны с точечным источником

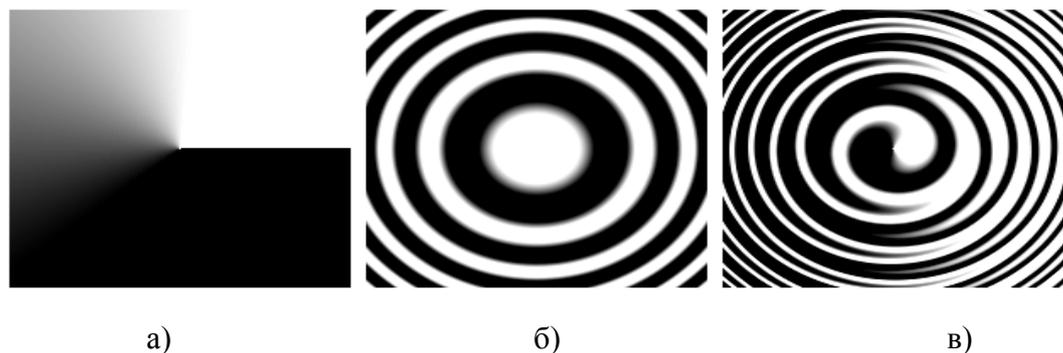


Рис.3. а) распределение фазы спирального пучка, б) распределение фазы точечного источника в плоскости наблюдения, в) интерференционная картина взаимодействия спирального пучка с точечным источником (ось пучка совпадает с центром точечного источника)

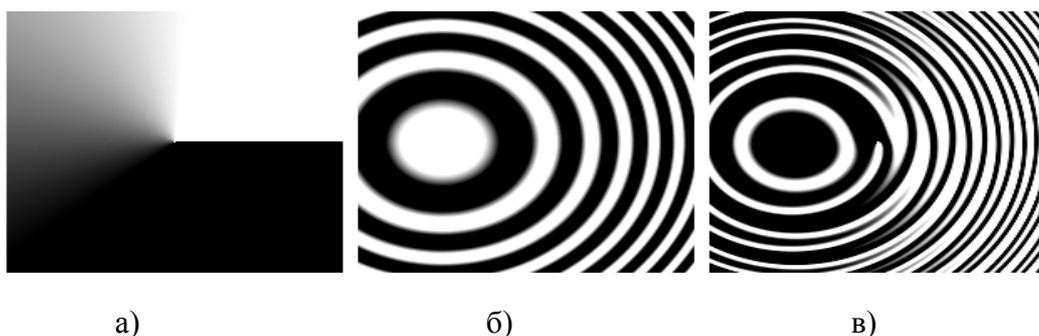


Рис.4. а) распределение фазы спирального пучка, б) распределение фазы точечного источника в плоскости наблюдения, в) интерференционная картина взаимодействия спирального пучка с точечным источником (ось пучка не совпадает с центром точечного источника)

Использование пучка с винтовой дислокацией позволяет в достаточной степени судить о характере и особенностях дефекта, расположенного на поверхности исследуемой детали, что отчетливо отображено на полученных интерференционных картинах. В плоскости предмета в этом случае будет наблюдаться биение двух близких по своей структуре волновых полей. В результате получим новую интерференционную картину, свидетельствующую о степени несовпадения реального объекта с эталоном.

В следующей части численного моделирования представим исследуемую нами некую шероховатую поверхность в виде набора дискретных сферических излучателей, со случайным распределением амплитуды и фазы сигнала. При облучении контролируемой поверхности плоским и волновым фронтом в виде спирали наблюдается интерференция волн от сферических излучателей, составляющих поверхность в плоскости изображения.

Если сферические излучатели расположены относительно друг друга на разных расстояниях и имеют разный сдвиг по фазе, то коэффициент корреляция между такими излучателями минимален. Результирующие спекл-картины в этом случае имеют вид, приведенный на рис 5, 6.а. Если коэффициент корреляции максимален, то результирующие интерференционные картины примут вид, приведенный на рис.5, 6.б.

Зададим в нашей модели некий дефект в виде царапины или трещины. Выполним зондирование исследуемой поверхности с помощью плоского волнового фронта и виде спирали. Результирующие интерференционные картины, полученные в результате численного моделирования представлены на рис.7. а, б.

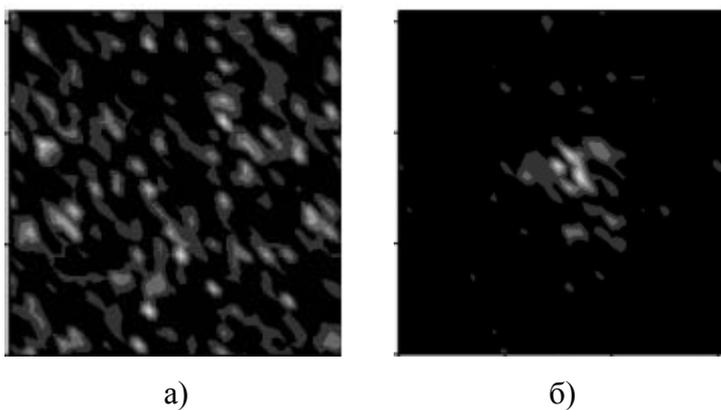


Рис. 5. Результирующие спекл-картины полученные при зондировании исследуемой поверхности плоским волновым фронтом когда коэффициент корреляция между излучателями по сдвигу фаз и коэффициенту отражения: а) – min б) – max

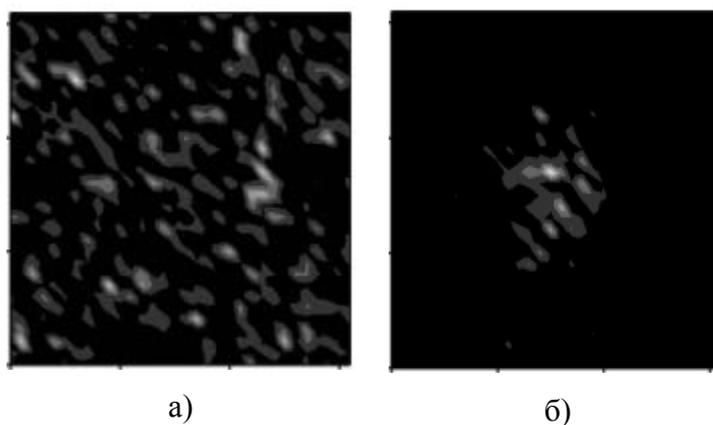


Рис. 6. Результирующие спекл-картины полученные при зондировании исследуемой поверхности спиральным волновым фронтом когда корреляция между излучателями по сдвигу фаз и коэффициенту отражения: а) – min б) – max

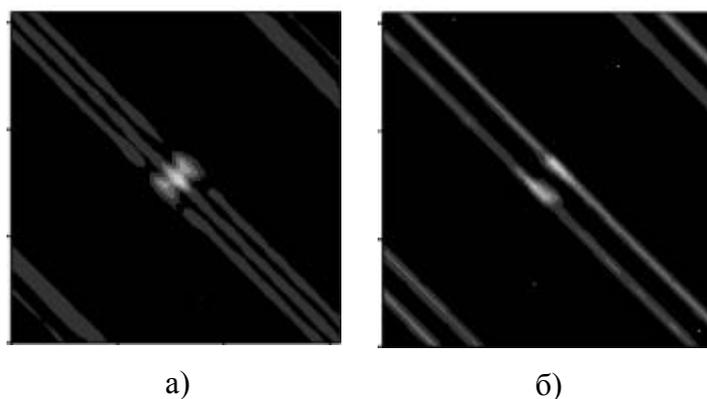


Рис. 7. Результирующие спекл-картины полученные при зондировании исследуемой поверхности, с неким дефектом: а) плоским, б) спиральным волновым фронтом.

Выполнив корреляционный анализ между полученными интерференционными картинками от одной и той же поверхности при зондировании плоским и спиральным волновым фронтом излучения, можно видеть, что, задавая параметры в нашей модели нужного зондирующего пучка, можно определить параметры исследуемой шероховатой поверхности. Следующим шагом нашей работы будет проектирование необходимых дифракционных оптических элементов для наиболее результативного выделения дефектов поверхности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Франсон М. «Оптика спеклов». – М.: Мир, 1980. 172 с.
2. Дифракционная компьютерная оптика / под ред. В.А. Сойфера. – М.: Физматлит, 2007. – 736 с.
3. Павлов П.В., Бородин А.Н., Вольф И.Э. Спекл-диагностика с использованием спиральных и сингулярных зондирующих пучков // Всероссийская молодежная конференция « VI Самарский конкурс научных работ студентов и молодых исследователей по оптике и лазерной физике». Сборник конкурсных докладов. 2008. – С. 99–104 .

МОДЕЛИРОВАНИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОСТРОЙ ФОКУСИРОВКИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

С.С. Стафеев

*СГАУ, ИСОИ РАН (443001, г. Самара, ул. Молодогвардейская, 151)
sergey.stafeev@gmail.com*

АННОТАЦИЯ

В работе промоделировано распространение света через бинарный аксикон. Подобраны параметры аксикона обеспечивающие оптимальную фокусировку. Получено фокальное пятно с диаметром по полуспаду $FWHM=0.39\lambda$, что меньше дифракционного предела. На основе проведенного моделирования изготовлены аксиконы для экспериментальной проверки полученных данных. Проведенный эксперимент показал, что результаты моделирования приближаются к экспериментальным при удалении от поверхности аксикона на расстояние более 50 длин волн.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время актуальной задачей является острая фокусировка света. Острая фокусировка света находит свое применение в оптических дисках памяти, фотолитографии, оптических ловушках [1], манипуляции микрообъектами [2], для ускорения частиц [3] и в микроскопии [4]. Необходимо отметить, что сфокусировать электромагнитное поле в свободном пространстве в области, удаленной больше чем на длину волны от объектов, нельзя в объем меньший дифракционного предела. Однако вблизи границы раздела двух сред данное свойство не имеет места из-за влияния поверхностных волн. Влияние поверхностных волн можно использовать для фокусировки света вблизи поверхности раздела двух сред. Так в [5] теоретически рассмотрены исчезающие световые поля, которые в ближнем поле могут формировать фокусное пятно с диаметром много меньше длины волны. Известны работы, в которых фокусировка света осуществляется с помощью двумерных фотонных кристаллов [6,7] или с помощью сред с отрицательным показателем преломления [8].

В данной работе моделируется распространение радиально-поляризованного пучка через бинарный микроаксикон с целью получения минимального фокусного пятна. Было получено, что бинарный аксикон позво-

ляет достичь размеров пятна с диаметром по полуспаду интенсивности равным $FWHM=0.39\lambda$. По результатам моделирования был изготовлен аксикон с целью экспериментальной проверки полученных данных.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ

В данной работе для расчета прохождения света через объекты микрооптики используется модификация метода FDTD для радиально-симметричных объектов [9], освещаемых радиально-поляризованным светом (R-FDTD). В основе метода R-FDTD лежит численное решение уравнений Максвелла, что обеспечивает методу большую универсальность и точность.

Ранее нами уже были получены результаты по острой фокусировке коническим микроаксиконом [10,11]. Однако технологически проще изготовить бинарный аналог такого аксикона. На рисунке 1 показаны аксикон и его бинарный аналог для длины волны 0,63мкм.

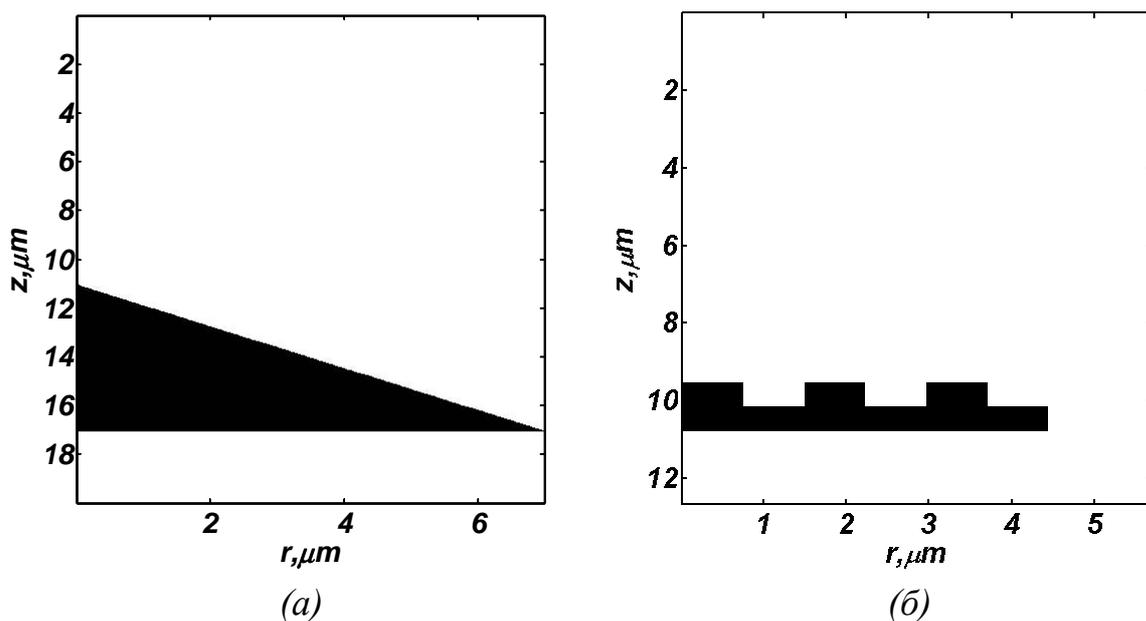


Рис. 1. Конический аксикон (а) и его бинарный аналог (б)

На рисунке 2 показан результат распространения радиально-поляризованной моды R-TEM₀₁ [12,13] через такой бинарный аксикон.

Из рисунка 2 видно, что вблизи центральной круговой ступеньки бинарного аксикона (рисунок 1а) формируется острый фокус, диаметр которого по полуспаду интенсивности равен $FWHM=0.39\lambda$, а площадь по полуспаду интенсивности равна $HMA=0.119\lambda^2$.

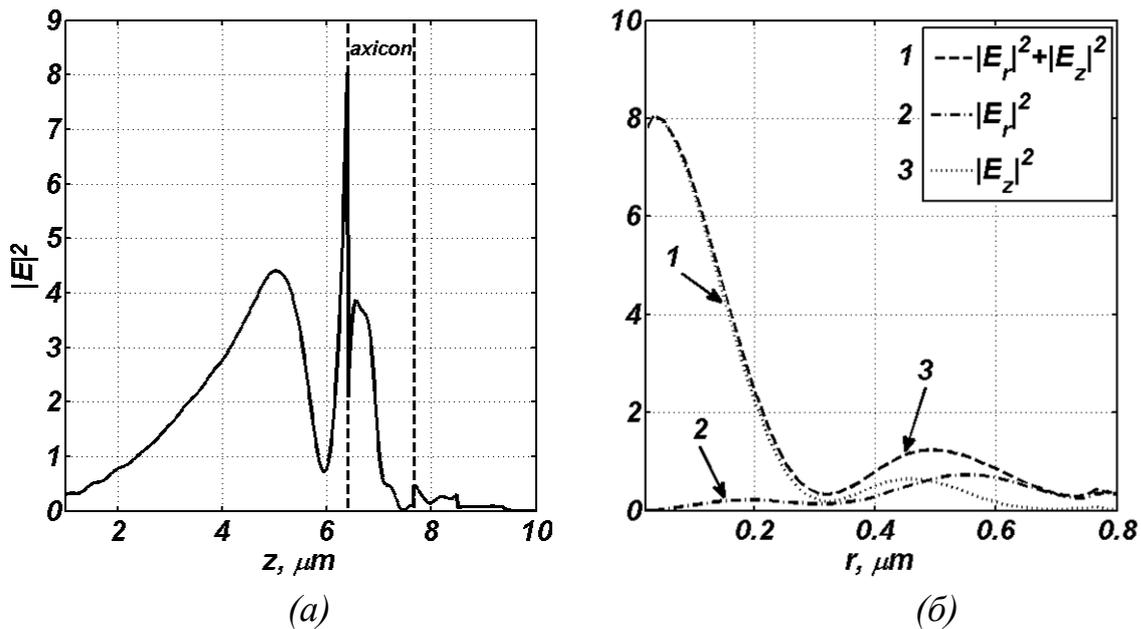


Рис. 2. (а) распределение интенсивности $|E|^2$ вдоль оптической оси (б) радиальные распределения интенсивности $|E|^2 = |E_r|^2 + |E_z|^2$ (кривая 1), $|E_r|^2$ (кривая 2) и $|E_z|^2$ (кривая 3) в плоскости фокуса

На рисунке 3а показан аксикон с периодом 4мкм и высотой профиля 0.532мкм, а на рисунках 3б и 3в результат прохождения через него линейно-поляризованного света. Данные о размерах фокусных пятен в зависимости от расстояния от границы аксикона приведены в таблице 1.

Таблица 1.

Размеры фокусного пятна от расстояния r от границы аксикона с периодом 4 мкм

Расстояние от границы аксикона r , мкм	$FWHM, \lambda$	Полная ширина пятна d, λ
1.66	0.59	1.10
3.91	0.56	1.00
5.80	0.66	2.26
8.72	0.76	2.29
12.86	0.81	2.63
14.82	0.90	4.14
20.79	1.18	3.76
28.45	1.23	4.14
34.67	1.41	5.64

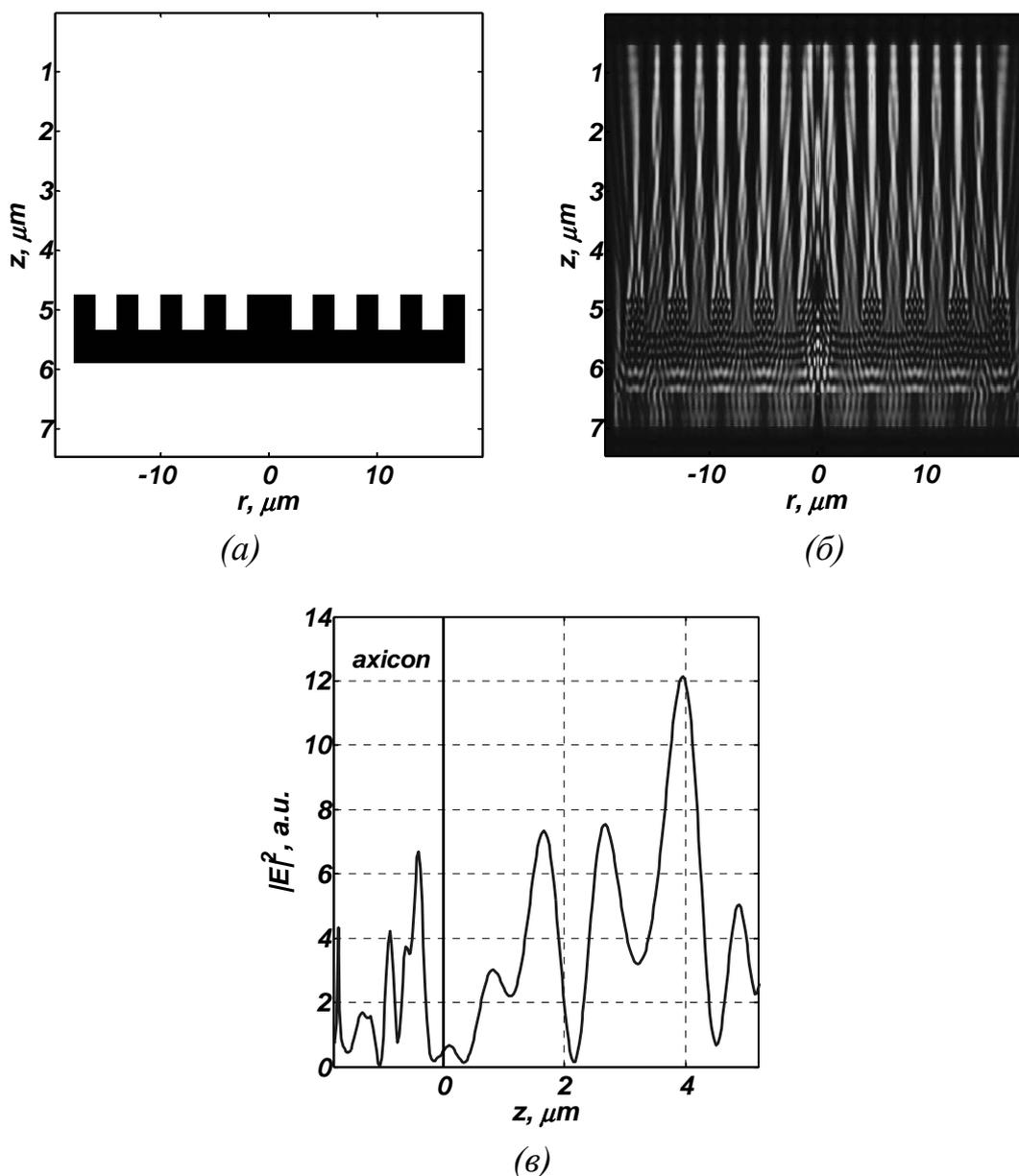


Рис. 3. Бинарный аксикон с периодом 4мкм (а), распределение интенсивности в области после прохождения через него линейно поляризованного света (б), распределение интенсивности вдоль оси аксикона (в)

3. ЭКСПЕРИМЕНТ

Нами был изготовлен аксикон, изображенный на рисунке 3а. Для изготовления на кварцевую подложку с показателем преломления $n=1.46$ был напылен слой хрома толщиной 100 нм, на котором в дальнейшем был записан фотошаблон. Полученная в результате подложка с нанесенным на ней фотошаблоном подвергалась плазмохимическому травлению. На рисунке 1а показано изображение поверхности одного из аксиконов, полу-

ченное с помощью микроскопа SOLVER PRO, а на рисунке 1б – профиль такого аксикона.

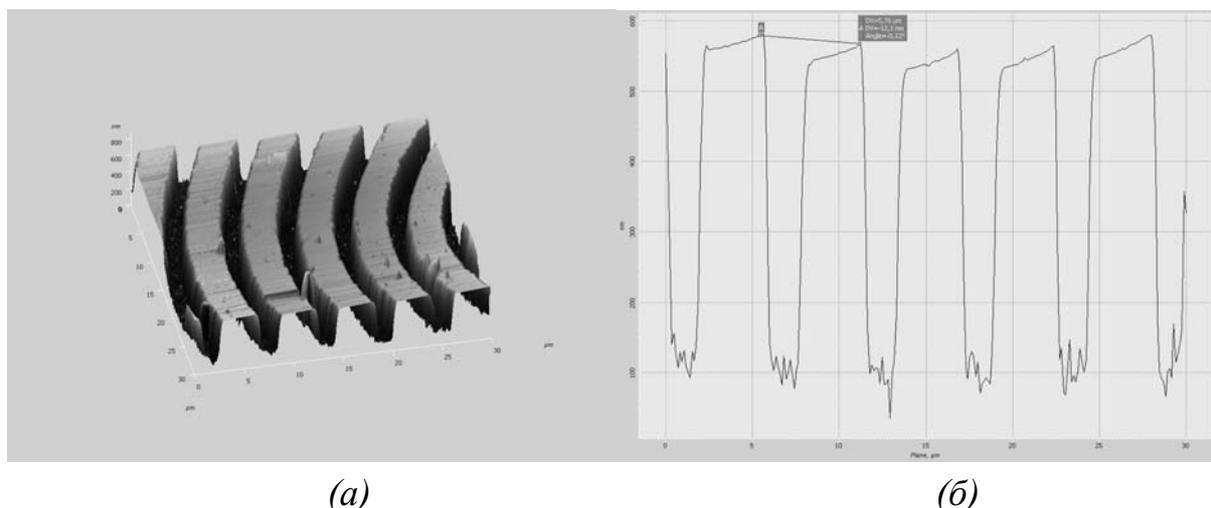


Рис. 4. Изображение аксикона (а) и его профиль(б)

Получившийся аксикон освещался линейно-поляризованным плоским пучком с длиной волны $0,532\text{ мкм}$. Были получены изображения распределения интенсивности в плоскостях перпендикулярных оси симметрии аксикона. На рисунке 5 приведен пример такого распределения.

