

**XI Всероссийский молодежный Самарский
конкурс-конференция научных работ
по оптике и лазерной физике**

6-10 ноября 2013 года

Сборник конкурсных докладов

**Самарский филиал федерального государственного
бюджетного учреждения науки
Физического института им. П.Н. Лебедева
Российской академии наук**

ФГБОУ ВПО «Самарский государственный университет»

**Самарский научно-образовательный центр
по оптике и лазерной физике**

**XI Всероссийский молодежный Самарский
конкурс-конференция научных работ
по оптике и лазерной физике**

6-10 ноября 2013 года

Сборник конкурсных докладов

Самара, 2013

УДК 535+535: 621.373.826

XI Всероссийский молодежный Самарский конкурс-конференция научных работ по оптике и лазерной физике: сборник конкурсных докладов (Самара, 6–10 ноября 2013 г.). – Москва: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, 2013. – 351с.

ISBN 978-5-902622-25-3

В сборнике представлены работы участников XI Всероссийского молодежного Самарского конкурса-конференции научных работ по оптике и лазерной физике. Теоретические и экспериментальные исследования молодых ученых посвящены актуальным проблемам когерентной и квантовой оптики, современным вопросам физической оптики и спектроскопии, разработке новых методов измерения и диагностики.

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

СОДЕРЖАНИЕ

Секция аспирантов и молодых специалистов

С.В. Орлов, А.В. Наумов Мерцание флуоресценции примесных молекул в полимерной матрице при криогенных температурах: анализ с сохранением спектральной информации.....	9
С.С. Колесов, П.В. Павлов, А.Н. Малов Создание программного обеспечения для системы неразрушающего контроля деталей воздушного судна с использованием метода спекл-структур	16
М.В. Савельев Четырехволновое взаимодействие с учетом термодиффузионного и электрострикционного механизмов нелинейности в схеме с попутными волнами накачки	23
М.С. Малышев Кинетика диссоциации молекулярного йода в присутствии синглетного кислорода	30
Л.В. Яблокова, Е.Ю. Булдыгин Согласованное разностное решение уравнений нанопотоники. Двумерный случай	37
Е.К. Башкиров, М.С. Мастюгин Влияние диполь-дипольного взаимодействия на динамику перепутанных сверхпроводящих потоковых кубитов, взаимодействующих с тепловым шумом.....	45
М.В. Большаков, М.А. Комарова, Н.Д. Кундикова метод определения модового состава излучения, распространяющегося в многомодовом оптическом волокне	54
О.Г. Бабаев, А.М. Уденеев, Д.А. Прилуцкий Экспериментальное исследование волоконно-оптического датчика магнитного поля на основе железо-иттриевого граната	61
Д.Н. Артемьев, В.П. Захаров, И.А. Братченко Диагностика новообразований кожи <i>ex vivo</i> и <i>in vivo</i> методом спектроскопии комбинационного рассеяния	68
Е.А. Воронцова, А.К. Чернышов Диодно-лазерный модуляционный спектрометр для работы в режиме реального времени.....	75
М.С. Кириленко, С.Н. Хонина Описание прохождения оптического сигнала в линзовой системе на основе его разложения по сфероидальным функциям	82