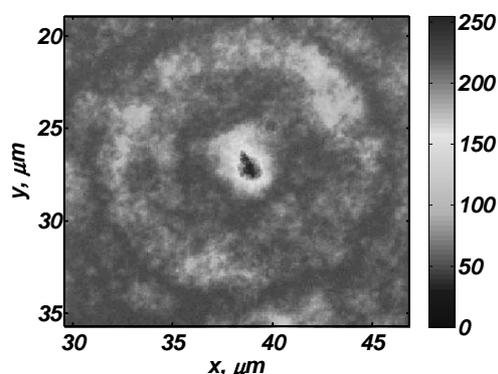


Рис. 5. Экспериментальное распределение интенсивности

В процессе сравнения результатов эксперимента и численного моделирования оказалось, что результаты моделирования приближаются к результатам эксперимента при достаточно большом удалении от поверхности аксикона (больше 50 длин волн). Полная ширина пятна по полуспаду интенсивности на таком расстоянии при моделировании равна $4,1\lambda$, а в эксперименте $3,9\lambda$. На рисунке 6а представлено распределение интенсивности при моделировании прохождения света через аксикон с периодом 4 мкм на расстоянии $28,5\text{ мкм}$ от поверхности аксикона, а на рисунке 6б

представлено экспериментальное распределение интенсивности при прохождении света через такой аксикон.

Фокусное пятно со сверхразрешением для аксикона находится близи поверхности, и с помощью обычной оптики не может быть обнаружено.

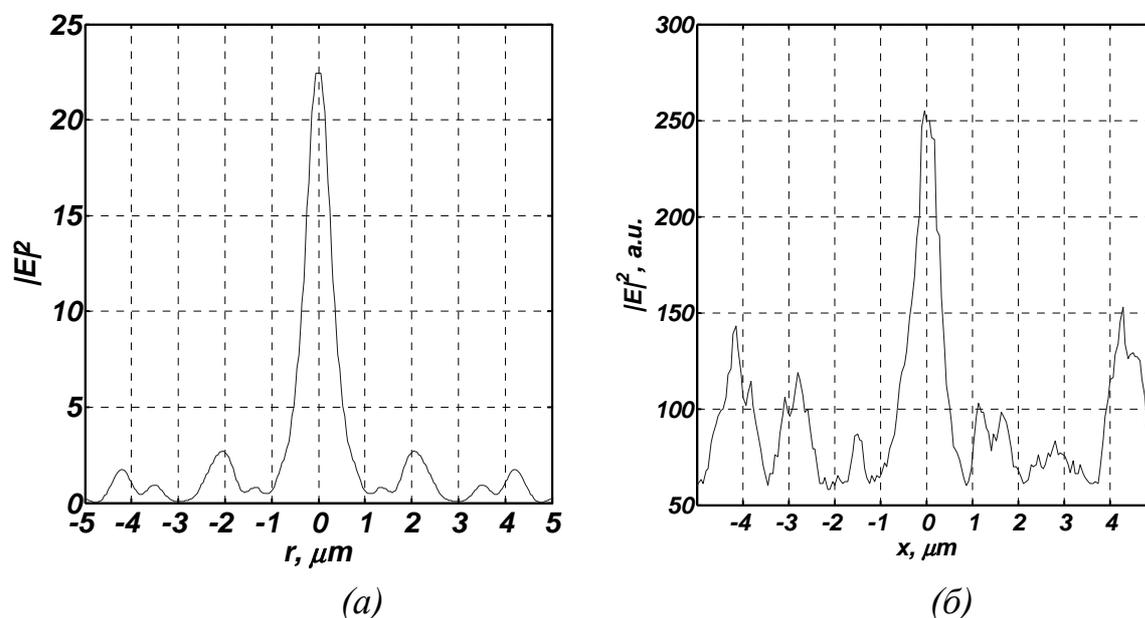


Рис. 6. Результат распределения интенсивности в фокальной плоскости, полученный при численном моделировании (а) и в эксперименте (б)

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе была промоделирована фокусировка радиально-поляризованного пучка бинарным микроаксиконом, было получено пятно с диаметром $FWHM=0.39\lambda$, что меньше дифракционного предела. Наблюдалось совпадение результатов моделирования и эксперимента при удалении от поверхности аксикона с периодом 4 мкм на расстояние более 50 длин волн, где полная ширина пятна по полуспаду интенсивности для моделирования равна 4.1λ , а для эксперимента 3.9λ .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Qiwen Zhan *Trapping metallic Rayleigh particles with radial polarization* // Optics Express, 2004. V.12. № 15. P. 3377–3382.
2. Mohanty S.K., Mohanty K.S., Berns M.W. *Organization of microscale objects using a microfabricated optical fiber* // Optics Letters, 2008. V.33. № 18. P. 2155–2157.

3. Tidwell S.C., Kim G.H., Kimura W.D. *Efficient radially polarized laser beam generation with a double interferometer* // Applied Optics, 1993. V.32. № 27. P. 5222–5229.
4. Youngworth K.S., Brown T.G. *Focusing of high numerical aperture cylindrical vector beams* // Optics Express, 2000. V.7. № 2. P.77–87.
5. Merlin R. *Radiationless electromagnetic interference: evanescent-field lenses and perfect focusing* // Science, 2007. V.317. P. 927–929.
6. Husakou A., Herrmann J. *Superfocusing of light below the diffraction limit by photonic crystal with negative refraction* // Opt. Express, 2004. V.12. – P. 6491-6497.
7. Yang S., Hong C., Yang H. *Focusing concave lens using photonic crystals with magnetic materials* // J. Opt. Soc. Am. A, 2006. V.23. № 4. P. 956–959.
8. Pendry J.B. *Negative refraction makes a perfect lens* // Phys. Rev. Lett., 2000. V.85. P. 3966–3969
9. Prather D.W., Shi S. *Formulation and application of the finite-difference time-domain method for the analysis of axially symmetric diffractive optical elements* // Journal of the Optical Society of America, 1999. V.16. – № 5. – P. 1131–1142.
10. Котляр В.В., Ковалев А.А., Стафеев С.С. *Острая фокусировка света радиальной поляризации с помощью микролинз* // Компьютерная оптика, 2008. Т. 32, № 2. С. 155–167.
11. Kotlyar V.V., Kovalev A.A., Stafeev S.S. *Sharp focus area of radially-polarized Gaussian beam by propagation through an axicon* // Prog. In Electr. Res. C, 2008. V. 5. P. 35-43.
12. Kozawa Y., Sato S. *Generation of a radially polarized laser beam by use of a conical Brewster prism* // Opt. Lett., 2005. V. 30, № 22. P. 3063-3065.
13. Котляр В.В., Стафеев С.С. *Моделирование острой фокусировки радиально-поляризованной лазерной моды с помощью конического и бинарного микроаксионов* // Компьютерная оптика, 2009. Т. 33, № 1. С.52-60.

ТЕПЛОВИЗИОННАЯ ДИАГНОСТИКА ПРОМЫШЛЕННЫХ УСТАНОВОК С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СИСТЕМ ИСКУССТВЕННОГО ИНТЕЛЛЕКТА

В.В. Игнатьев, В.В. Даньшин

*Самарский Государственный Университет Путей Сообщения
443066, г. Самара, 1-й Безымянный пер., д. 18
e-mail: vladimir.ignatyev@ridev.ru*

АННОТАЦИЯ

Приведен метод диагностики технических систем с использованием искусственной нейронной сети. Выполнен синтез топологии нейросети для задачи тепловизионной диагностики контактной сети магистральных железных дорог. Приведена архитектура интеллектуальной системы тепловизионной диагностики объектов энергетики.

1. ВВЕДЕНИЕ

Тепловизионная диагностика представляет собой молодую научно-техническую дисциплину, развивающуюся на стыке электро- и теплофизики, высоковольтной техники, теории электрических аппаратов, теплотехнических измерений, ИК-техники, теории передачи и обработки информации, математической статистики и других дисциплин.

Инфракрасная термография (тепловидение) представляет собой метод получения информации о пространственном и временном распределении тепловой энергии (температуры) объектов путем бесконтактной регистрации оптического излучения в инфракрасном диапазоне. [1]

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Современная диагностика состояния объектов тепло- и электро- энергетики обычно происходит с участием человека. Тепловые портреты узлов и агрегатов позволяют выявить зоны с аномальным перегревом, а также определить уровень технологической жидкости в закрытых труднодоступных сосудах.

Подход, когда анализ тепловых изображений производится человеком, неприемлем в случае серийных измерений, когда количество тепловых изображений измеряется тысячами. Наряду с обработкой тепловых

изображений и выявлением в них значимых областей (задача о полной сегментации изображения [2]), возникает вопрос о возможности создания автоматической системы диагностирования.

Описанная задача существует в области электроснабжения железных дорог, в частности, в диагностике износа контактного провода контактной сети [3]. Контактная сеть является единственным нерезервируемым элементом в системе тягового электроснабжения, поэтому задача диагностики состояния контактной сети является значимой.

Для получения тепловых изображений провода используется техническое решение, представленное на рисунке 1.



Рис. 1. Вагон-лаборатория для получения тепловых изображений контактной сети

При допущении малой протяженности участков износа по отношению к длине контактного провода, распределение температуры T по длине контактного провода может быть описано неоднородным уравнением теплопроводности [4]:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a^2 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + f(x, t), \quad (1)$$

где $f(x, t)$ – функция тепловых источников.

Как показано в [5], общим решением этого уравнения является функция:

$$T(x, t) = \int_{-\infty}^{\infty} G(x, \xi; t) \varphi(\xi) d\xi, \quad (2)$$

где $G(x - \xi, t - t_0) = \frac{1}{2\sqrt{\pi a^2(t - t_0)}} e^{-\frac{(x - \xi)^2}{4a^2(t - t_0)}}$ – фундаментальное решение

уравнения теплопроводности.

Отметим здесь лишь тот факт, что тепловой импульс может быть задан тремя величинами – x, ξ, t . Это следует из однозначности функции G .

3. ОПИСАНИЕ МЕТОДА ДИАГНОСТИКИ

Задача диагностики может быть сформулирована следующим образом.

Пусть $x \in \mathfrak{X}^m$ – m -мерный вектор, составленный из численных характеристик состояния технической системы (ТС). Пусть \mathfrak{X}^M – евклидово пространство возможных диагнозов, а $y \in \mathfrak{X}^M$ – M -мерный вектор, составленный из вероятностей появления каждого из M диагнозов, в некоторой ТС. Тогда задача диагностики представляется в виде:

$$F : x \in \mathfrak{X}^m \rightarrow y \in \mathfrak{X}^M \quad (3)$$

Данная задача может быть решена с помощью многослойного персептрона [6]. Известна также работа [7], в которой задача диагностики решалась с помощью нейросети с обратной связью. Как известно, многослойные искусственные нейронные сети на основе персептрона с сигмоидальной функцией реализуют задачу классификации, т.е. отнесения одного вектора признаков x к какому-либо классу C_k . В задаче диагностики классу C_k соответствует диагноз технического состояния системы, а вектору признаков – множество численных характеристик состояния ТС.

Как показано [6, с. 255], многослойный персептрон аппроксимирует апостериорную вероятность распознавания класса при условии, что размерность обучающего множества достаточно велика. Необходимо учесть, что распознаваемые персептроном классы должны быть разделимы.

Известно, что большинство диагнозов в крупных ТС являются совместными событиями. Пусть $y: \{P_1, P_2, P_3, \dots, P_M\}$ – вектор вероятностей несовместных событий диагнозов $1..M$. Согласно следствию из теоремы Байеса [8] для полной вероятности события имеем:

$$P_k = y \cdot P_{Mk}, \quad (4)$$

где P_k – вероятность возникновения k -го совместного диагноза; P_{Mk} – вектор условных вероятностей возникновения k -го диагноза при возникнове-

нии диагнозов M ; y – вектор, составленный из вероятностей возникновения каждого из M диагнозов.

В задаче тепловизионной диагностики контактного провода решается вопрос об отнесении данного участка контактного провода к классу «годного» (D_1) или «негодного» (\bar{D}_1) по признакам, которые могут быть получены с помощью автоматического анализа тепловых изображений.

4. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На основании обработки тепловых изображений, полученных вагон-лабораторией, была построена обучающая выборка из 1000 образов, по которой произведен синтез топологии и обучение нейронной сети методом сопряженных градиентов (рисунки 2 и 3).

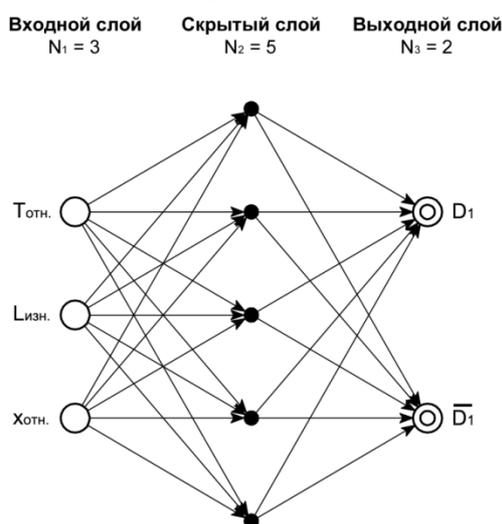


Рис. 2. Структурный граф многослойного персептрона для задачи диагностики участков контактного провода

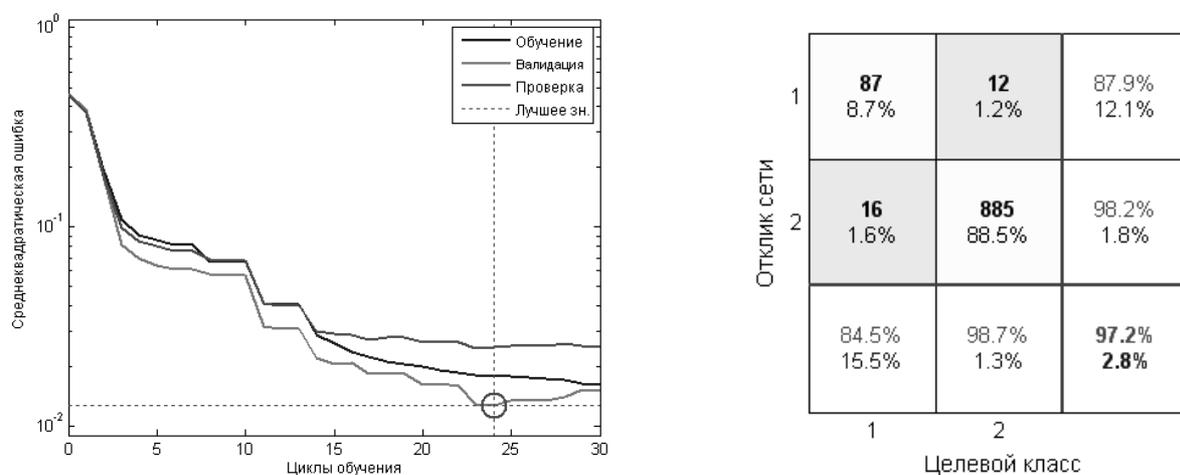


Рис. 3. График обучения (слева) и матрица соответствия классификатора (справа)

Согласно принципу инвариантности классификатора к трансформациям входного сигнала [6, с. 65-66], в качестве классификационных признаков были выбраны следующие:

- $T_{отн.} = \frac{T}{T_{доп.}}$ – максимум температуры на участке износа, выраженный, как отношение замеренной температуры к максимально допустимой;

• $L_{изн.}$ – относительная длина участка износа;

- $x_{отн.}$ – координата начала участка износа в относительных единицах.

Синтезированная нейросеть ставит диагноз со среднеквадратической ошибкой от 1,3% ÷ 15,5%.

Исходя из полученного метода, автоматизированная интеллектуальная система диагностики должна обладать архитектурой, показанной на рисунке 4.

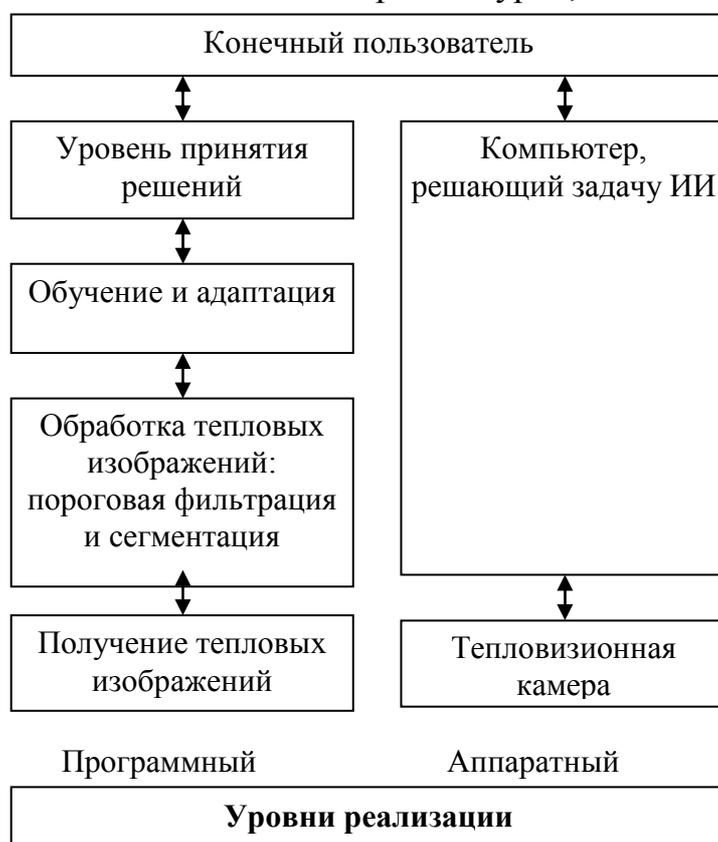


Рис. 4. Структурно-функциональная архитектура интеллектуальной системы диагностики

5. ВЫВОДЫ

Изложенный в статье метод и предложенная архитектура интеллектуальной системы диагностики, позволяет сократить время обработки результатов исследований фактического состояния технической

системы и подготовки диагностической базы знаний, а также сократить количество требуемых испытаний. Применение этого метода к широкому кругу задач и обобщение получаемого опыта, по мнению автора, может привести к созданию более универсальных программных и аппаратных средств диагностики фактического состояния объектов энергетики, тем самым снизив эксплуатационные расходы и повысив безопасность энергообъектов.

На основании полученных практических результатов, ведутся работы по созданию программно-аппаратной интеллектуальной системы тепловизионной диагностики контактной сети магистральных железных дорог, рассматривается вопрос построения моноблочного устройства на базе сверхбольших (VLSI) интегральных схем.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Власов А.Б. Модели и методы термографической диагностики объектов энергетики, монография. М.: Колос, 2006. 330 с.
2. Виттих В.А., Сергеев В.В., Сойфер В.А. Обработка изображений в автоматизированных системах научных исследований. М.: Наука, 1982. 216 с.
3. Плотников Ю.И. *Точность и достоверность контроля при тепловизионном диагностировании оборудования электрифицированных линий* // Железные дороги мира, 2006, №3.
4. Григорьев В.Л., Игнатьев В.В. Тепловые процессы в устройствах тягового электроснабжения: Учебное пособие для вузов ж.-д. транспорта. – М.: ГОУ «Учебно-методический центр по образованию на железнодорожном транспорте», 2007. 182 с.
5. Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1977. 736 с.
6. Хайкин С. Нейронные сети: полный курс. Пер. с англ. М.: Издательский дом «Вильямс», 2008. 1104 с.
7. Адрончев И.К., Тычков А.С. *Практическая реализация системы диагностирования тяговых двигателей электровозов.* // Известия Самарского научного центра Российской академии наук. 2007. 187 с.
8. Биргер И.А. Техническая диагностика. М.: Машиностроение, 1978, 240 с.

ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ ЛИНЗА МИКАЭЛЯНА ДЛЯ СВЯЗИ ДВУХ ВОЛНОВОДОВ

Я.Р. Триандафилов

*Самарский государственный аэрокосмический университет
e-mail: hiquest2005@mail.ru*

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.

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 осе-

симметричная 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 полутоновая картина дифракции (усредненная во времени) плоской волны ТЕ-поляризации с амплитудой E_x (ось x перпендикулярна 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.).

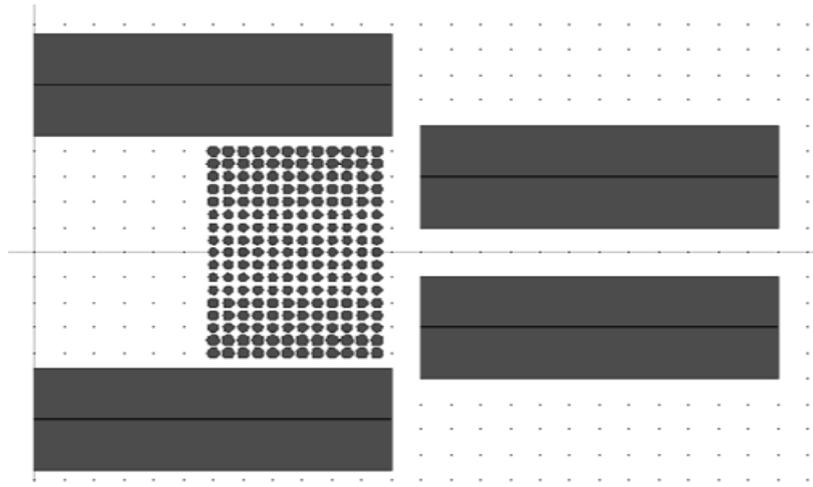


Рис. 1. Изображение ФК-линзы вместе с волноводами

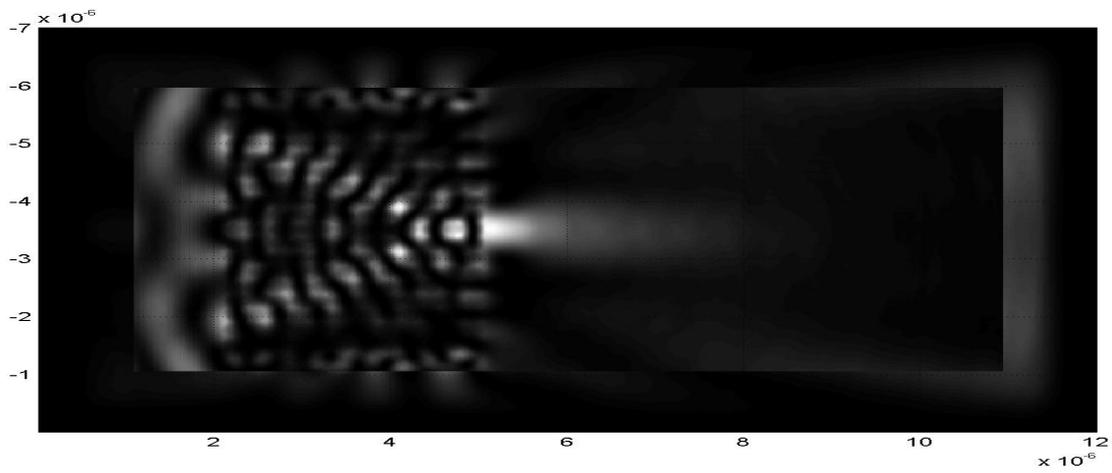


Рис. 2. 2D-распределение интенсивности $|E_x|^2$

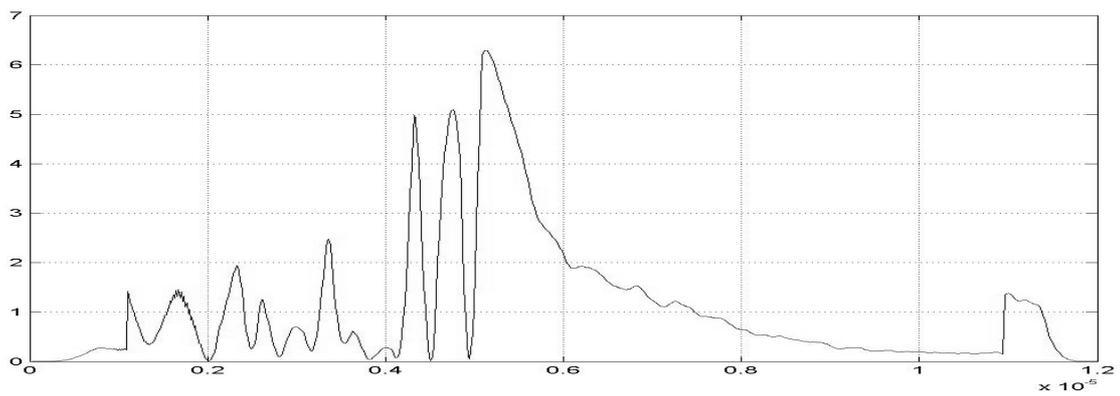


Рис. 3. Распределение интенсивности $|E_x|^2$ вдоль оси z

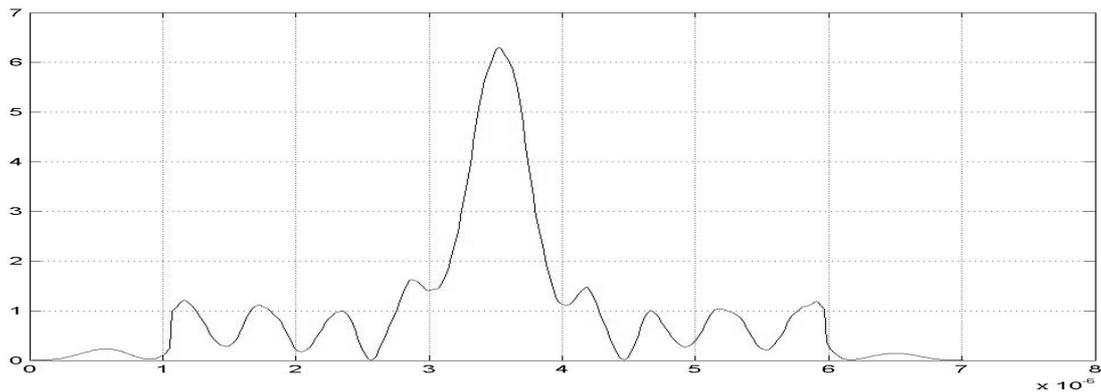


Рис. 4. 2D- распределение интенсивности $|E_x|^2$ в фокусе

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 полуспаду интенсивности равен $\text{FWHM}=0.14\lambda$. Значение интенсивности в фокусе составляет 2.8 (отн. ед.).

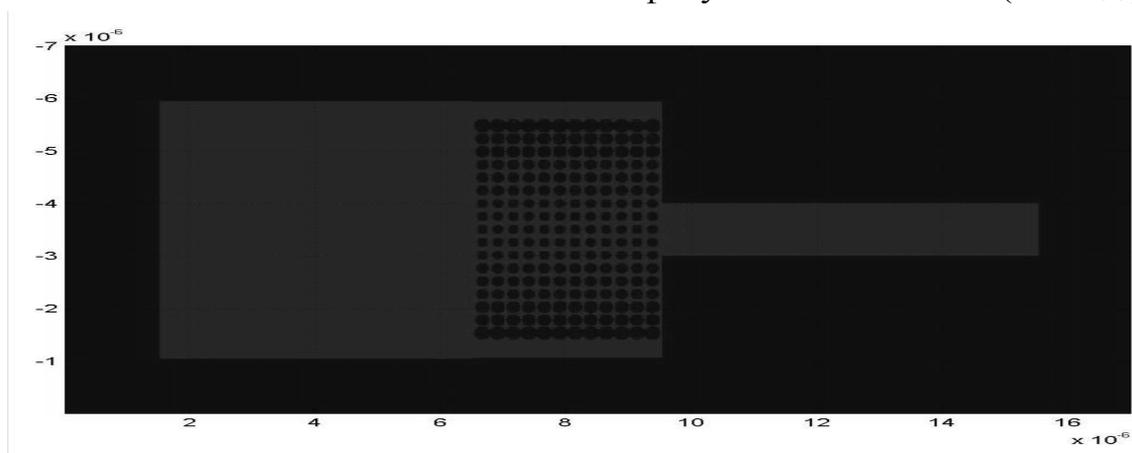


Рис. 5. Изображение ФК-линзы.

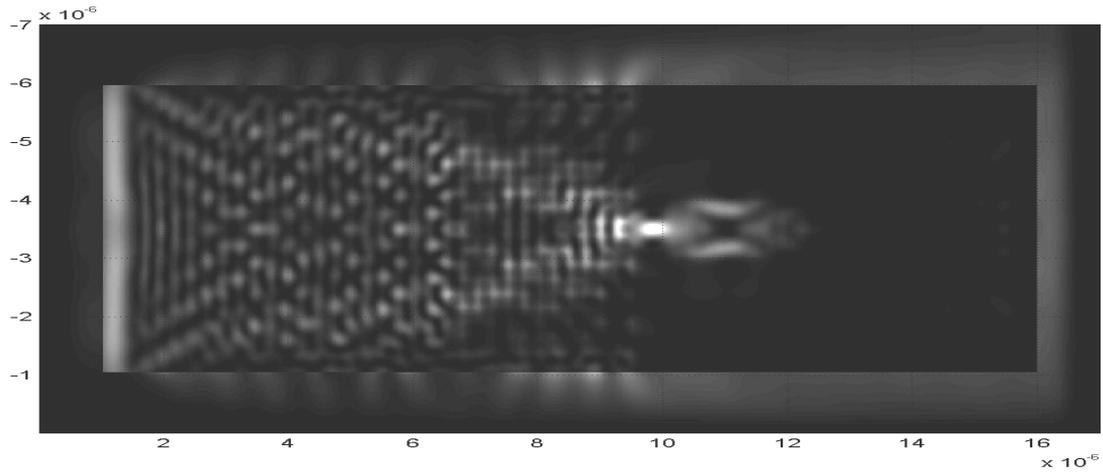


Рис. 6. 2D-распределение интенсивности $|E_x|^2$

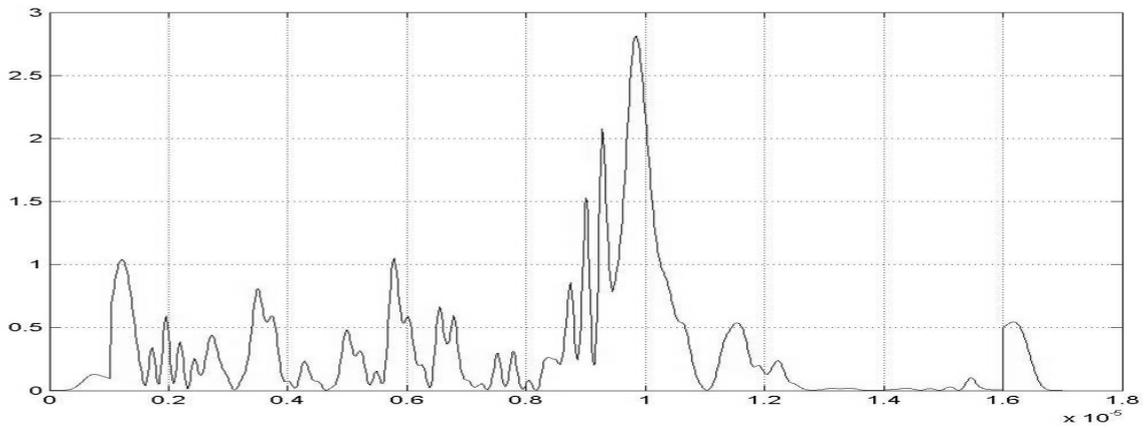


Рис. 7. Распределение интенсивности $|E_x|^2$ вдоль оси z

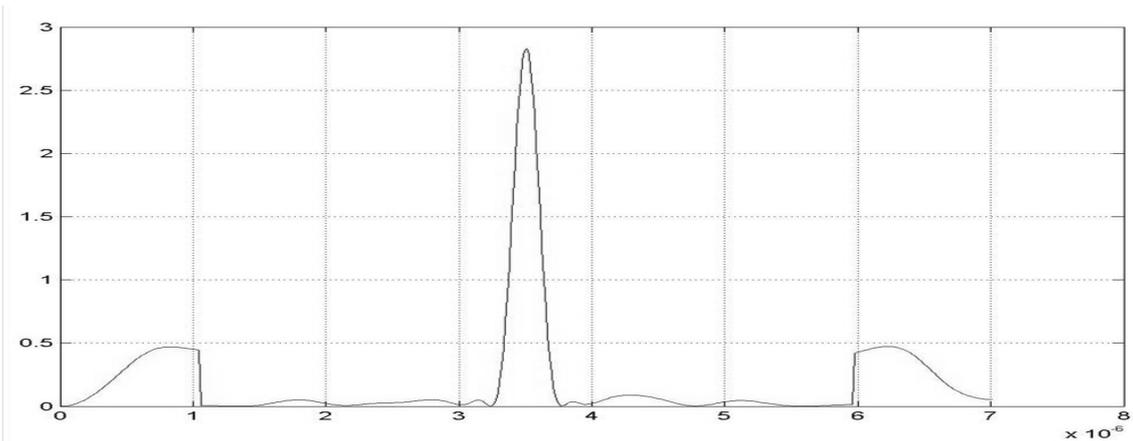


Рис. 8. 2D-распределение интенсивности $|E_x|^2$ в фокусе.

4. ИЗГОТОВЛЕНИЕ ФК-ЛИНЗЫ

Фотонно-кристаллическая линза была изготовлена в университете Сент-Эндреса, Шотландия. Рельеф изготовленной системы показан на рисунке 9.

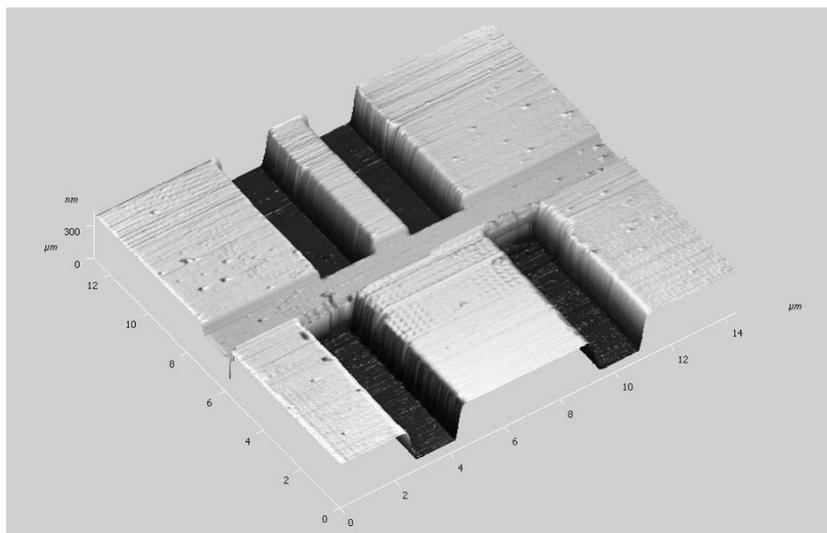


Рис. 9. Профиль рельефа изготовленных волноводов с линзой

Параметры системы были следующие. Ширина первого волновода – 4.6 мкм, ширина второго волновода – 1 мкм. Длина каждого из волноводов – 5 мкм. Расстояние между волноводами – 1 мкм. Показатель преломления среды распространения – 2.83. Фотонно-кристаллическая линза Микаеляна состояла из отверстий в кремнии 17x12. Отверстия имели диаметры 160, 180, 200 нм. Период решетки – 250 нм. Длина линзы 3 мкм.

В лабораторных условиях был проведен эксперимент по фокусировке света данной линзой. Использовался лазер с длиной волны 530 нм (зеленый свет). Результаты его можно увидеть на рисунке 10.

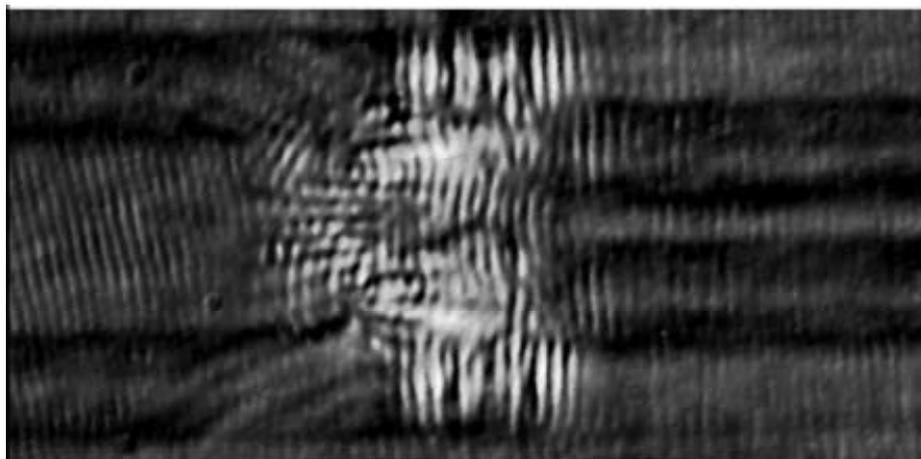


Рис. 10. Результат пропускания света на длине волны 530 нм

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе получены следующие результаты.

1. В работе разработан метод по замене цилиндрической градиентной линзы Микаеляна 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 $\text{FWHM}=0.36\lambda$, а продольный размер фокуса равен $\text{FWHM}=0.52\lambda$. Значение интенсивности в фокусе составляет 6.3 (отн. ед.). Также промоделирована работа этой линзы при сопряжении двух планарных волноводов. Размер фокусного пятна по полуспаду интенсивности равен $\text{FWHM}=0.14\lambda$. Значение интенсивности в фокусе составляет 2.8 (отн. ед.).

3. Линза была изготовлена, и был проведен эксперимент по фокусировке света данной линзой. Результаты приведены в работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Yablonovitch E. *Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics* // Phys. Rev. 1987. Vol.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. Vol.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. Vol.32. P.2720-2722.
4. Zabelin V., Dunbar L.A., Thomas N.L., Houndre R., Kotlyar M.V., O'Faolain L., Krauss T.F. *Self-collimating photonic crystal polarization beam splitter* // Opt. Lett. 2007. Vol.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. Vol.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. Vol.23. P. 377-382.
9. Berenger J. P. *A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves* // Computational Physics. 1994. Vol.114. P. 185-200.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ ВОРТЕКСОВ В РЕШЕТКЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЛНОВОДОВ

А.К. Сатарин

АННОТАЦИЯ

В работе теоретически исследован эффект возникновения неустойчивого распространения пространственно-временного вихря в решетке нелинейных диэлектрических волноводов при превышения пороговой мощности. Численно решены дискретные уравнения Шредингера для импульсных пучков с учетом дисперсии групповой скорости. Получена зависимость пороговой мощности модуляционной неустойчивости от параметров импульсного пучка и дискретности среды.

1. ВВЕДЕНИЕ

Пространственно-временные дислокации [1] в отличие от пространственных вихрей с двумя поперечными координатами могут распространяться в планарных структурах и вдоль поверхности в виде плазмон-поляритонных волн [2]. Они обладают теми же свойствами: сохранение нуля в центре, фаза в виде спиральной поверхности. В данной работе мы исследуем распространение пространственно-временных импульсных пучков содержащих дислокации волнового фронта в плоской решетке нелинейных диэлектрических волноводов.

В подобной решетке поперечная координата становится дискретной и в этом случае комплексную амплитуду импульсного пучка с вихрем можно записать в следующем виде:

$$A_n(\tau, z=0) = A \left(\frac{n}{w} + i \frac{\tau}{T} \right) \exp \left[- \left(\frac{n}{w} \right)^2 - \left(\frac{\tau}{T} \right)^2 \right], \quad (1)$$

где n – номер волновода, т.е. дискретная поперечная координата, A – амплитуда импульса, w и T ширина и длительность соответственно.

2. ДИСКРЕТНОЕ НЕЛИНЕЙНОЕ УРАВНЕНИЕ ШРЕДИНГЕРА

В приближении медленно меняющихся амплитуд и слабой связи волноводов эволюция амплитуды поля подчиняется следующей системе дискретных нелинейных дифференциальных уравнений [3, 4]:

$$\frac{\partial A_n}{\partial z} = i\alpha(A_{n-1} + A_{n+1}) + iD \frac{\partial^2 A_n}{\partial \tau^2} + i\gamma |A_n|^2 A_n, \quad (2)$$

где A_n – комплексная амплитуда в волноводе с номером n , α – константа связи соседних волноводов, τ – сопутствующее время, D – коэффициент дисперсии, γ – коэффициент кубичной нелинейности. Характерные значения параметров решетки *AlGaAs* волноводов при расстоянии между ними $h = 10$ мкм и их ширине $d = 4$ мкм [5]: $\alpha = 7.28 \text{ см}^{-1}$, $D = 0.0065 \text{ пкс}^2/\text{см}$, $\gamma = 0.036 \text{ Вт}^{-1}\text{см}^{-1}$. Для решения уравнений (2) был использован численный метод расщепления. Таким образом, рассматриваемая система имеет два поперечных измерения, одно из которых непрерывно, а второе «дискретно», и одно продольное измерение – ось z . В эксперименте и при численных расчетах в массиве обычно используется 40 волноводов, при его длине 1 см. При таких параметрах длины и ширины, свет при распространении не достигает боковых границ решетки и ее можно условно считать бесконечной.

При распространении в такой решетке, при достаточно большой мощности входного импульса наблюдается филаментация — распад импульса на две или более части. Аналогичное явление наблюдается в непрерывных двумерных средах [3]. Временная дисперсия и дискретная дифракция препятствуют данному распаду и при мощности ниже пороговой входной импульс расплывается. В работе исследована зависимость пороговой мощности от параметров среды и самого импульсного пучка.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Мы рассмотрели импульсные пучки длительностью $T = 0.1$ пкс, при различных коэффициентах связи и дисперсии решетки, амплитуде и длительности пространственно-временного вортекса.

Сначала была получена зависимость пороговой мощности от величины коэффициента дисперсии (рис. 1). Видно, что эта зависимость хорошо аппроксимируется прямой линией. Такое поведение аналогично распространению импульсов в кубически нелинейных средах с дисперсией, в которых борьбу эффектов нелинейности и дисперсии можно свести к сравнению длин дисперсии и нелинейности, соответственно $L_d = T^2 / D$ и $L_{nl} = 1 / \gamma A^2$. В этом случае действительно должна наблюдаться линейная зависимость пороговой мощности от коэффициента дисперсии.

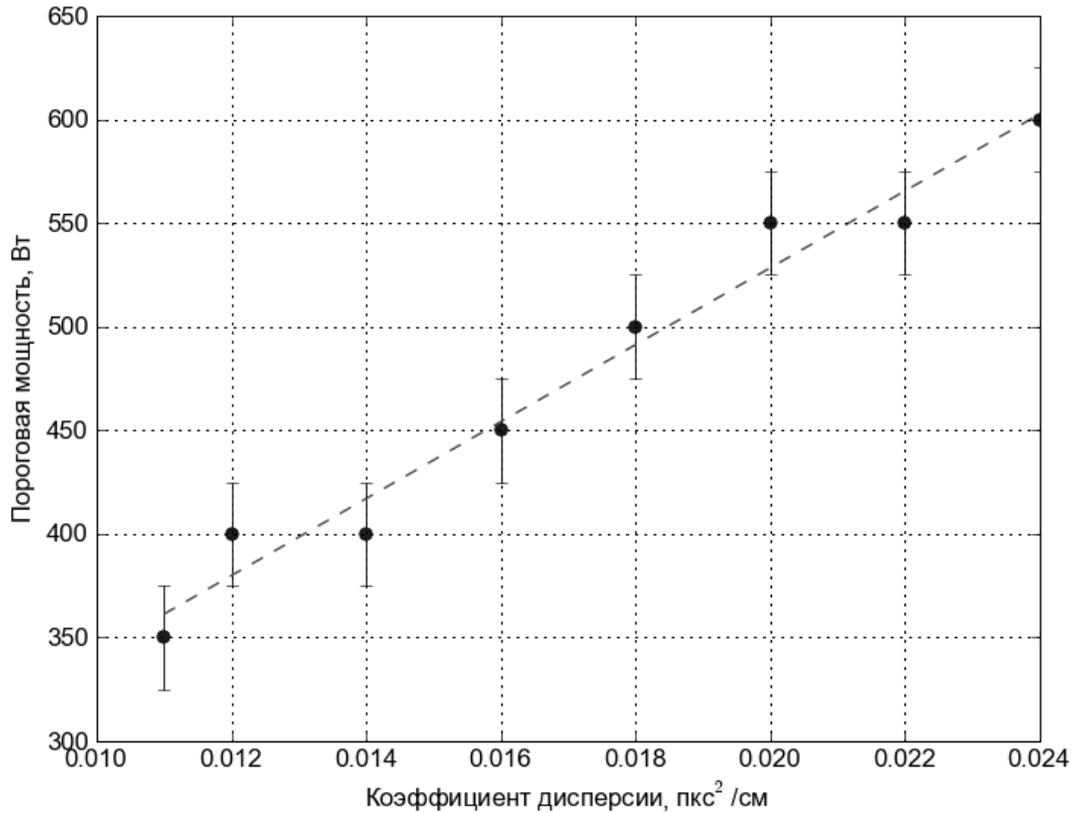


Рис. 1. Зависимость пороговой мощности от коэффициента дисперсии при $w = 3$, $\alpha = 0.9 \text{ см}^{-1}$. Пунктиром показана линейная интерполяция

При изменении константы связи α пороговая мощность так же меняется линейно (рис. 2). При увеличении коэффициента связи, пучок начинает сильнее расплываться вдоль оси n , но это расплывание можно компенсировать увеличением входной мощности вихря.

Особенностью исследуемой системы является наличие характерного масштаба по одной из поперечных координат, а именно по оси n . Т.е. импульсные пучки в данной системе всегда имеют нижний предел ширины, для вихря такой предел соответствует $w = 1$, при которой поле присутствует только в трех волноводах. При минимальной ширине наиболее сильно проявляется дискретность системы.

Зависимость пороговой мощности от ширины импульсного пучка изображена на рис. 3. Видно, что при сужении импульса до предельных значений ширины, пороговая мощность начинает расти. Минимум пороговой мощности наблюдается при $w = 1.7$, примерно при такой ширине импульсный пучок локализуется в трех волноводах, а не в пяти и более, как при больших ширинах.

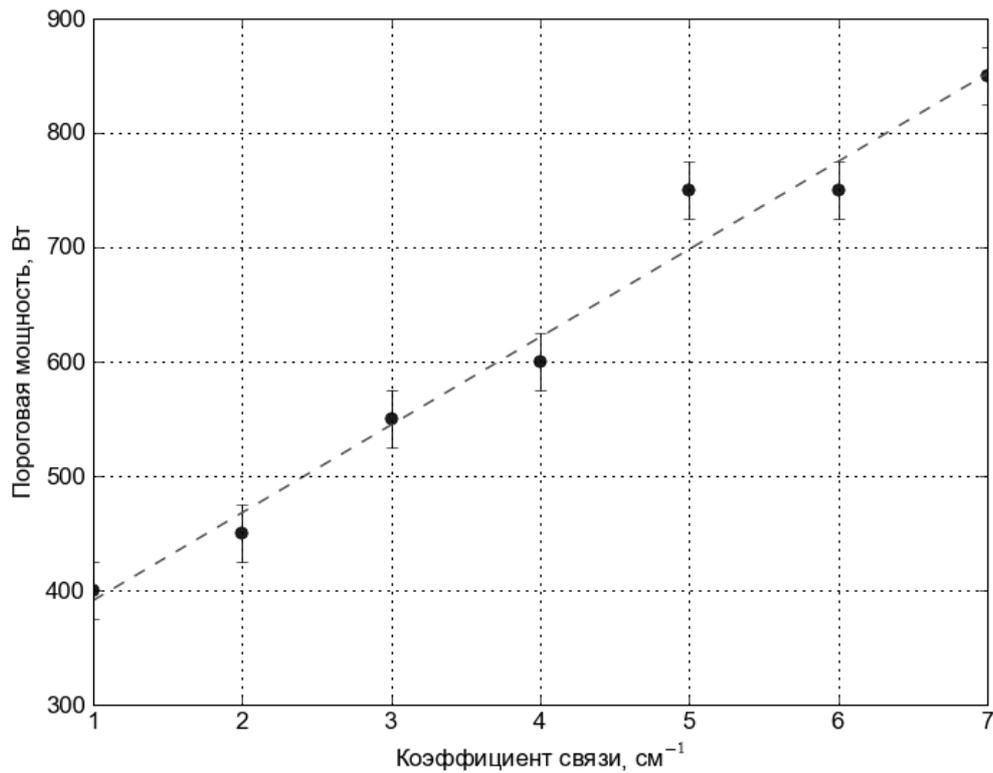


Рис. 2. Зависимость пороговой мощности от коэффициента связи при $w = 1$, $T = 0.1$ пкс. Пунктиром показана линейная интерполяция

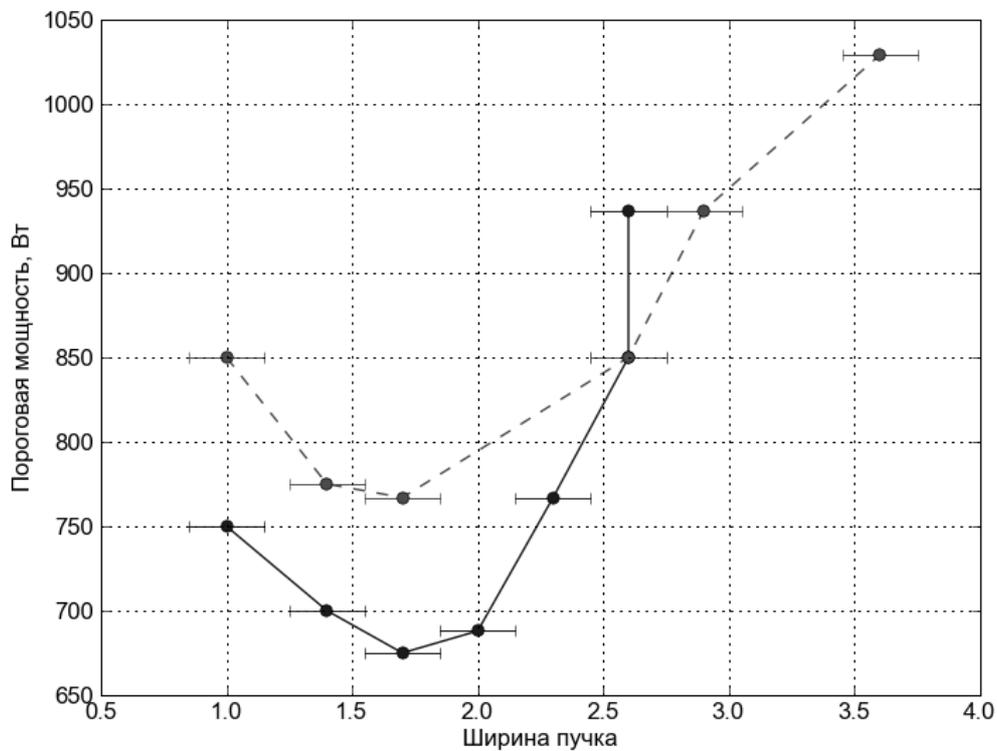


Рис. 3. Зависимость пороговой мощности импульса от его ширины, при двух различных значениях коэффициента связи. Сплошной линией показана зависимость при $\alpha = 6$ см⁻¹, пунктиром при $\alpha = 7$ см⁻¹. В обоих случаях $T = 0.1$ пкс, $D = 0.0065$ пкс²/см, $\gamma = 0.036$ Вт⁻¹см⁻¹

При увеличении ширины импульса зависимость пороговой мощности от ширины становится ближе к линейной. Такое поведение близко к случаю распространения в непрерывной среде. Видно, что ширине $w = 2$ и больше поведение дискретной системы становится близко к непрерывной.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследована неустойчивость пространственно-временного вортекса при распространении в решетке нелинейных волноводов. Определена зависимость пороговой мощности филаментации вортекса от величины коэффициента частотной дисперсии и коэффициента связи волноводов решетки. Показано влияние дискретности на величину пороговой мощности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sukhorukov A.P., Yangirova V.V. *Spatio-temporal vortices: properties, generation and recording* // Proc. SPIE, 2005. V. 5949. P. 35-43.
2. Xu M.Y.-C. , Aitchison J.S. *Surface plasmon polariton discrete diffraction compensation* // Opt. Lett., 2009. V. 34, P. 350-352
3. Кившарь Ю.С., Агравал Г.П. *Оптические солитоны* // М: Физматлит, 2005. 648 с.
4. Leblond H., Malomed B.A., Mihalache D. *Spatiotemporal vortices in optical fiber bundles* // Physical Review A, 2008. V. 77. P. 063804.
5. Droulias S., Hizanidis K., Meier J., Christodoulides D.N. *X – Waves in nonlinear normally dispersive waveguide arrays* // Optics express, 2005. V. 13. №. 6. P. 1827-1832.

РАСЧЕТ ДИФРАКЦИОННОГО АКСИКОНА С РАВНОМЕРНЫМ ОСЕВЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ИНТЕНСИВНОСТИ МЕТОДОМ СТОХАСТИЧЕСКОЙ ОПТИМИЗАЦИИ

Д.Г. Качалов

*Самарский Государственный Аэрокосмический Университет
им. акад. С.П.Королева, г. Самара, ул. Московское шоссе, 34
e-mail: kachalov@ssau.ru*

АННОТАЦИЯ

Рассмотрен стохастический подход к оптимизации квантованных дифракционных оптических элементов (ДОЭ), предназначенных для формирования заданных продольных распределений интенсивности. Получена фазовая функция улучшенного дифракционного аксикона.

1. ВВЕДЕНИЕ

Элементы дифракционной микрооптики, формирующие заданные продольные распределения интенсивности (соосные отрезки, наборы последовательных осевых фокусов и т.д.) или бездифракционные пучки [1] находят применение во многих областях техники. Наиболее распространенной технологией производства таких элементов является технология литографии, при этом наиболее дешевыми в изготовлении являются бинарные (двухуровневые) дифракционные оптические элементы (ДОЭ).

Такие элементы применяются при выравнивании и совмещении конструкций на больших расстояниях (сотни метров) [2]. В ряде исследований рассматривалось распространение лазерных пучков в турбулентной атмосфере, и было показано, что бездифракционные пучки менее остальных подвержены влиянию атмосферной турбулентности [3,4]. Также ДОЭ используются в лазерной микроскопии, где необходимо на некотором расстоянии (до нескольких миллиметров) обеспечить постоянный размер светового пятна, например при эндоскопии трубчатых биоструктур, таких как трахеобронхиальные деревья [5]. Также ДОЭ с углубленным фокусом используются в технологии оптического захвата для манипулирования клеточными микрообъектами и как приводы микромеханизмов [6].

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В данной работе рассмотрен стохастический подход к оптимизации квантованных ДОЭ, предназначенных для формирования заданных продольных распределений интенсивности. В качестве оптимизационного алгоритма был выбран генетический алгоритм, адаптированный к специфике $\varphi(r)$ $\lambda, \sigma F_1 F_2 z I(z)$ данной задачи.

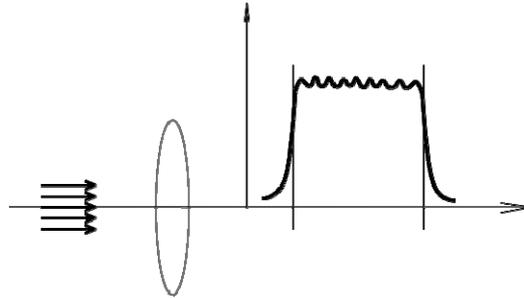


Рис. 1. Постановка задачи расчета ДОЭ с фазовой функцией $\varphi(r)$

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

В ходе исследований была решена задача оптимизации микрорельефа бинарного радиально-симметричного ДОЭ (Рис. 1) со следующими параметрами: радиус апертуры $R=3,6$ мм, количество отсчетов фазы вдоль радиуса $N=128$, длина волны $\lambda=1,06$ мкм, радиус гауссова пучка $\sigma=2$ мм, координата z начала и конца фокального отрезка $F_1=200$ мм и $F_2=218$ мм, соответственно.

В процессе работы оптимизационной процедуры была найдена фазовая функция ДОЭ, обеспечивающая распределение интенсивности, представленное на рис. 2. На рисунке I_{\max} – 6% уровень интенсивности.

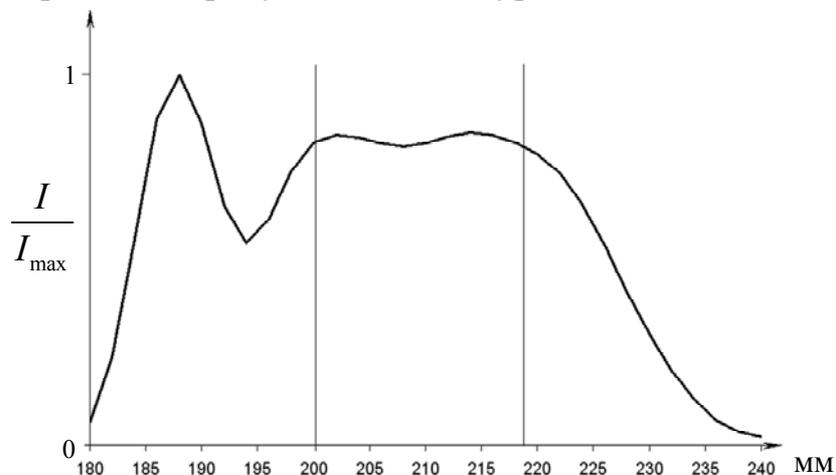


Рис. 2. Распределение интенсивности вдоль оптической оси, сформированное рассчитанным ДОЭ

На рис. 3 представлена фазовая функция ДОЭ формирующего представленное на рис.2 распределение интенсивности вдоль оптической оси.

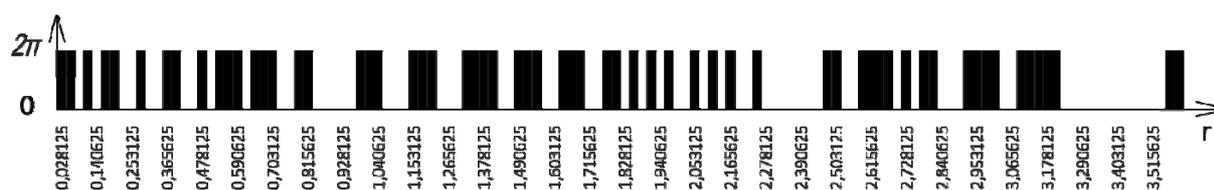


Рис. 3. Фазовая функция ДОЭ, полученная в процессе оптимизации

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дифракционная компьютерная оптика / под ред. В.А. Сойфера. М.: Физматлит, 2007, 736с.
2. Wang K., Zeng L. and Yin Ch. // Opt. Commun., 2003. V.216. P. 99-103.
3. Aruga T., Li S.W., Yoshikado S., Takabe M., Li R.M. // Appl. Opt., 1999. V.38. P. 3152-3156.
4. Herman R.M., Wiggins T.A. // J. Opt. Soc. Am. A, 1991. V.8. P.932-942.
5. Kye-Sung Lee and Jannick P. Rolland // Opt. Lett., 2008. V.33. № 15, P. 1696-1698.
6. Garcés-Chávez V., McGloin D., Melville H., Sibbett W., Dholakia K. // Nature, 2002. V. 419. P.145-147.

МУЛЬТИСПЕКТРАЛЬНАЯ КОМПЬЮТЕРНАЯ ГОЛОГРАФИЯ

А.В. Сычевский, А.Н. Бородин, А.Н. Малов

*Иркутский государственный медицинский университет
(664003, г. Иркутск, ул. Красного восстания, 1)
Иркутское государственное высшее учебное заведение
(Россия, 664003, г. Иркутск, бульвар Гагарина, 29)
e-mail: apple.irk@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

Исследуются возможности цифрового восстановления голограмм, записанных на матричном фотоприемнике, при различных длинах волн, сравниваются параметры восстановленных плоских изображений (сечений), зарегистрированных в различных спектральных диапазонах. Обсуждаются вопросы определения предельных расстояний от объекта до плоскости голограммы в зависимости от длины волны излучения и характеристик ПЗС-приемника.

Фундаментальной проблемой оптики является повышение количества информации об объекте по анализу его изображения, сформированного оптической системой. Полная запись информации об оптических параметрах рассеивающего излучения объекта возможна только голографическим методом. Голограммы можно оптически сформировать излучением полупроводниковых лазеров [1] и они могут быть записаны не только с использованием фотопластин, но и при помощи ПЗС-матриц. Оцифрованные голограммы могут обрабатываться для восстановления амплитуды и фазы мнимого или действительного изображения. Один из вариантов такого подхода основан на использовании дифракционного интеграла для восстановления волнового фронта [2], и использует одномерную интерпретацию формулы дифракции как интеграла свертки и расчет этой свертки как двумерного или трехмерного Фурье-преобразования.

В настоящей работе использовалась Габоровская осевая схема записи голограмм [3] и методы компьютерной голографии для получения цифровых изображений сечений трехмерного светового поля. В качестве исследуемого объекта была взята стеклянная пластинка с нанесенными контурами цифр – стандартная телевизионная мира. Данный объект является полупрозрачным (непрозрачные цифры на прозрачном фоне) и полностью

удовлетворяет условиям записи и восстановления голограмм Габора. Для проведения работ была собрана установка осевой схемы записи голограмм с двумя когерентными источниками (рис.1) и выполнены экспериментальные исследования.

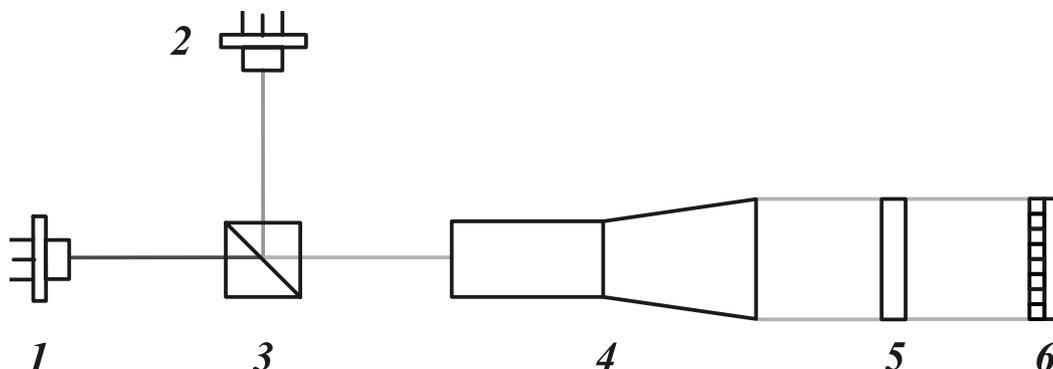


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для компьютерной записи голограмм: 1 – полупроводниковый лазер KLM 650/20; 2 – полупроводниковый лазер KLM D532-20; 3 – оптический делительный кубик; 4 – расширитель лазерного луча; 5 – стандартная микра; 6 – ПЗС-матрица.

Отличительной особенностью нашего эксперимента являлось то, что вместо гелий-неонового и аргонового лазеров использовались компактные полупроводниковые лазерные диоды с мощностью излучения 20 мВт на длине волны 650 нм и 532 нм соответственно.

Параллельный когерентный пучок света, идущий поочередно от красного и зеленого лазерного диода, расширяется с помощью расширителя лазерного луча и освещает голографируемый объект. Далее интерференционная картина попадает на чип ПЗС-приемника и передается в виде цифрового изображения на компьютер (рис. 2).

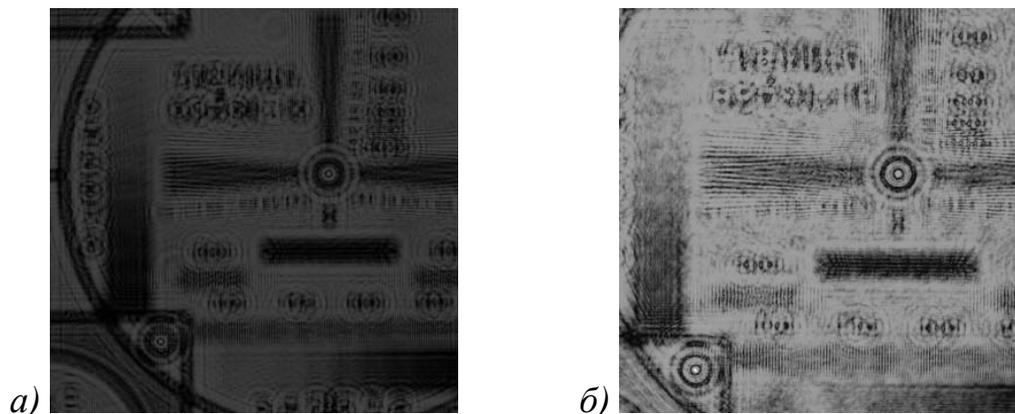


Рис. 2. Общий вид голограмм, записанных по осевой схеме, с использованием: а) красного и б) зеленого полупроводниковых лазерных диодов.

Согласно теореме отсчетов на каждый период интерференционной картины должно приходиться не менее двух отсчетов оцифрованного изображения. Таким образом, частота дискретизации должна быть, по крайней мере, в два раза больше полосы частот исходного аналогового сигнала. В этом случае непрерывное изображение можно полностью восстановить по дискретным отсчетам. При дискретизации изображений с недостаточной частотой происходит появление в восстановленном изображении ложных низкочастотных гармоник.

Исходя из теоремы Шеннона [4], можно выразить минимально допустимое расстояние d_{\min} , которое позволит без потерь дискретизировать непрерывный сигнал (исходную голограмму) в цифровой формат (компьютерную голограмму). Минимальное расстояние d_{\min} от плоскости голографируемого объекта до ПЗС-приемника (рис. 3) выражается следующей формулой:

$$d_{\min} = \frac{h}{\operatorname{tg} \alpha_{\max}}, \quad (1)$$

где h – высота голографируемого объекта; α_{\max} – предельный угол интерференции вторичных волн от объекта и опорной волны.

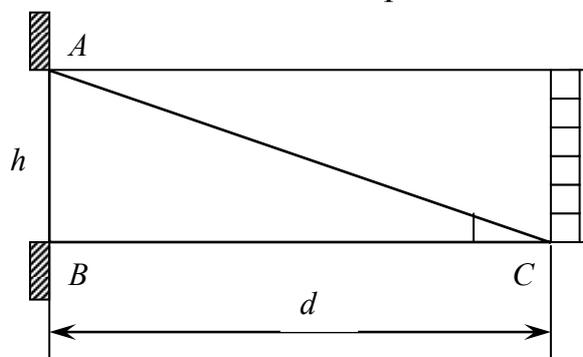


Рис. 3. Ограничение минимального расстояния d_{\min} от объекта до плоскости ПЗС-матрицы, при записи компьютерных голограмм

Предельный угол α_{\max} находящийся между сторонами AC и CB , зависит от размера пикселя ПЗС-приемника (Δx) и длины волны когерентного излучения (λ):

$$\alpha_{\max} = \frac{\lambda}{2\Delta x}. \quad (2)$$

Очевидно, что при прочих равных условиях максимальный угол α_{\max} интерференции вторичных волн от каждой точки объекта и опорной волны для длины волны 650 нм будет в 1,2 раза больше, чем для источника с длиной волны 532 нм. При невыполнении условия $d > d_{\min}$ будет наблюдаться перекрывание соседних периодов спектра сигнала, и последующее восстановление сечения волнового фронта не будет соответствовать исходной голограмме.

Ограничение минимального расстояния при записи и восстановлении осевых голограмм объясняется, прежде всего, образованием двух сопряженных изображений. При восстановлении действительного изображения его качество зависит от расстояния до голограммы: чем ближе был объект в момент записи, тем лучше. Однако на малых расстояниях большое влияние оказывает сопряженное мнимое изображение. При увеличении расстояния излучение опорной волны, дифрагирующее на высоких пространственных частотах голограммы, выходит из области построения действительного изображения, что снижает разрешение по объекту и, тем самым, ухудшает качество действительного изображения.

Максимальное расстояние для записи компьютерных голограмм выражается следующей формулой:

$$h = \frac{2L^2}{N\lambda} \quad (3)$$

h – расстояние от ПЗС-приемника до плоскости голографируемого объекта; L – ширина чипа ПЗС-матрицы; N – число элементов в одном ряду ПЗС-приемника.

Для ПЗС-матрицы, с размерами пикселя 17,4 мкм, $N = 1024$, получаем предельные расстояния для записи цифровых голограмм:

для длины волны $\lambda = 650$ нм: $h_{\max} \approx 910$ мм; для $\lambda = 532$ нм: $h_{\max} \approx 1110$ мм.

Сопоставляя восстановленные сечения волнового фронта для различных длин волн, следует учитывать, что размер восстановленного пикселя при длине волны 532 нм (зеленый цвет) и расстоянии между плоскостью голограммы и плоскостью восстановленного изображения d меньше, чем для длины волны 650 нм (красный цвет) на том же расстоянии [5]. Чтобы иметь возможность сравнивать или обрабатывать совместно результаты различных комбинаций длин волн и расстояний до объекта, необходимы одинаковые значения размера пикселей. Это обеспечивается за счет изменения

размера исходной голограммы (в пикселях), т. е. дополнением одной из компьютерных голограмм нулями по краям.

Экспериментально исследована возможность цифрового восстановления голограмм, записанных по осевой схеме Д.Габо́ра с помощью полупроводниковых лазеров с излучением различных длин волн. Реализовано применение компактных полупроводниковых лазеров в компьютерной голографии для регистрации голограмм. Использование данных лазеров позволило сократить количество оптических поверхностей в голографических схемах, что значительно сокращает количество шума при записи голограмм и повышает качество их восстановления.

В целом можно связать дальнейшие перспективы развития компьютерной голографии с применением полупроводниковых лазеров различных спектральных диапазонов, прежде всего в области визуализации фазовых структур жидких и газовых сред, дефектоскопии полупрозрачных объектов и мониторинга биомедицинских объектов. Использование современной элементной базы и программного обеспечения позволяет создавать портативные приборы для проведения голографических исследований в различных областях, в медицине, образовании, науке и технике.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Захаров Ю.Н., Малов А.Н., Попов А.Ю., Тюрин А.В. *Исследование когерентных свойств лазерного излучения методами голографии и спеклинтерферометрии* // Компьютерная оптика, 2009. Т. 33. № 1. С. 61-69.
2. Coetmellec S., Lebrun D., Oezkul C. *Characterization of diffraction patterns directly from in-line holograms with the fractional Fourier transform* // Appl. Optics, 2002. V.41. P. 312-319.
3. Бородин А.Н., Малов А.Н., Сычевский А.В. *Применение полупроводниковых лазеров в компьютерной голографии* // Голография: Фундаментальные исследования, инновационные проекты и нанотехнологии. 2008. С. 279-285.
4. Гужов В.И., Ильиных С.П. Компьютерная интерферометрия. Новосибирск: НГТУ, 2004. 252с.
5. Kato J., Yamaguchi I., Matsumura T. *Multicolor digital holography with an achromatic phase shifter* // Opt. Lett, 2003. V.28. P. 1403-1406.

АНАЛИЗ ФРАКТАЛЬНЫХ РАЗМЕРНОСТЕЙ БАКТЕРИАЛЬНЫХ КОЛОНИЙ И ПАТОЛОГИЧЕСКИ ИЗМЕНЕННЫХ БИОТКАНЕЙ

А.С. Ульянов

*Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
410012 г. Саратов ул. Астраханская, 83
UlyanovAS@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

В работе представлены результаты компьютерного моделирования процессов рассеяния лазерного излучения на биологических объектах, обладающих фрактальными свойствами. Проведено сравнение данных, полученных в результате моделирования, с данными, полученными в ходе эксперимента. При экспериментальном изучении были использованы бактериальные колонии *Escherichia coli*, *Staphylococcus aureus* и гистологические срезы тканей различными образованиями.

1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, в биомедицинской оптике спекл-поля широко используются в оптической диагностике биотканей [1]. При этом следует отметить, что в большинстве случаев флуктуации развитых спекл-полей подчиняются гауссовому распределению [2]. Однако иногда статистика спеклов может отличаться от гауссовой.

В биологии, медицине и биофизике анализ фрактальной размерности спекл-структур нашел достаточно широкое применение. Как показано в работах [3-5], если объект обладает фрактальными свойствами, то спекл-структуры, образованные при рассеянии света на этих объектах, тоже могут обладать фрактальными свойствами. Существует ряд работ, посвященных исследованию специфического класса, так называемых, «фрактальных спеклов» (см. [6] и библиографию к ней).

Целью данной работы является:

– теоретическое изучение свойств «фрактальных спеклов» в зависимости от характеристик фрактальной структуры (глубины фрактала, его геометрических размеров) на примере ковра Серпинского,

– изучение фрактальных свойств спекл-полей, полученных при облучении гистологических срезов тканей с доброкачественными и злокачественными образованиями.

– экспериментальное изучение свойств спекл-полей, образующихся в результате облучения бактериальных колоний *Escherichia coli*, *Staphylococcus aureus* лазерным светом.

2. КОВЕР СЕРПИНСКОГО

Наиболее известным модельным детерминированным фракталом является ковер Серпинского. На рис. 1а – г представлена топология ковра Серпинского с различной глубиной фрактальной структуры. Использование именно этой фрактальной структуры при изучении фрактальных свойств спекл-полей было обусловлено несколькими причинами. Одной из них является простота аналитического задания такой структуры. Не менее важным является легкость изменения глубины фрактальной структуры рассеивающего объекта.

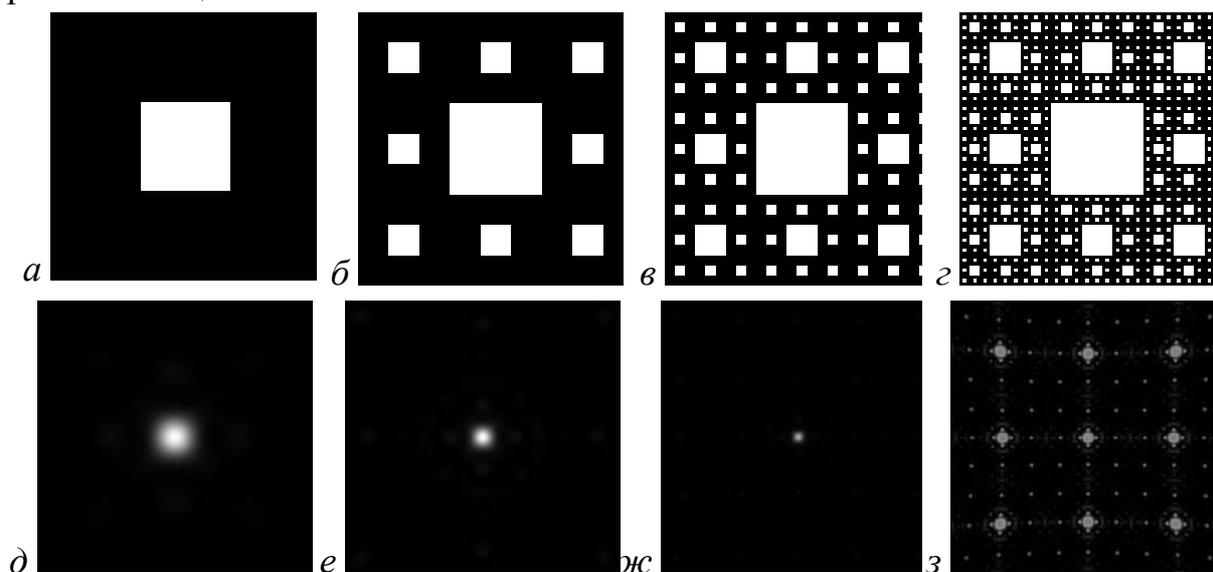


Рис. 1. Изображение топологии фрактальной структуры «ковер Серпинского» с различным числом итераций: а) одна, б) две, в) три, г) четыре; дифракционные картины, сформированные при облучении фрактальной структуры различного поперечного размера: д) 10мкм, е) 20мкм, ж) 40мкм, з) 80мкм

3. МЕТОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ

В ходе эксперимента использовался He-Ne лазер ГН-5П мощностью 1мВт и длиной волны 633 нм. Коллимированный гауссов пучок диаметром порядка 1 см направлялся на исследуемый образец с помощью зеркала

(ME05-M01, Gold, Thorlab, США). Регистрация спекл-структур проводилась с использованием монохромной цифровой CMOS камеры Phoenix USB Digital camera 1298-M (MuTech, США) с разрешением 1024×1024 пикселей установленной на расстоянии 14 см от рассеивающего объекта. Размер пикселей камеры составлял 5.2 мкм [7].

Обсудим теперь результаты экспериментальных исследований процессов рассеяния света бактериальными колониями.

На рис. 2а, рис. 2б приведены теоретически рассчитанные дифракционные картины, соответствующие структурам, изображенным на рис. 1а, рис. 1б. На рис. 2в, рис. 2г представлены зависимости, определяющие фрактальную размерность полученной дифракционной картины. На указанных рисунках по оси абсцисс отложена величина s , равная \log_2 от размера покрывающих ячеек. По оси ординат на верхних графиках отложена функция $N(s)$, равная \log_2 от количества покрывающих ячеек, на нижних – приращение функции $\Delta N(s)$. Как видно из графика функции $N(s)$, величина фрактальной размерности превышает 2, что говорит об отсутствии фрактальной структуры. Однако, важно подчеркнуть, что на приведенных графиках функции $N(s)$ можно выделить три характерные области (они показаны на рис. 2е).

Проанализируем поведение графика функции $N(s)$ в каждой из упомянутых областей. В области №1 точки графика функции $\Delta N(s)$ принадлежат прямой, тангенс угла наклона которой стремится к нулю при увеличении числа итераций фрактальной структуры. Иными словами, горизонтально расположенная прямая на графике функции $\Delta N(s)$ означает появление линейного участка на графике функции $N(s)$, что соответствует наличию фрактальной структуры.

Проведем кривую, аппроксимирующую точки, принадлежащие области №2. При малом числе итераций рассеивающей фрактальной структуры, форма этой кривой близка к параболе. Однако, с увеличением числа итераций вид кривой изменяется. В пределе график функции $\Delta N(s)$ стремится к горизонтально расположенной прямой. Это указывает на то, что в области №2 также начинают проявляться фрактальные свойства.

С увеличением числа итераций фрактальной структуры, точки, принадлежащие области №3, изменяют свое местоположение, но, тем не ме-

нее, фрактальные свойства рассеивающего объекта в этой области не проявляются.

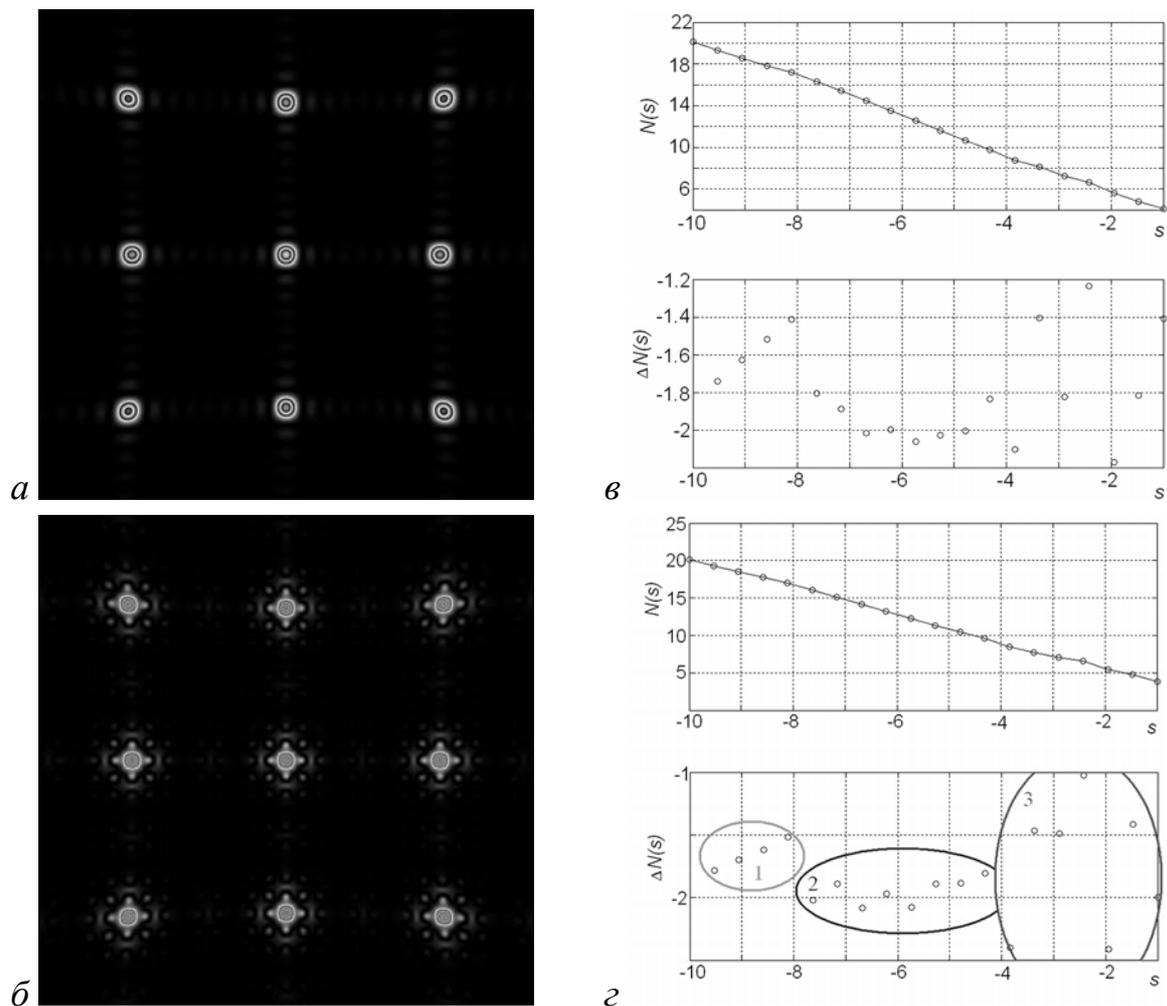


Рис. 2: Дифракционные картины и соответствующие им зависимости, определяющие фрактальную размерность на рисунке 2) отмечены области, соответствующие различным режимам образования фрактальных структур: в 1й и 2й областях наблюдается образование фрактальной структуры, в области №3 образование фрактальной структуры не происходит

Обсудим теперь результаты проведенных экспериментов. Спекл-поля, образовавшиеся при облучении сфокусированным световым пучком бактериальных колоний *Staphylococcus aureus* и *Escherichia coli*, представлены на Рис. 3.

Рассмотрим поведение графика функции $N(s)$ соответствующей спекл-полю, образовавшемуся при облучении бактериальных колоний *Staphylococcus aureus* (см. Рис. 3в). Видно наличие линейного тренда в зависимости $N(s)$ в диапазоне величин s принадлежащих интервалу $[-8;-6]$. Теперь рассмотрим поведение графика функции $N(s)$ соответствующей спекл-полю,

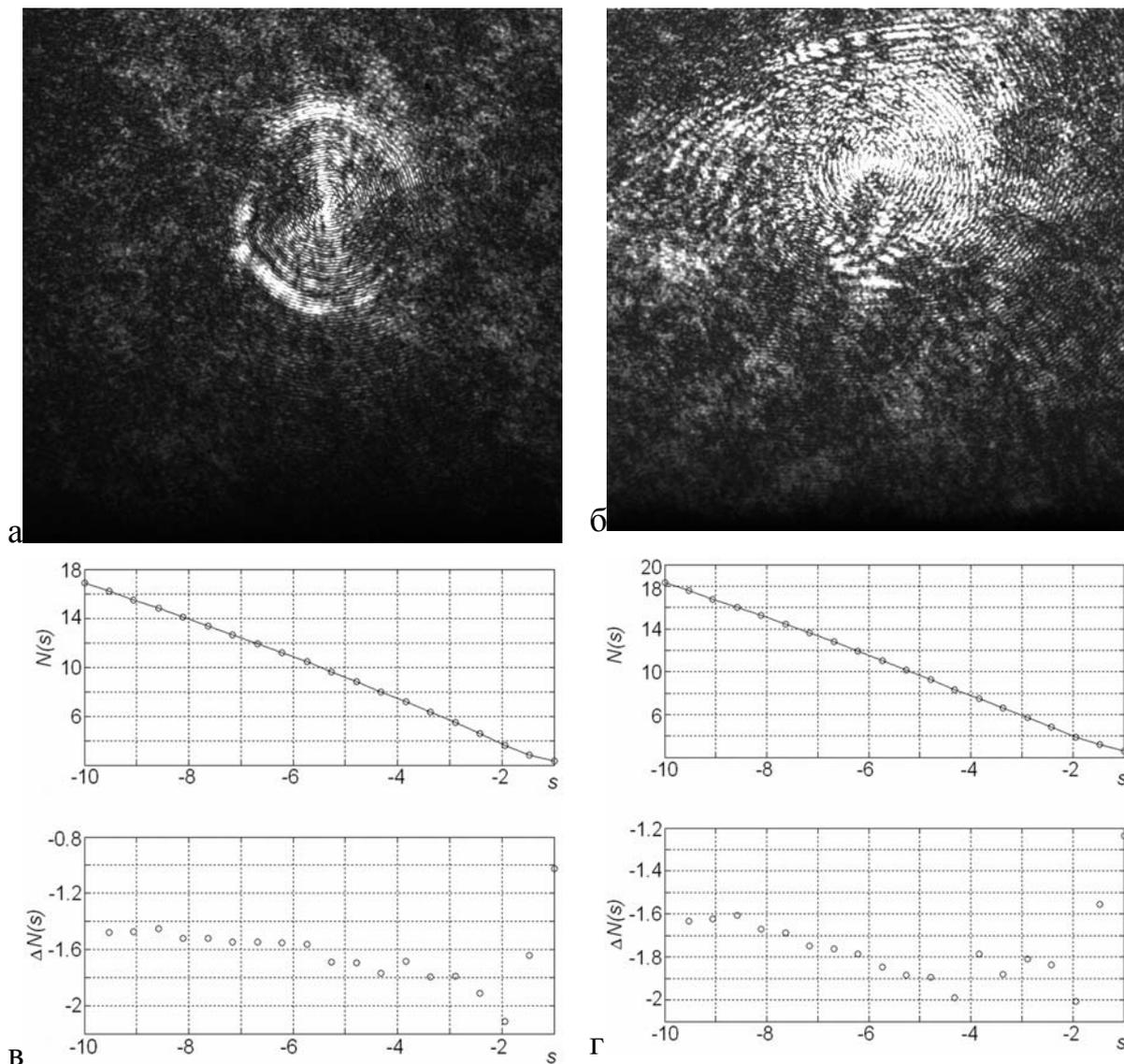


Рис. 3: Спекл-структура, формирующаяся при облучении сфокусированным световым пучком бактериальных колоний а) *Staphylococcus aureus*, б) *Escherichia coli*; Зависимость, определяющая фрактальную размерность спекл-поля, образовавшегося при облучении колоний в) *Staphylococcus aureus*, г) *Escherichia coli*

образовавшемуся при облучении бактериальных колоний *Escherichia coli* сфокусированным световым пучком (см. Рис. 3г). Как видно, на указанном графике линейный участок отсутствует.

Можно считать, что данные теоретического моделирования находятся в достаточно хорошем соответствии с результатами экспериментов. Область наблюдения фрактальных структур в реальных спекл-полях совпадает с областями, выявленных при компьютерном моделировании.

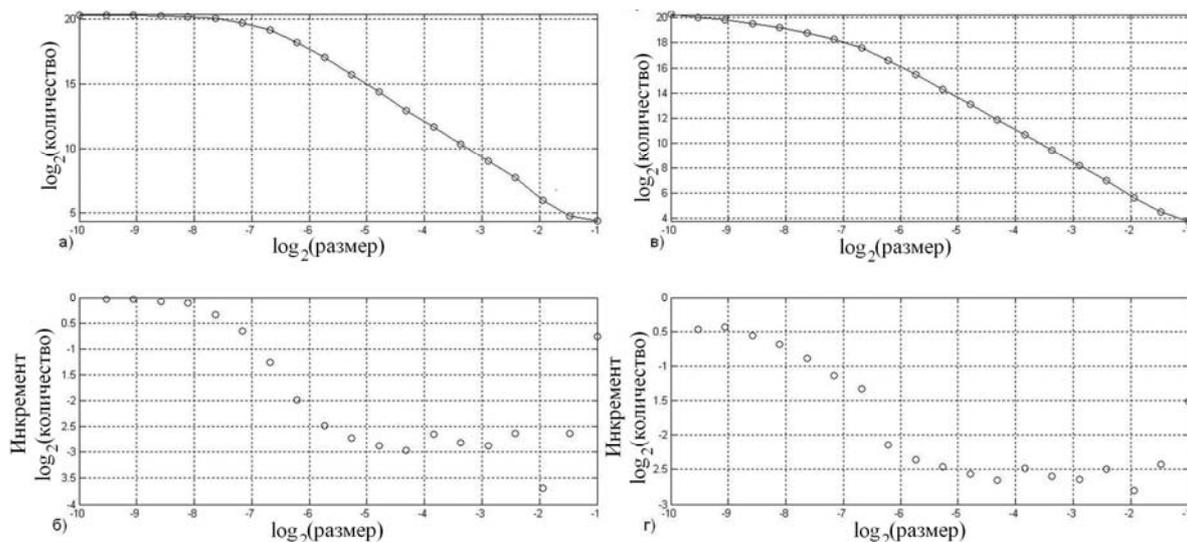


Рис. 4: а, б – графики зависимостей, определяющих фрактальную размерность, соответствующую злокачественной опухоли в, г – графики зависимостей, определяющих фрактальную размерность, соответствующую доброкачественной опухоли

Проведем анализ графиков зависимостей, определяющих фрактальные размерности (Рис. 4а. и Рис. 4в.) спекл-структур, полученных при облучении гистологических срезов тканей с различными образованиями. Методика проведения эксперимента [7] и анализа фрактальной структуры спекл-полей аналогична случаю облучения бактериальных колоний. Линейный участок на Рис. 5а и Рис. 5в соответствует размерам покрывающих ячеек, при котором наблюдается фрактальная структура. Как показывают результаты экспериментальных исследований [7], наблюдаются два режима поведения фрактальной размерности: плавное увеличение приращения и увеличение резким скачком. Плавное увеличение соответствует тканям со злокачественными образованиями, а скачкообразный переход является признаком доброкачественных образований в тканях.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе описаны данные, полученные при компьютерном моделировании дифракционных картин, образующихся при облучении лазерным светом объектов, обладающих фрактальной структурой. Также представлены результаты анализа фрактальных размерностей экспериментально полученных спекл-структур, образующихся при облучении лазерным светом гистологических срезов тканей с доброкачественными и злокачествен-

ными образованиями и бактериальных колоний *Escherichia coli* и *Staphylococcus aureus*.

Экспериментально подтверждены теоретические результаты, полученные для случая облучения колоний сфокусированным лазерным пучком. Отмечены различия в поведении графиков функций определяющих фрактальную размерность спекл-полей, образующихся при облучении бактериальных колоний *Staphylococcus aureus* и *Escherichia coli*.

Аналогичным образом отмечены различия в поведении графиков функций определяющих фрактальную размерность спекл-полей, образующихся при облучении гистологических срезов тканей с доброкачественными и злокачественными образованиями.

Полученные результаты могут быть полезными с точки зрения применения метода анализа фрактальных размерностей при исследовании биотканей и бактериальных колоний.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тучин В.В. Лазеры и волоконная оптика в биомедицинских исследованиях. Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 1998. 384 с.
2. Dainty J.C. Topics in Applied Physics, **9**. Springer. – Berlin, 1975.
3. Ishii K., Asakura T. *Correlation Properties of Light Backscattered Multiply from Fractal Aggregates of Particles Under Brownian Motion* // Journal of Biomedical Optics, 1999. V.4. №.2. P. 230.
4. Dogariu A., Uozumi J., Asakura T. *Ballistic propagation of light through fractal gels* // Waves in Random Media, 1994. №.4, P. 1.
5. Wada N., Uozumi J., Asakura T. *Effects of random noise on bispectra of fractal objects* // Pure Appl. Opt., 1995. V. 4. P. 857.
6. Funamizu H., Uozumi J. *Generation of fractal speckles by means of a spatial light modulator* // Optics Express, 2007. V.15. № 12. P. 7415.
7. Ульянов А.С. *Использование лазерных спеклов при идентификации патологически измененных биотканей* // Квантовая электроника, 2008. Т. 38(6), С. 557.

ШКОЛЬНАЯ СЕКЦИЯ

ДИАГНОСТИКА ПОМУТНЕНИЙ ОПТИЧЕСКИХ СРЕД ГЛАЗА С ПОМОЩЬЮ ЦИФРОВОЙ ФОТОГРАФИИ

О.А. Гаврина

Научный руководитель д.т.н., профессор Н.Д. Быстров (СГАУ)

*МОУ Самарский медико-технический лицей, г. Самара, ул. Полевая, 74
e-mail: mtl@samtel.ru*

АННОТАЦИЯ

Работа посвящена созданию дистанционного способа ранней диагностики помутнения оптических сред глаза. Разработана методика фотографирования с получением эффекта «красных глаз», реализующая при аппаратном обеспечении зондирование оптических сред глаза геометрически сходное с постановкой диагностического исследования помутнения оптических сред глаза «проходящим светом». Гипотеза получила экспериментальное подтверждение при сравнении результатов диагностики по фотографиям состояния зрения случайных людей, с результатами их обследования офтальмологом по методике «проходящим светом».

ВВЕДЕНИЕ

В наше время проблема помутнения оптических сред глаза актуальна. Всем известно, что зрение нарушается не только из-за ослабления мышцы глаза, но и в результате помутнения его оптических сред. Сегодня диагностика такого рода проблем является трудоемкой, т.к. требует специального оборудования, квалифицированного персонала и времени для прохождения обследования пациентом. Своевременное обнаружение первых признаков помутнения сред глаза позволит: а) сохранить качественное зрение; б) упростить лечение; в) избежать хирургического вмешательства; г) улучшить прогноз заболеваний. Соответственно требуется простой и быстрый способ диагностики данной патологии. Для решения проблемы мы предлагаем использование цифровой фотографии. Каждый из нас встречался с неприятным дефектом фотографии – эффектом «красных глаз». И каждый старался избавиться от него. Рассмотрев данный процесс с физической точки зрения, мы можем применить эффект «красных глаз» в

целях диагностики помутнений оптических сред глаза. Физический смысл этого эффекта заключен в прохождении световых лучей вспышки фотоаппарата при фотографировании через оптические среды глаза, их преломлении, отражение от сетчатки (красный цвет сетчатки обусловлен прохождением в ней кровеносных сосудов) и возвращении обратно в фотоаппарат. Очевидно, что при измененном качестве (при помутнении) оптических сред глаза, яркость, однородность, а также другие свойства «красноты глаз» будут изменены. Исходя из этого, оценив условия возникновения эффекта «красных глаз» и влияние прозрачности оптических сред глаза на его характеристики, мы получим способ быстрой диагностики, который будет возможен для проведения даже в домашних условиях. Это решит рассмотренную выше проблему.

МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ФОТОГРАФИРОВАНИЯ С ЦЕЛЮ ПОЛУЧЕНИЯ ЭФФЕКТА «КРАСНЫХ ГЛАЗ»

В нашей работе была изучена методика проведения диагностического исследования «проходящим светом». Исследование проводится в затемненной комнате. Источник света перемещают сзади от больного на уровне его глаз. Врач, сидящий напротив больного, держит в правой руке офтальмоскоп прибор, изобретенный Гельмгольцем и служащий для освещения и рассматривания глазного дна. Офтальмоскоп состоит из вогнутого зеркала с отверстием посередине и из набора собирающих и рассеивающих стекол. Врач представляет его к своему правому глазу и зеркальцем направляет пучок света в глаз обследуемого. При отсутствии патологических изменений в оптических средах врач получает розовое свечение - рефлекс в результате отражения части падающего света от глазного дна и возвращении его в глаз врача. Красный цвет обусловлен наличием кровеносных сосудов на глазном дне. Схема диагностического исследования «проходящим светом» представлена на рис. 1.

Изучая эффект «красных глаз» мы обнаружили, что по своему возникновению и методике он схож с методом офтальмоскопии проходящим светом. Глаз врача мы заменяем фотокамерой, а отраженный свет – вспышкой (рис. 2). Таким образом, мы можем использовать эффект «красных глаз» для диагностики помутнения оптических сред глаза. Луч при фотографировании и офтальмоскопии проходит через прозрачные оптические среды глаза и отражается от сетчатки ровным красным свечением.

При наличии препятствий (помутнений) прохождение луча искажается, изменяется, и мы получаем различные дефекты свечения: неравномерность, вкрапления, изменение яркости свечения.

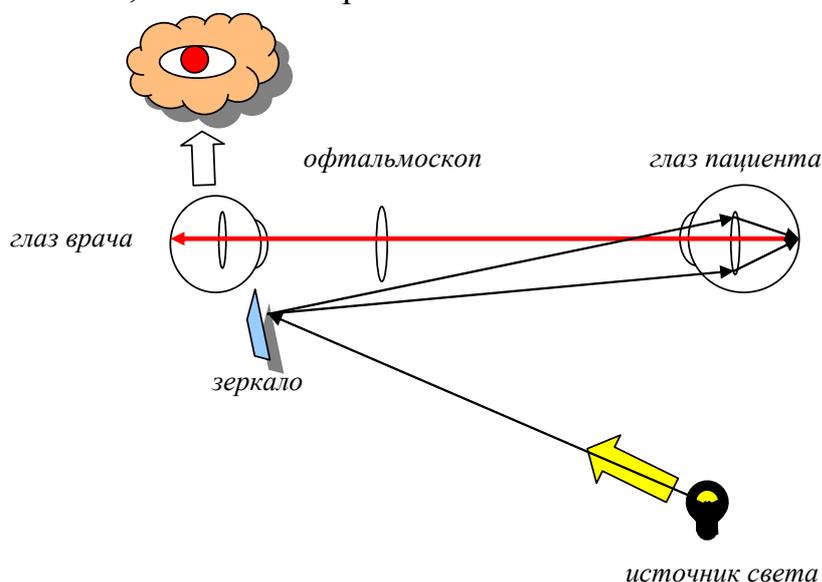


Рис. 1. Схема диагностического исследования «проходящим светом»
хрусталик

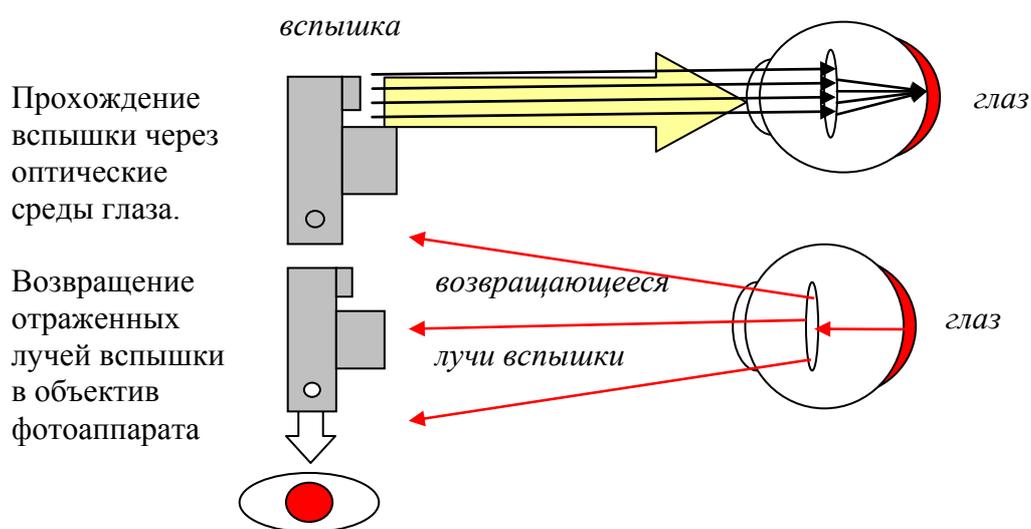


Рис. 2. Схема возникновения эффекта «красных глаз»

Для того чтобы диагностика была наиболее точной, нам было необходимо максимально приблизить метод фотографирования к методу офтальмоскопии. Для этого нам нужно было разработать стандарты фотографирования и стандарты анализа результатов.

Постольку поскольку диагностическое исследование «проходящим светом» проводится в затемненном помещении, то соответственно и фотографирование должно проводиться в затемненном помещении. Экспери-

ментальным путем было получено, что наилучшее расположение источника света – за спиной обследуемого (как и при исследовании «проходящим светом»). Также экспериментальным путем было получено наилучшее расстояние для фотографирования (1 м от объектива фотокамеры до глаза обследуемого) и угол отклонения глаза от прямой оси, соединяющей центр зрачка с центром объектива (на 45°).

На основе выведенных выше стандартов фотографирования и практическом тестировании была получена методика проведения фотографирования с целью получения эффекта «красных глаз»: *поместить обследуемого на стул, фотоаппарат на штативе расположить на уровне глаз на расстоянии 1 м от глаз обследуемого. Помещение затемнить. Поместить за спиной обследуемого источник света так, чтобы свет не попал на прямую в глаза обследуемого (не сужал зрачок), но освещал его лицо (для избегания бликов при фотографировании). На прямой, находящейся под 45° от оси, соединяющей центр зрачка и центр объектива, поставить предмет на уровне взгляда обследуемого для привлечения его внимания и точного отклонения его взгляда на 45° . Фотографирование проводить на фотоаппарате без вынесенной фотовспышки, с отключенным режимом «анти красные глаза». Вспышка должна быть одинарной. Повторять эксперимент не более двух раз подряд, т.к. затем зрачок обследуемого будет уже расширен, и эксперимент не удастся.*

МЕТОДИКА АНАЛИЗА ПОЛУЧЕННЫХ ФОТОГРАФИЙ

Для формулировки метода анализа полученных фотографий было необходимо увидеть, каким образом наличие или отсутствие помутнения сказывается на проявлении эффекта «красных глаз». Для этого были взяты люди с заведомо известным наличием или отсутствием помутнения оптических сред глаза. По вышеприведенной методике фотографирования были



Рис. 3. Проявление эффекта «красных глаз» у человека без помутнений оптических сред глаза

получены изображения их глаз с проявлением эффекта «красных глаз».

Эффект «красных глаз» проявился на фотографии человека с заведомо известным отсутствием помутнения оптических сред глаза таким образом: *равномерное яркое красноватое свечение, отсутствие вкраплений* (рис. 3). Эффект

«красных глаз» проявляется ярким, равномерным, без наличия вкраплений, мутностей.

Эффект «красных глаз» проявился на фотографии человека с заведомо известным наличием помутнения оптических сред глаза таким образом: *неравномерное тусклое свечение красноватым цветом, наличие мутных зон и вкраплений* (рис. 4). Эффект «красных глаз» появляется тусклым, неравномерным, с наличием вкраплений и мутностей.

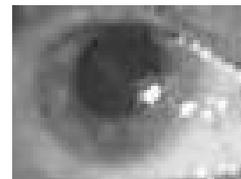


Рис. 4. Проявление эффекта «красных глаз» у человека с помутнений оптических сред глаза

Данные результаты были переформулированы как стандарты анализа фотографий. Таким образом, методикой анализа фотографий будет служить следующая формулировка:

Для анализа фотографии необходимо сравнить проявленный эффект «красных глаз» с «крайними» случаями помутнения оптических сред глаза (наличие/отсутствие помутнения).

ПРАКТИЧЕСКОЕ ДОКАЗАТЕЛЬСТВО МЕТОДА ДИАГНОСТИКИ ПОМУТНЕНИЙ ОПТИЧЕСКИХ СРЕД ГЛАЗА С ПОМОЩЬЮ ЦИФРОВОЙ ФОТОГРАФИИ

В продолжение исследований по полученной выше методике были сфотографированы глаза случайно отобранных людей разного возраста (рис. 5).

Затем, эти фотографии были проанализированы на основе выведенной выше методики анализа фотографий. По каждому случаю был составлен индивидуальный вывод о наличии или отсутствии помутнения оптических сред глаза. Далее участники эксперимента прошли обследование глаз «проходящим светом» в стационаре. Результаты данного исследования были сопоставлены с результатами, полученными нами в ходе диагностики помутнений оптических сред глаза с помощью цифровой фотографии. Мы получили, что результаты совпали во всех случаях, где проявился эффект «красных глаз». Таким образом мы практически доказали выдвинутую нами гипотезу о возможности диагностики помутнений оптических сред глаза с помощью цифровой фотографии.

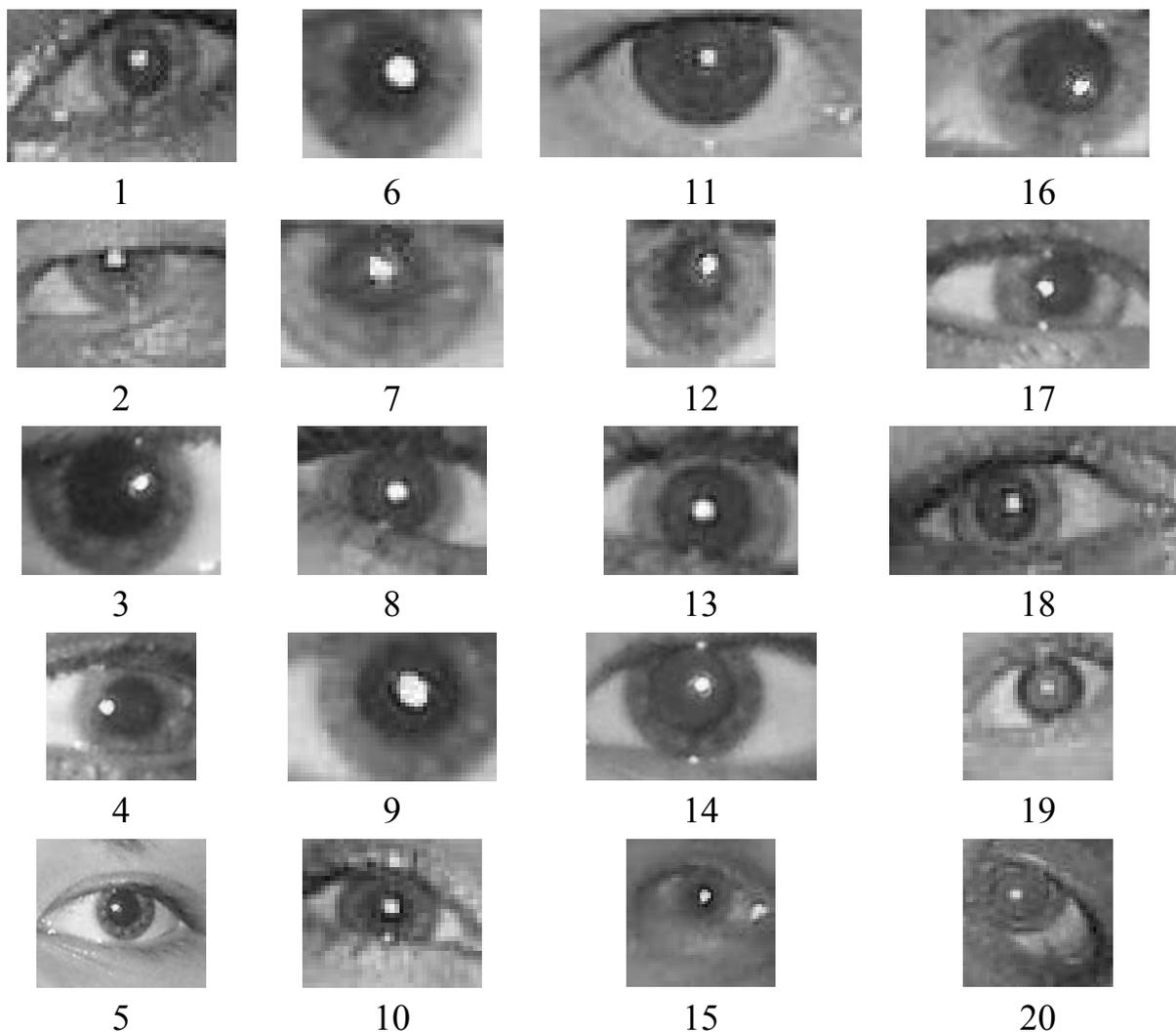


Рис. 5. Примеры фотографий глаз случайных людей, выполненные по созданной методике

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в результате работы была разработана методика фотографирования с получением эффекта «красных глаз», реализующая при простом аппаратном обеспечении зондирование оптических сред глаза геометрически сходное с постановкой диагностического исследования помутнения оптических сред глаза «проходящим светом».

Путем фотографирования людей с заведомо известным наличием или отсутствием помутнения оптических сред глаза выведены критерии оценивания проявления эффекта.

Выдвинутая гипотеза о возможности диагностика помутнений оптических сред глаза с помощью цифровой фотографии получила экспериментальное подтверждение при сравнении результатов диагностики по фо-

тограммам состояния зрения случайных людей, с результатами их обследования офтальмологом по методике «проходящим светом».

В результате работы получен новый способ ранней и дистанционной диагностики помутнения оптических сред глаза, основанный на доступном и распространенном аппаратном обеспечении – цифровом фотоаппарате.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Воробьева Е.А., Сафьянникова Е.Б. Анатомия и физиология: учебник. – М.: Медицина, 1988. 432 с
2. М.И. Иванецкий. Анатомия человека (с основами динамической и спортивной морфологии): Учеб. для ин-тов физ. культуры / под ред. Б.А. Никитюка, А.А. Гладышевой, Ф.В. Судзиловского. – М.: Физкультура и спорт, 1985. 544 с.
3. Должич Г.И. Глазные болезни в вопросах и ответах.– Ростов н/Д: Феникс, 2000. 416 с
4. Каган И.И., Канюков В.Н. Клиническая анатомия органов зрения – СПб.: Эскулап, 1999. 192 с.
5. Власова И.Г. Физика: справочник абитуриента / под ред. А.Б. Киселева. – Филологическое общество «СЛОВО», 1998. 544 с.
6. <http://www.medeffect.ru> Эффективная медицина [Электронный ресурс]: сайт по офтальмологии.
7. <http://www.glazmed.ru> [Электронный ресурс]: сборный сайт по офтальмологии.
8. <http://www.luckylife.ru/read/> [Электронный ресурс]: сайт по офтальмологии.
9. <http://ru.wikipedia.org> [Электронный ресурс]: электронная энциклопедия.

ЛАЗЕРНАЯ СПЕКЛ-ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА ВИБРАЦИОННОГО СОСТОЯНИЯ КОЛЕБЛЮЩИХСЯ ОБЪЕКТОВ

Д.И. Ермоленко

*Научный руководитель д.т.н., профессор Н.Д. Быстров (СГАУ)
Научный консультант А.И. Жужукин (ОАО СНТК им. Н.Д. Кузнецова)*

МОУ Самарский медико-технический лицей, г. Самара, ул. Полевая, 74

АННОТАЦИЯ

Практически для всех изделий машиностроения проблема обеспечения вибрационной прочности элементов машин является одной из основных. В моей работе я сравниваю несколько методов диагностики вибрационного состояния колеблющихся объектов. В работе рассматривается только теория данных методов для дальнейших экспериментов.

ВВЕДЕНИЕ

В современной жизни техническое развитие носит исключительно динамичный характер. Практически для всех изделий машиностроения проблема обеспечения вибрационной прочности элементов машин является одной из основных. Существует большое количество методов диагностики вибрационного состояния колеблющихся объектов. В последнее время для вибрационной диагностики деталей машин разработан спекл-интерферометрический метод, с помощью которого можно определить наиболее напряженные участки деталей, по средствам оценки их деформированного состояния. В местах наибольшей деформации возможно разрушение деталей. С помощью спекл-интерферометрической диагностики можно определить напряжение в местах наибольшей деформации. Наиболее важным достоинством голографического и спекл-интерферометрического методов является возможность получения информации о вибрационном состоянии всей поверхности исследуемой детали, сколь угодно сложной не была бы её конструкция.

Цель работы: овладение методикой получения вибрационных характеристик колеблющихся объектов аэрокосмической техникой и любых машиностроительных изделий, сравнение различных методик получения вибрационных характеристик. **Основные задачи исследования:**

- Провести анализ методов оценки вибрационных характеристик колеблющихся объектов.
- Сравнить голографический и спекл-интерферометрический методы.
- Изучить схему цифрового спекл-интерферометра.
- Освоить методику получения спеклограмм колеблющихся объектов на цифровом спекл-интерферометре СГАУ.
- Получить спеклограмму формы колебаний винта винтового насоса на частоте 8200 Гц.

I. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

С самого момента разработки лазер называли устройством, которое само ищет решаемые задачи. Лазеры нашли применение в самых различных областях – от коррекции зрения до управления транспортными средствами, от космических полётов до термоядерного синтеза. Лазер стал одним из самых значимых изобретений XX века. Прежде всего, это связано с тем, что современные источники лазерного излучения дают в руки экспериментаторов монохроматический свет с практически любой желаемой длиной волны. В зависимости от поставленной задачи это может быть как непрерывное излучение с чрезвычайно узким спектром, так и ультракороткие импульсы длительностью вплоть до сотен аттосекунд (10^{-16} секунды). Высокая энергия, запасенная в этих импульсах, может быть сфокусирована на исследуемый образец в пятно, сравнимое по размерам с длиной волны, что дает возможность исследовать различные нелинейные оптические эффекты.

С появлением промышленных лазеров наступила новая эра в хирургии. При этом пригодился опыт специалистов по лазерной обработке металла. Приваривание лазером отслоившейся сетчатки глаза – это точечная контактная сварка; лазерный скальпель – автогенная резка; сваривание костей – стыковая сварка плавлением; соединение мышечной ткани – тоже контактная сварка.

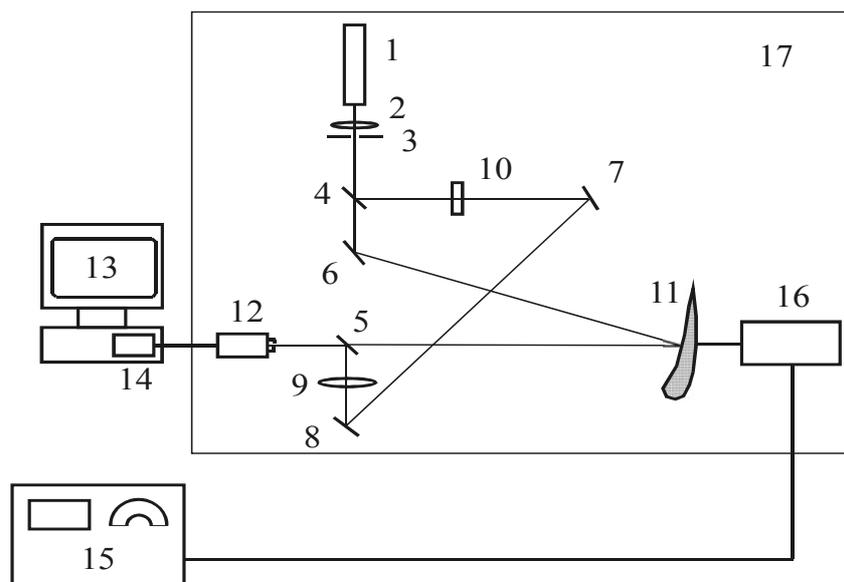
Спекл, спекл-структура – это случайная интерференционная картина, которая образуется при взаимной интерференции когерентных волн, имеющих случайные сдвиги фаз и/или случайный набор интенсивностей. На такой картине, как правило, можно отчётливо наблюдать светлые пятна, крапинки (их и называют спеклами), которые разделены тёмными участками изображения. Спекл-картина образуется, например, при когерентном освещении случайно-неоднородных объектов, таких, как шероховатая

поверхность, или при пропускании когерентного излучения через прозрачную среду с флуктуирующим в пространстве показателем преломления. Когерентное излучение может быть реализовано как лазерами, так и обычными источниками света широкого спектрального диапазона с протяжённым телом светимости, излучающим частично когерентный свет с малой длиной временной когерентности и малой областью пространственной когерентности. Тем не менее, спекл-структуры также могут служить носителем дополнительной измерительной информации. Спекл-интерферометрия является одним из методов пространственной интерферометрии, который основан на анализе зернистой структуры изображения объекта.

II. ПРАКТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Первая часть практической работы:

Суть в этой части практики заключалась в проведении опытов для диагностики детали через спекл-интерферометрический способ. Этот опыт проводился в СГАУ под присмотром и содействии студентов СГАУ. В качестве экспериментального образца был выбран винт (шнек) винтового топливного насоса. Насос был разобран, и его рабочая часть - винт был установлен в рабочей зоне спекл-интерферометра. На рисунке изображен винт насоса (11). Освещённый лазерными пучками гелий-неонового лазера (красный свет 0,63 мкм) указанный винт был подвержен механическому движению с помощью вибратора на частоте 8200 Гц. Отражённый лазерный пучок колеблющегося винта фиксировала камера. Изображение в режиме реального времени обрабатывалось в компьютере с помощью специальной программы разработанной в СГАУ. Особенности программы в том, что она позволяет получать чёткие спеклограммы, не прибегая к высокой виброизоляции оптического стола, на котором размещается испытуемый объект. В итоге была получена спеклограмма – характеристика колебаний лопастей винта на частоте 8200 Гц. На фотографии видны черно-светлые полосы, характеризующие форму колебаний на этой частоте. Данная спеклограмма показывает, что на частоте вращения, соответствующей данной частоте, может произойти усталостная поломка лопастей насоса. Во избежание этого необходимо избегать резонансную частоту.



*Рис. 1. Схема помехоустойчивого цифрового спекл-интерферометра:
 1 – He-Ne лазер; 2,3 – микробиъектив с диафрагмой, 4 – светоделитель;
 5 – плоскопараллельная пластина; 6, 7, 8 – поворотные зеркала; 9 – линза;
 10 – светофильтр; 11 – объект; 12 – телекамера с объективом; 13 – ПЭВМ;
 14 – блок ввода изображения; 15 – звуковой генератор; 16 – вибратор;
 17 – оптический стол без виброизоляции.*

Интерферометр устроен следующим образом. Излучение гелий-неонового лазера 1 непрерывного действия делится на два пучка: опорный и объектный. Объектный пучок расширяется линзой 9 и освещает исследуемый объект 11. Рассеянное объектом излучение регистрируется телевизионной камерой 12 высокого разрешения и вводится в персональный компьютер 13. На экране видеомонитора наблюдается сфокусированное изображение исследуемого объекта. Объектив телевизионной камеры диафрагмируется до величины, позволяющей на экране монитора четко различать отдельные спеклы. Диафрагмирование объектива до апертурного числа $Na=18...22$ позволяет получить во входной плоскости телекамеры приемлемые размеры спеклов (15...20 мкм).

Опорный пучок с помощью зеркал 7, 8 и оптического клина, размещенного перед объективом телекамеры, также направляется на видикон телекамеры. Система из двух линз установлена в опорном плече интерферометра таким образом, чтобы опорный пучок фокусировался на оси объектива телекамеры в плоскости его диафрагмы и полностью освещал рабочую поверхность видикона. Зеркало в опорном плече интерферометра размещено на пьезокерамической пластине. С помощью пьезокерамической

пластины, изменяя напряжение питания, которое на нее подается, можно управлять фазой опорного пучка на экране видикона в пределах 2π .

Таким образом, на экране монитора наблюдается спекл-изображение исследуемого объекта, сложенное с однородным фоном, образованным опорным пучком.

Вторая часть практической работы:

Во второй половине я сравниваю несколько методов нахождения спекл-картины

Тензометрический	Голографический	Акустический	Спекл-интерферометрический
<p>+ Достаточно точно определяются резонансные частоты.</p> <p>– При сильном колебании датчики снятия показания могут не удержаться на объекте и быстро отваливаются.</p>	<p>+ Высокая точность и информативность голограммы.</p> <p>– Создания голографической картинки занимает много времени в связи с длительным химическим процессом.</p>	<p>+ Хорошо отработанная методика акустических измерений.</p> <p>+ Доступность аппаратуры (высокое производство аппаратуры).</p> <p>– Дорогостоящая аппаратура для проведение опытов. Даёт недостоверную (неточную) оценку, и не определяет напряжение на предмет.</p> <p>– Условия возбуждения объекта сильно отличаются от условий, которые реализуются в процессе работы. И это приводит к заметным ошибкам при определении резонансных частот и резонансных коэффициентов усиления.</p>	<p>+ Используется хорошо отработанная лазерная технология.</p> <p>+ Интоферометр успешно работает в условиях слабого помехозащищенного места, за счет специального программного обеспечения.</p> <p>+ Большая скорость (в 10 раз) получения изображения.</p> <p>– Несколько уступает голографическому способу по точности из-за недостаточной контрастности спекл-картины.</p>

ВЫВОДЫ

Таким образом, в работе

– проанализированы причины разрушения детали машины механизмов, работающих в условиях знакопеременных нагрузок, то есть совершающих колебаний во время работ;

– проанализированы методы диагностики вибрационного состояния колеблющихся объектов, которые использовались ранее, и вновь созданные методы, нашедшие применения в последние годы;

– установлено, что наиболее оптимальным с точки зрения быстроты получения достоверной информации, приемлемой точности и доступной стоимости является метод лазерной спекл-интерферометрический;

– изучены физические основы метода лазерной спекл-интерферометрии и основы методики получения спеклограмм, выбрана типовая схема проведения экспериментов на спекл-интерферометре;

– на спекл-интерферометре в Самарском аэрокосмическом университете с помощью сотрудников кафедры автоматических систем энергоустановок, проведён опыт по изучению вибрационной характеристики винта (шнека) топливного насоса энергетической установки. Получена спеклограмма колебаний винта насоса на частоте 8200 Гц.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Учебные пособия СГАУ по лазерным экспериментам.
2. Учебные пособия СГАУ по спекл-интерферометрии.
3. <http://ru.wikipedia.org>.
4. <http://elibrary.ru/item.asp?id=9530073>.
5. <http://w0.sao.ru>.

МЫЛЬНЫЕ ПЛЕНКИ И НАНОТЕХНОЛОГИИ

И. Кочетков

Научный руководитель к.ф.-м.н. И.Л. Ключац (СамГУ)

*МОУ Самарский лицей информационных технологий
443096, Россия, г. Самара, ул. Больничная, 14а
E-mail: licey@samlit.net*

АННОТАЦИЯ

Работа посвящена исследованию явления распространения света в наноплёнках. Для понимания всей физики данного явления нужно понять, почему образуются тонкие устойчивые пленки, почему лазерное излучение не должно в них распространяться, и самое главное, почему оно в наноплёнках всё же распространяется.

В работе представлены изученные способы создания тонких устойчивых мыльных пленок, определены основные параметры технологии получения жидких пленок, влияющих на их толщину и устойчивость, исследован вид траекторий светового луча в пленках различного типа. Проведены эксперименты по созданию жидких пленок разной толщины с использованием принципиально различных поверхностно активных веществ. Основным результатом работы является изучение и проведение диагностики толщины мыльных пленок на основе оригинальной методики измерений.

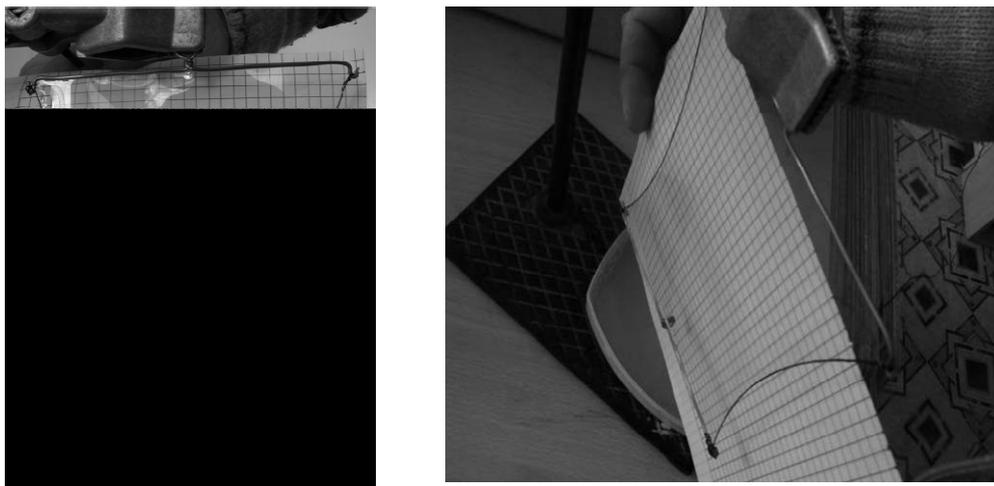
ЛУЧ СВЕТА В МЫЛЬНОЙ ПЛЕНКЕ

В физике не принято употреблять слово «чудо». Но авторы работы [1] это слово используют. Они наблюдали загадочное явление. Особенно же интересно, что рецепт эксперимента прост и доступен. Берётся мыльная плёнка и в неё вводится луч лазерной указки. Луч должен быть сфокусирован линзой с фокусным расстоянием 3–10 см на торце плёнки. Ввести луч в плёнку можно двумя способами. Или через торец плёнки, но для этого её надо получить в прозрачной кювете или на прозрачной рамке. Или через плоскость плёнки, но для этого луч должен идти по касательной к ней, под углом не более 5–6°, наткнуться на какую-то пылинку, попавшую в плёнку, и рассеяться «в плёнку». Авторы объясняют наблюдаемое ими явление возникновением поверхностных электромагнитных волн, или поверхност-

ных поляритонов. Из школьного курса физики [2, 3] мы знаем, что волны бывают двух типов: электромагнитные волны, которые могут распространяться как в вакууме, так и в различных средах, и механические волны упругих колебаний в различных средах (в твёрдом теле – поперечные и продольные, в жидкости и газе – только продольные). Поляритоны – это третий вид волн, при распространении которых происходят колебания и электромагнитного поля, и упругие колебания молекул на поверхности среды. Эти колебания поверхностных молекул подобны колебаниям поплавка на поверхности воды. Причём эти (механические и электромагнитные) колебания происходят не независимо, они связаны. Для этого среда должна быть не электрически нейтральна, а с разделёнными зарядами. В этом случае электромагнитное поле вызывает колебание зарядов и, следовательно, среды, а колебания среды возбуждают электромагнитное поле. В мыльной плёнке разделение зарядов есть! Молекулы мыла обладают дипольным моментом, т.е. в молекуле существует пространственное разделение разноимённых зарядов. А сами молекулы поверхностно-активного вещества выстроены на поверхности одинаково заряженными концами в одну сторону. В особо тонких пленках, в наноплёнках, противоположные поверхности плёнки находятся близко, поэтому в таких пленках данный эффект проявляется наиболее сильно.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ПОЛУЧЕНИЕ ПЛОСКИХ МЫЛЬНЫХ ПЛЁНОК

Для получения и исследования мыльных плёнок была собрана простая установка [4, 5], на которой получались плоские вертикально ориентированные плёнки. Вид устройства вместе с мыльной плёнкой представлен на фотографиях 1 и 2. Между двумя медными проволочками и соединяющими их двумя нитями видна тонкая мыльная плёнка. Верхняя проволочка закреплена в штативе. Нижняя проволочка, удерживаемая натяжением нити и мыльной плёнки, свободно висит. Видно, что натяжение плёнки изменило контур нити, натянутой весом проволочки. На заднем плане видна масштабная сетка, которая использовалась для измерения расстояний и углов. Плёнка хорошо видна по бликам на ней и по интерференции световых волн отражённых от передней и задней поверхностей плёнки.



Фотографии 1 и 2. Мыльные пленки на фоне масштабной сетки

Со временем толщина плёнки меняется, так как жидкость под действием гравитации стекает вниз. Поэтому в верхней более тонкой части плёнки интерференционная картина исчезает. Дальнейшее уменьшение толщины плёнки превращает её в так называемую «ньютоновскую» плёнку, имеющую толщину 10-50 нанометров. Плёнки, показанные на обеих фотографиях, имеют толщину 300-400 нанометров. Более тонкие плёнки на данной установке получить не удалось, из-за разрушения плёнок.

Геометрия опыта позволила нам провести измерение коэффициента поверхностного натяжения мыльной плёнки, для изготовления которой использовалось моющее средство Fairy. Для стабилизации плёнки в раствор добавлялся глицерин [6]. Эксперимент проводился в лицее информационных технологий в кабинете физики. Температура воздуха была 22°C.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ

Принципиальная схема установки, использованной для получения мыльных плёнок, показана рисунке 1.

На рисунке 1 (а) показаны только силы, действующие на нить, рисунок 1(б) показывает все силы действующие на проволоку. Так как вся система находится в равновесии, то для сил действующих па нить и проволоку имеем два уравнения, в которых сумма сил должна быть равной нулю.

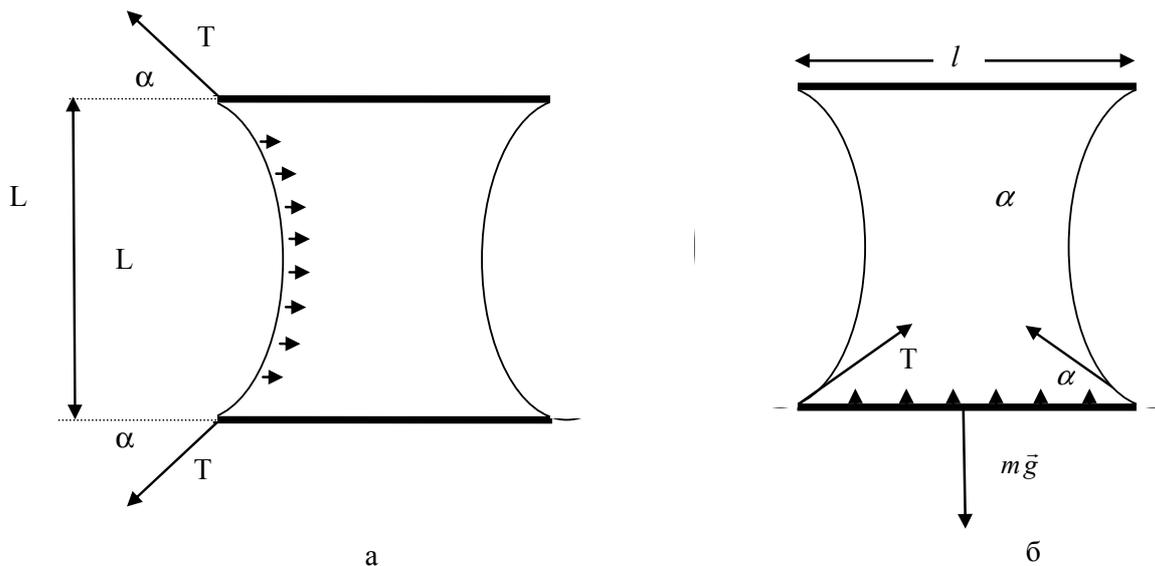


Рис. 1. Схема эксперимента и действующие на нить (а) и проволоку (б) силы.

Проекция на ось OX суммы сил даёт нам уравнение

$$OX: \quad 0 = 2 \cdot \sigma \cdot L - 2T_n \cdot \cos(\alpha). \quad (1)$$

Проекция на ось OY суммы сил, действующих на проволоку, даёт нам ещё одно уравнение

$$OY: \quad 0 = -mg + 2T_n \cdot \sin(\alpha) + 2 \cdot \sigma \cdot l. \quad (2)$$

Решение этих двух уравнений относительно неизвестного коэффициента поверхностного натяжения даёт нам формулу для определения σ

$$\sigma = \frac{mg}{2 \cdot (L \cdot \operatorname{tg}(\alpha) + l)}. \quad (3)$$

ВЫЧИСЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ

Массу проволоки определили взвешиванием на лабораторных весах с точностью до 25 мг. Метрические измерения расстояний и углов были проведены по фотографии плёнки сделанной на фоне масштабной сетки. Измерения дали: $l = (0.128 \pm 0.001) \text{ м}$, $L = (0.15 \pm 0.001) \text{ м}$, $\operatorname{tg} \alpha = 2 \pm 0.1$, $m = (2.4 \pm 0.025) \cdot 10^{-3} \text{ кг}$. Ускорение свободного падения, как принято, положим равным $g = 9.8 \text{ м/с}^2$.

Проведём вычисления коэффициента поверхностного натяжения мыльного раствора по формуле (3).

$$\sigma = \frac{mg}{2 \cdot (L \cdot \operatorname{tg}(\alpha) + l)} = \frac{2.4 \cdot 10^{-3} \cdot 9.8}{2 \cdot (0.15 \cdot 2 + 0.128)} = 27.5 \cdot 10^{-3} \left(\frac{H}{M} \right).$$

Относительная ошибка эксперимента по определению составила 5%.

$$\sigma = (27.5 \pm 1.37) \cdot 10^{-3} \frac{H}{M}.$$

ПРОВЕРКА РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА С ПОМОЩЬЮ СТАНДАРТНОЙ ЛАБОРАТОРНОЙ МЕТОДИКИ

Полученное по предложенной нами методике значение коэффициента поверхностного натяжения мыльного раствора было проверено с использованием стандартной методики, представленной в лабораторном практикуме на физическом факультете Самарского госуниверситета. Метод определения основан на сравнении сил поверхностного натяжения воды и мыльного раствора. Для этого из одной и той же бюретки откапывались одинаковые объёмы этих двух жидкостей. При этом пересчитывалось число капель обеих жидкостей. Из бюретки откапывался в обоих случаях объём 2 мл. Число капель воды было 50, капель мыльного раствора 154. Эксперимент в лаборатории проводился при температуре 26°C. Коэффициент поверхностного натяжения воды при этой температуре был равен $\sigma_{H_2O} = 72 \cdot 10^{-3} \frac{H}{M}$. Плотность

воды при этой температуре имеет табличное значение $\rho_{H_2O} = 0,997 \frac{г}{см^3}$.

Плотность мыльного раствора была определена взвешиванием 25 мл мыльного раствора на лабораторных весах с точностью 25 мг. Проведённые по результатам взвешивания вычисления дали значение плотности раствора

$\rho_{раств} = 1,046 \frac{г}{см^3}$. Расчёты коэффициента поверхностного натяжения проводились по формуле предложенной в методике лабораторной работы:

$$\sigma_{раств} = \sigma_{H_2O} \cdot \frac{N_{H_2O} \cdot \rho_{раств}}{N_{раств} \cdot \rho_{H_2O}}$$

Вычисления по этой формуле дали при температуре 26°C

$\sigma_{раств} = 24,5 \cdot 10^{-3} \frac{H}{M}$. Относительная ошибка не превышала 1%.

$$\sigma_{раств} = (24,5 \pm 0,24) \cdot 10^{-3} \frac{H}{M}$$

Проверка показала хорошее соответствие полученных нами экспериментальных результатов, что так же подтвердило верность нашего подхода при теоретическом обосновании проведённого в лице опыта. Некоторое отличие можно объяснить различием температур (22°C и 26°C), а также ошибкой эксперимента. Наибольшая ошибка эксперимента могла возникнуть при измерении тангенса угла наклона нити по отношению к проволоке.

НАБЛЮДЕНИЕ ТРЕКОВ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В БЕЛКОВЫХ ПЛЕНКАХ

Дальнейшие исследования были направлены на получение более тонких плёнок с использованием поверхностно активных веществ различной природы. Для этого можно использовать вещества растительного и животного происхождения (растворы растительных настоев (корень солодки), растворы яичного белка, раствор меда).

Для получения устойчивых плёнок яичного белка был построен экспериментальный график зависимости времени жизни пленки от концентрации воды в растворе белка (рис.2).

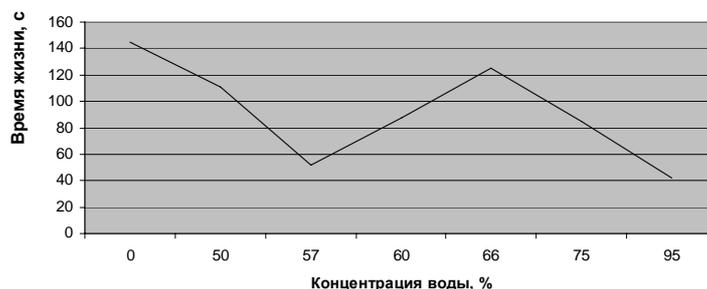
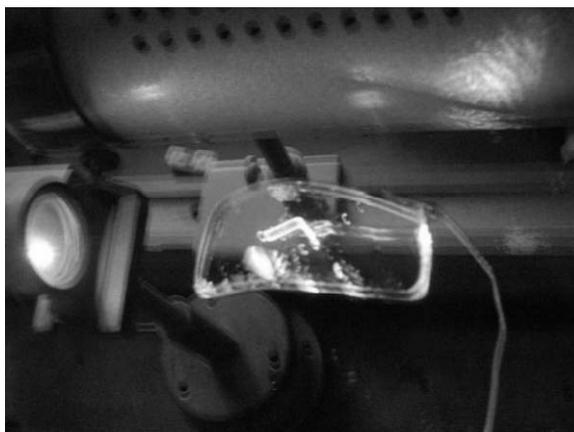


Рис. 2. График зависимости времени жизни белковой пленки от концентрации воды в ней

Время жизни плёнок колебалось от 0,5 мин до 2 мин. Толщина плёнок была не менее 300 нм.

Схема установки для наблюдения треков лазерного излучения состояла из гелий-неонового лазера, собирающей линзы с фокусным расстоянием 10 см и контура, на котором фиксировалась белковая пленка. При создании плёнки использовался контур изогнутой формы для того, чтобы было удобно вводить лучи под углом менее пяти градусов (по методике Ю.Ю. Стойлова). Контур искривляется в разных направлениях: в направлении лазерного пучка – вверх, а в ортогональном направлении – вниз.

Наблюдаемые треки изображены на фотографии 3. Так белок обладает высокой вязкостью, треки не меняют своей концентрации и геометрии.



Фотография 3. Треки лазерного излучения в белковой пленке

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А.В. Старцев, Ю.Ю. Стойлов. *Лазерное чудо в мыльной пленке*. Успехи физических наук. № 5, 2002 г.
2. Физика. Учебник для 10 класса с углубленным изучением физики. Под ред. А.А. Пинского. – М.: Просвещение, 2005.
3. Сайт ФИАН // <http://sites.lebedev.ru/data/1-2006.pdf>
4. Открытая энциклопедия Википедия // <http://ru.wikipedia.org>
5. Способы получения мыльных пленок // http://telecom.ru/Docs_16/Ped.journal/Vio/VIO_05/resource/Internet/Physics/bubbles

МИНИАТЮРНЫЙ ИСТОЧНИК ЭНЕРГИИ НА ОСНОВЕ КАРБИДА КРЕМНИЯ

Н. Русин

*Научный руководитель к.ф.-м.н. **Чепурнов В.И.** (СамГУ)*

*МОУ Самарский лицей информационных технологий
443096, Россия, г. Самара, ул. Больничная, 14а
e-mail: licey@samlit.net*

АННОТАЦИЯ

Карбид кремния является перспективным материалом микро-, нано- и оптоэлектроники. **Проблема исследования** – отсутствие долгорботающих миниатюрных топливных элементов, работающих в экстремальных условиях эксплуатации, а именно высокие температуры, агрессивные среды. В работе предложена модель долгорботающего миниатюрного топливного элемента на основе пористого карбида кремния. Основой для такого источника энергии явились пленки пористого карбида кремния, выращенные из газовой фазы. Исследовано влияние технологии создания пленок карбида кремния на возможность применения их в качестве источника энергии. Так как карбид кремния является материалом термоустойчивым и химически нейтральным, то создание р-п перехода можно осуществить заменой обычного углерода (^{12}C) на его радиоактивный изотоп (^{14}C). В топливном элементе преобразование будет происходить «изнутри», тем самым будет повышен КПД за счет отсутствия некоторых факторов потери энергии.

ПЕРСПЕКТИВНОСТЬ ПОРИСТОГО КАРБИДА КРЕМНИЯ

Непрекращающийся интерес к исследованию свойств пористого кремния и его приборному применению неизбежно ведет к исследованию пористых слоев других полупроводниковых материалов [1]. Среди них большой интерес представляет карбид кремния, благодаря своим термическим, электрическим, химическим, радиационным и механическим свойствам [2].

Одним из направлений создания новых технологий получения нанокристаллических материалов является внедрение различных веществ в мат-

рицу пористого кремния. Показано [3], что в результате высокотемпературного взаимодействия различных углеродсодержащих веществ с матрицей пористого кремния происходит значительная трансформация спектров фотолюминесценции, связанная с образованием кристаллитов карбида кремния кубической модификации.

Пористый SiC в настоящее время рассматривается как материал, способный расширить рамки применения карбида кремния в микроэлектронике. Имеются сообщения о том, что пористый карбид кремния обладает высоким удельным сопротивлением и малой эффективной концентрацией носителей заряда. Кроме того, в пористых полупроводниках, обладающих большой внутренней поверхностью, может быть реализована эффективная и быстрая диффузия, а так же у пористых структур наблюдается высокая чувствительность электрических, оптических и других свойств к адсорбции различных газов [4].

Одним из перспективных направлений использования пористого карбида кремния является возможность создания долгорботающего миниатюрного топливного элемента. Так как карбид кремния является материалом термоустойчивым и химически нейтральным, то создать p-n переход можно заменой обычного углерода (^{12}C) на его радиоактивный изотоп (^{14}C).

РАДИОНУКЛИД ^{14}C

Углерод в том виде, каким мы его знаем, называют углеродом-12. Природный углерод – это смесь двух стабильных изотопов: ^{12}C (98,892%) и ^{13}C (1,108 %). Число 12 указывает на суммарное количество нейтронов и протонов, составляющих ядро углеродного атома. Из четырех радиоактивных изотопов (^{10}C , ^{11}C , ^{14}C и ^{15}C) только долгоживущий углерод-14 представляет практический интерес, поскольку участвует в круговороте углерода биосферы. Углерод-14 – радиоактивен и распадается с известной скоростью: за период времени порядка 5700 лет остается половина первоначального количества, а вторая половина – подвергается радиоактивному распаду. Этот чистый низкоэнергетический β -излучатель относится к числу глобальных радионуклидов. Образуется он как в естественных, так и в искусственных условиях в результате нескольких ядерных реакций.

Искусственным образом ^{14}C можно получить в ядерной реакции $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$ при облучении мишеней в ядерном реакторе потоком нейтронов. Патент №2172533 на изобретение этого изотопа углерода от

05.01.2000 принадлежит Государственному предприятию «Ленинградская атомная электростанция им. В.И. Ленина» Закрытому акционерному обществу «Научно-производственное объединение Энергоатоминвент».

В нашем эксперименте мы попытались использовать ^{14}C в качестве источника неравновесия, чтобы создать устройство, похожее по принципу работы на солнечную батарею [5], при этом работа p-n перехода [6] может осуществляться без света. В нашем топливном элементе преобразование будет происходить «изнутри», тем самым будет повышен КПД за счет отсутствия некоторых факторов потери энергии.

ПОЛУЧЕНИЕ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ

Для создания образцов пористого кремния использовались пластины монокристаллического кремния марки КДБ – 12 (100), КДБ – 4,5 (100). Пористый кремний формировался по традиционной технологии электрохимического травления в водноспиртовом растворе плавиковой кислоты: $\text{H}_2\text{O} : \text{HF} : \text{C}_2\text{H}_5\text{OH} = 1 : 1 : 2$. Время травления составляло от 5 до 30 минут при плотности тока $j=15-22 \text{ mA/cm}^2$. После травления образцы промывались в дистиллированной воде и просушивались [7].

Сила анодного тока контролировалась включенным последовательно в цепь питания измерителем тока и в процессе травления поддерживалась постоянной с помощью источника питания тока Б5 – 50. Все эксперименты проводились при нормальной температуре. В результате эксперимента были получены и исследованы образцы с диаметром пористого пятна 10, 20, 35, 40, 50 мм. На рисунке 1 изображено устройство для получения пористого кремния.

Толщина пористого слоя измерялась с помощью микроскопа МИИ-4 №840072 (1 дел. = 0,3 мкм). С помощью электрохимического анодирования можно получать пористые слои толщиной от нескольких микрометров до нескольких сотен микрометров. На рисунке 2 представлено изображение скола пористой структуры, общий вид пластинки пористого кремния представлен на рисунке 3. На рисунке 4 представлен пористый кремний под электронным микроскопом.

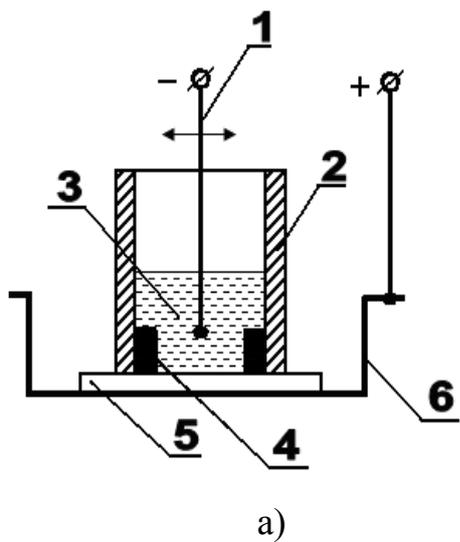


Рис. 1. Устройство для получения пористого кремния: а) схема устройства: 1 – катод; 2 – фторопластовая трубка; 3 – электролит; 4 – уплотнитель; 5 – кремниевая пластина; б – контактная площадка из нержавеющей стали; б) фото устройства

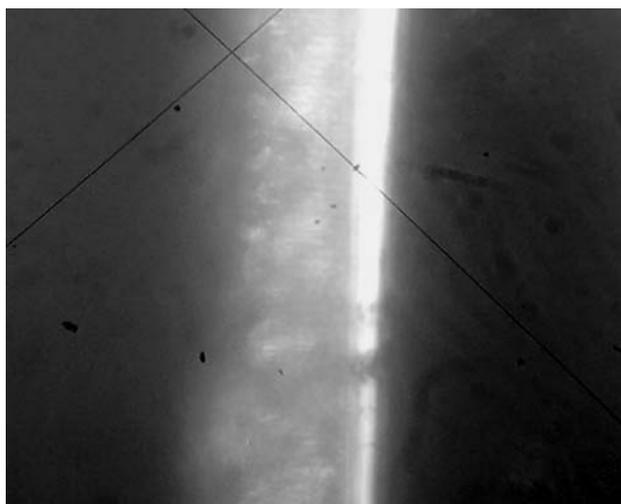


Рис. 2. Поперечный скол пористой кремниевой пластины

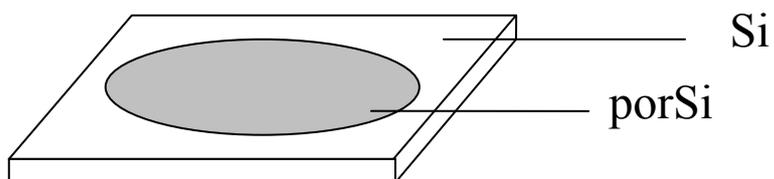


Рис. 3. Общий вид пластинки пористого кремния

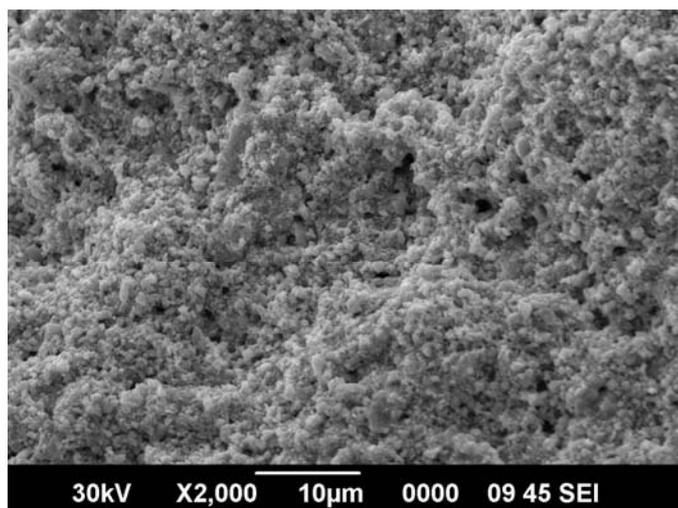


Рис. 4. Пористый кремния под электронным микроскопом.

Следует отметить, что для получения качественных, однородных по глубине пористых структур необходимо наличие механического перемешивания раствора, обеспечивающего доставку компонентов раствора к поверхности пластины.

КАРБОНИЗАЦИЯ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ

После формирования пористого слоя кремния образцы пропитывались суспензией из углерода с толуолом, помещались в специальную лодочку и подвергались высокотемпературной карбонизации на установке ВУП-4 в диапазоне температур 1300-1500 °С в течении 15-30 минут в вакууме при давлении $\sim 10^{-5}$ мм.рт.ст. Данная процедура применяется при создании буферных слоев в структурах porSiC-Si , которые, судя по литературным данным, позволяют на 2-3 порядка уменьшить число дислокаций и значительно снизить напряженность структуры, а так же существенно уменьшить ее поверхностное сопротивление

По окончании процесса карбонизации образцы промывались в спиртовом растворе в ультразвуковой мойке и просушивались.

С целью получения информации о структуре полученных образцов исследование образцов проводилось с помощью рентгеноструктурного анализа на установке «ДРОН-2». Метод рентгеновской дифракции широко используется для структурного исследования кристаллов, поскольку он является неразрушающим и позволяет исследовать структурные характеристики без специальной подготовки образцов или предварительной обработки их поверхности. Метод дает возможность исследовать структуру

каждого слоя пленки и подложки, не разрушая при этом композиции. Сущность рентгеноструктурного анализа заключается в получении и анализе дифракционной картины, возникающей в результате интерференции рентгеновских лучей, рассеянных электронами атомов облучаемого образца.

Исследования показали, что для серии карбонизированных пористых образцов кремния, на дифрактограммах (см. рисунок 6) наблюдается «галло», которое свидетельствует о некоторой аморфности данного материала, а по наблюдаемым интерференционным линиям трудно судить о составе структуры, поскольку соотношение масс исследуемого слоя и подложки очень мало. Однако условия получения карбонизированного слоя соответствуют диаграмме «состав – свойства» и являются достаточным условием для преобразования фазы porSi в фазу porSiC .

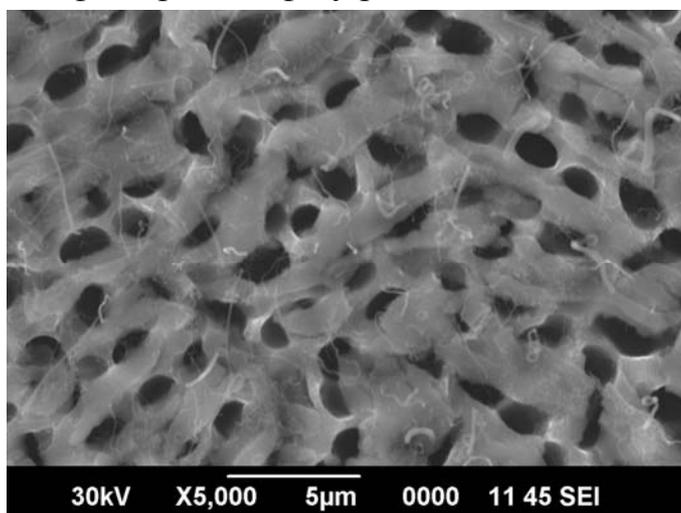


Рис. 5. Пористый карбид кремния под электронным микроскопом

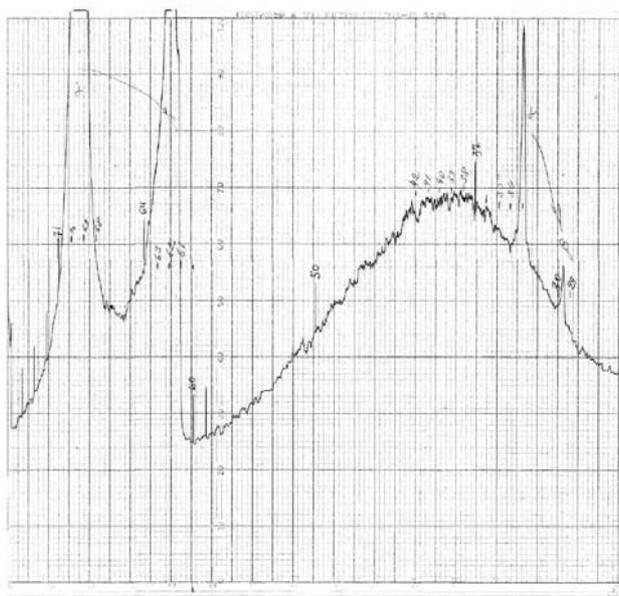


Рис. 6. Дифрактограмма образца

Дальнейшие исследования связаны с поставками радиоактивного нуклеида углерода и возможностью создания упорядоченной структуры пор с целью воспроизведения параметров получаемых образцов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хениш, Г., Рой, Р. Карбид кремния. – М.: Мир, 1972. – 236 с.
2. Сресели, О.М., Горячев, Д.Н. и др. *Карбонизированный пористый кремний* // Микросистемная техника, 2003. №3. С. 11-14.
3. Савкина, Н.С., Ратников, В.В. и др. *Структура и свойства карбида кремния, выращенного на пористой подложке методом сублимационной эпитаксии в вакууме* // ФТП, 2002. Т. 36. Вып. 7. С. 812-816.
4. Нагорнов, Ю.С., Костишко, Б.М. и др. *Механизм образования нанокристаллов карбида кремния при высокотемпературной карбонизации пористого кремния* // ЖТФ, 2007. Т. 77. Вып.8. С. 135-139.
5. <http://ru.wikipedia.org/wiki/Фотоэлемент>.
6. http://fn.bmstu.ru/phys/bib/physbook/tom6/ch4/texthtml/ch4_5.htm
Полупроводниковый p-n- переход
7. Рожков В.А., Шалимова М.Б. Спецпрактикум по физике полупроводниковых приборов: Учебное пособие. – Самарский университет, 1999. – 167с.

БИФУНКЦИОНАЛЬНАЯ ПАНЕЛЬ ДЛЯ ИНДИКАТОРНЫХ ПРИБОРОВ

С. Савельев

Научный руководитель к.ф.-м.н. Латухина Н.В. (СамГУ)

*МОУ Самарский лицей информационных технологий
443096, Россия, г. Самара, ул. Больничная, 14а
e-mail: licey@samlit.net*

АННОТАЦИЯ

В работе изучается возможность соединения источника питания (солнечного элемента) и жидкокристаллического индикатора. Для этого изучены характеристики солнечного элемента и жидкокристаллической панели. Определено напряжение, получаемое с помощью солнечного элемента и необходимое напряжение для вращения жидких кристаллов. Измерены площадь и масса СЭ и ЖК-панели.

После нанесения на поверхность солнечного элемента жидких кристаллов изучено их воздействие на поверхностные свойства преобразователя энергии, в частности, исследовано изменение угла отражения излучения до и после обработки поверхности образцов.

Полученные результаты позволяют сделать вывод о возможности совмещения функции индикаторного устройства и преобразователя энергии.

СОЛНЕЧНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ

Солнечные элементы являются основными элементами солнечных батарей, широко используемыми в качестве источников электроэнергии аппаратуры космических летательных аппаратов и спутников [1].

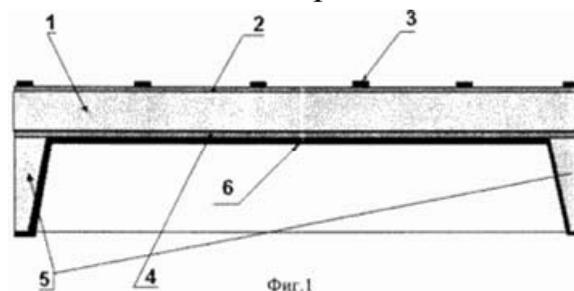
Известны солнечные элементы [2] на основе кремния р-типа с р-n-переходом и контактной гребенкой на лицевой стороне и омическим контактом на тыльной стороне. Недостатком таких солнечных элементов является низкая эффективность из-за повышенной скорости поверхностной рекомбинации на тыльном омическом контакте. Известен [3] солнечный элемент на основе пластины кремния р-типа, содержащий р-n-переход и контактную гребенку на лицевой стороне и сильнолегированную область на обратной стороне пластины для уменьшения скорости поверхностной ре-

комбинации. Однако такой элемент с толщиной базовой области дырочной проводимости 200 мкм или более подвержен деградации при воздействии радиации, существующей в космосе, за счет уменьшения диффузионной длины. Более радиационно-стойкий солнечный элемент должен иметь толщину базовой области дырочной проводимости 100 мкм или менее.

В качестве прототипа выбран тонкий солнечный элемент, имеющий толщину базовой области в диапазоне 30-170 мкм. В прототипе для защиты солнечного элемента от механических повреждений использовались слои полимера толщиной 10-30 мкм. Однако такой солнечный элемент все же имеет недостаточную механическую прочность, что осложняет термоциклирование при переходе спутника из освещенной зоны в тень Земли. Кроме того, монтаж солнечных элементов малой толщины связан с понижением процента выхода годных из-за пониженной прочности солнечных элементов.

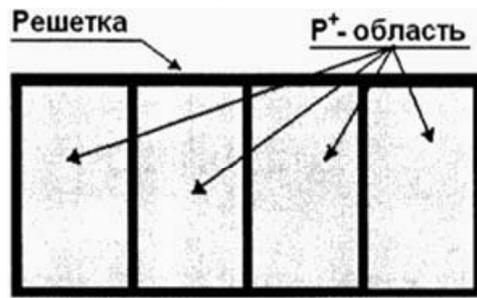
Задачей, решаемой в указанной работе, является повышение прочности солнечных элементов. Поставленная задача решается следующим образом. Солнечный элемент, содержащий базовую область одного типа проводимости преимущественно толщиной 30-170 мкм, p-n-переход и контактную гребенку на лицевой стороне, а также сильнолегированный слой и омический контакт на тыльной стороне, соединен сильнолегированным слоем с решеткой, изготовленной из кремния, а омический контакт с тыльной стороны связан с решеткой и сильнолегированным слоем.

Дополнительно базовая область и решетка изготавливаются на основе пластин с различной кристаллографической ориентацией. В частности, базовая область может быть сформулирована на пластине кремния ориентации (111), а решетка формируется на основе пластины кремния ориентации (100), что сильно повышает прочность солнечного элемента, так как его части не имеют общих плоскостей разлома.



На фиг.1 показана в разрезе конструкция солнечного элемента согласно данному изобретению. Здесь (1) – базовая область (дырочной проводимости).

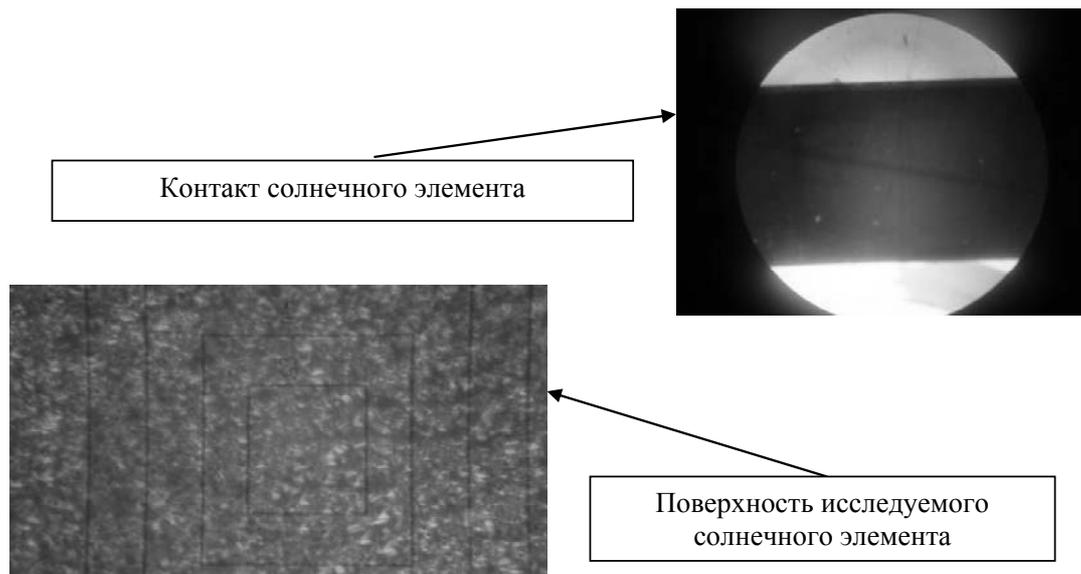
мости); (2) – p-n-переход; (3) – контактная гребенка на лицевой стороне солнечного элемента; (4) – сильнолегированная область (P⁺-типа) на тыльной стороне базовой области; (5) – решетка из кремния, связанная с сильнолегированным слоем на тыльной стороне базовой области; (6) – омический контакт, связанный с сильнолегированным слоем на обратной стороне базовой области и с кремниевой решеткой (5).



Фиг.2

На фиг.2 показана конструкция солнечного элемента (вид с тыльной стороны). Указанный солнечный элемент имеет размеры сторон 50×25 мм. Ширина сторон решетки (показано темным цветом) для разных вариантов 0,5-1,0 мм, толщина - 300 мкм.

Солнечный элемент работает следующим образом. При освещении с лицевой стороны возникают неравновесные носители заряда, которые диффундируют через базовую область 1, разделяются p-n переходом 2 и создают рабочий ток. Ток дырок,двигающихся к омическому контакту, через P⁺ слой 4 попадает на металлический омический контакт 6. Таким образом, создается замкнутая цепь для тока.



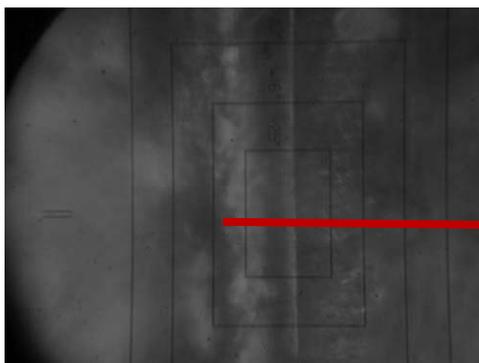
Были созданы макеты солнечных элементов, согласно описанию данной заявки, с минимальной толщиной базовой области 30 мкм. Исследова-

ние свойств солнечных элементов показало, что солнечные элементы обладают достаточной механической прочностью, определяемой толщиной решетки, и выдерживает многократные циклы от температуры жидкого азота до 100 градусов Цельсия.

ЖИДКИЕ КРИСТАЛЛЫ

Жидкие кристаллы (ЖК) – вещества, обладающие одновременно свойствами как жидкостей (текучесть), так и кристаллов (анизотропия). По структуре ЖК представляют собой жидкости, похожие на желе, состоящие из молекул вытянутой формы, определённым образом упорядоченных во всем объёме этой жидкости. Наиболее характерным свойством ЖК является их способность изменять ориентацию молекул под воздействием электрических полей, что открывает широкие возможности для применения их в промышленности. По типу ЖК обычно разделяют на две большие группы: нематики и смектики. В свою очередь нематики подразделяются на собственно нематические и холестерические жидкие кристаллы.

В 1968 г. американские учёные создали принципиально новые индикаторы для систем отображения информации. Принцип их действия основан на том, что молекулы жидких кристаллов, поворачиваясь в электрическом поле, по-разному отражают и пропускают свет. Под воздействием напряжения, которое подавали на проводники, впаянные в экран, на нём возникало изображение, состоящее из микроскопических точек.



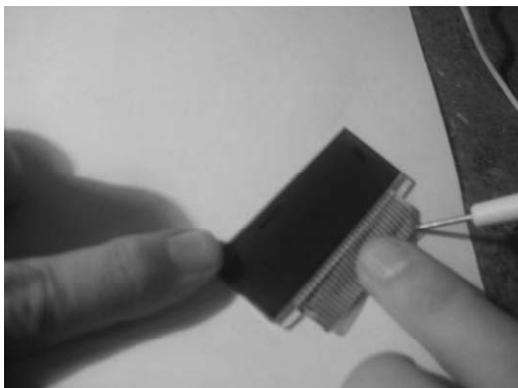
Слой жидких кристаллов в исследуемой жк-панели

ХАРАКТЕРИСТИКИ СЭ И ЖК-ПАНЕЛИ

Для ответа на вопрос «А имеет ли смысл создание такой бифункциональной панели?» мы должны были произвести некоторые измерения. В-первых, мы с помощью микроскопа измерили площади обоих элементов и получили следующие результаты:

- площадь жк-панели – 935 мм²

- полезная площадь жк-панели (рабочая площадь) – 280 мм²
- площадь солнечного элемента – 360 мм²
- полезная площадь (площадь контактов) – 310,56 мм².



Затем нам было необходимо измерить массу с помощью очень точных механических весов. По итогам измерения мы получили:

- масса жк-панели – 7,1 г.
- масса солнечного элемента – 1,07г.

Следующим этапом исследования явилось измерение напряжения, получаемое нами от солнечного элемента и напряжения, необходимого для поворота жидких кристаллов. Эти данные получены с помощью установки, включающей вольтметр и источник тока, который давал минимум 10мВ. В итоге мы получили, что напряжение, создаваемое солнечным элементом, равняется 2,76 В, а минимальное напряжение, необходимое для поворота жидких кристаллов, равняется 10мВ. Вполне возможно, что напряжение, нужное для поворота кристаллов еще меньше, но у нас не было необходимых приборов, фиксирующих таких значения.



Исходя из полученных характеристик обоих элементов, можно сделать вывод, что при соединении солнечных элементов с индикаторной панелью мы получим большой выигрыш в массе, что немаловажно в космической бортовой аппаратуре. Кроме того, нанесение жидкокристаллических

ского слоя на поверхность солнечного элемента не вносит существенных изменений в режим его работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пинский А.А., Кабардин О.Ф. «Физика 10». – Просвещение, 2005.
2. Алферов Ж.И., Андреев В.М., Румянцев В.Д. *Тенденции и перспективы развития солнечной фотоэнергетики // УФН, 2005. № 4.*
3. Тарнижевский Б.В. *Перспективы развития отечественной солнечной энергетики.* – Физика и техника полупроводников. М.: Наука, 2002.

СОДЕРЖАНИЕ

Майорова А.М. VII Всероссийский молодежный Самарский конкурс-конференция научных работ по оптике и лазерной физике	4
<i>Студенческая секция</i>	9
Михайлов В.А., Трунин А.М. Уравнение Фоккера-Планка для когерентной релаксации системы двух диполь-дипольно взаимодействующих атомов	9
Кравцова Л.В. Влияние параметров оптического волокна на распространение света в волокне, скрученном в спираль.....	17
Волкова Е.К., Кочубей В.И. Люминесценция наночастиц сульфида кадмия	23
Чернышова Е.А. Спектрометр с модуляцией длины волны на базе диодного лазера с инжекционным захватом	30
Даньшин В.В., Игнатъев В.В. Разработка оптической сенсорной интерактивной поверхности.....	36
Арчакова Е.В. Дифракционный датчик волнового фронта	42
Акимов А.А., Воробьева Е.В. Четырёхволновое взаимодействие на тепловой нелинейности в резонансной среде.....	49
Ярьско П.С., Казакевич П.В., Мордовин Г.А. Методы контроля временных и энергетических параметров излучения пикосекундных лазерных импульсов	54
Зайцев К.А., Микляев Ю.В. Фотонные квазикристаллы и их аппроксиманты, полученные проекционным методом	62
Орехов А.С., Филиппов А.А., Крыленко Ю.В. Функция распределения электронов в фокусе мощного лазерного импульса	69
Боровков А.Г., Осипов М.В., Стародуб А.Н., Фроня А.А. Диагностический комплекс для исследования рентгеновского излучения лазерной плазмы	77
Ишханян А.А., Крайнов В.П. Нелинейное надбарьерное прохождение в приближении Гросса-Питаевского: потенциал Розена-Морзе и прямоугольный барьер	84

Башкиров Е.К., Сочкова Е.Ю. Перепутывание в двухатомной вырожденной двухфотонной модели	92
Башкиров Е.К., Липатова С.П. Сжатие света в двухатомной модели с невырожденными двухфотонными переходами	99
Тучин А.О. Квантовая динамика частиц в оптических ловушках .	106
Банов О.С. Квантовый протокол QTTP с поляризованными фотонами.....	111
Барсов А.С. Когерентные состояния и динамика моды в среде с керровской нелинейностью.....	117
Бирюков А.А., Шлеенков М.А. Квантовые переходы многоуровневой системы, взаимодействующей с электромагнитным полем, в представлении функционального интегрирования	125
Кузнецова О.Ф. Модель квантовой нити в методе ассоциативных алгебр	133
Порфирьев А.П. Расчет фокусаторов для задач оптической микроманипуляции	140
Скиданов Р.В., Хонина С.Н., Морозов А.А., Котляр В.В. Расчет силы, действующей на сферический микрообъект в гипергеометрических пучках	148
Сивун Д.О., Акрестина А.С. Спектральные зависимости фотоиндуцированного поглощения света, наведенные в кристалле $Bi_{12}GeO_{20}$ инфракрасным и видимым излучением ..	156
<i>Секция аспирантов и молодых специалистов</i>	<i>161</i>
Акрестина А.С., Сивун Д.О., Гриднева Е.С. Фото- и термоиндуцированные изменения в спектре оптического поглощения кристаллов силиката висмута.....	161
Музыченко Я.Б., Томилин М.Г. Явление формирования дискретных капель в тонких слоях нематического жидкого кристалла под действием модулированного излучения	166
Кренц А.А. Исследование нелинейной динамической системы, моделирующей переход к хаосу в лазере через разрушение двумерного тора	173

Петров Н.В., Беспалов В.Г. Многодлинноволновая цифровая спекл-фотография	180
Тимченко П.Е., Тимченко Е.В., Захаров В.П. Контроль октанового числа бензинов методом дифференциального обратного рассеяния	187
Тимченко П.Е., Ивченко А.В., Захаров В.П. Исследование характеристик плазмы незавершённого разряда в воздухе атмосферного давления	194
Евстафьев А.С. Элементы теории Дмитриева. Свойства фотона...	203
Братченко И.А., Захаров В.П., Тимченко Е.В. Моделирование взаимодействия оптического излучения с многократно рассеивающими средами.....	210
Трифонов Д.И. Идентификация личности по двумерным оптическим образам отпечатков пальцев	218
Павлов П.В., Бородин А.Н., Малов А.Н., Сеницын И.А. Метод определения параметров поверхности с использованием сложно-структурированного лазерного излучения.....	225
Стафеев С.С. Моделирование и экспериментальное исследование острой фокусировки лазерного излучения	231
Игнатьев В.В., Даньшин В.В. Тепловизионная диагностика промышленных установок с использованием систем искусственного интеллекта	238
Триандафилов Я.Р. Фотонно-кристаллическая линза Микаэляна для связи двух волноводов.....	244
Сатарин А.К. Распространение пространственно-временных вortexов в решетке нелинейных волноводов	251
Качалов Д.Г. Расчет дифракционного аксикона с равномерным осевым распределением интенсивности методом стохастической оптимизации.....	256
Сычевский А.В., Бородин А.Н., Малов А.Н. Мультиспектральная компьютерная голография.....	259

Ульянов А.С. Анализ фрактальных размерностей бактериальных колоний и патологически измененных биотканей.....	264
<i>Школьная секция</i>	271
Гаврина О.А. Диагностика помутнений оптических сред глаза с помощью цифровой фотографии.....	271
Ермоленко Д.И. Лазерная спекл-интерферометрическая диагностика вибрационного состояния колеблющихся объектов	278
Кочетков И. Мыльные пленки и нанотехнологии	284
Русин Н. Миниатюрный источник энергии на основе карбида кремния	291
Савельев С. Бифункциональная панель для индикаторных приборов	298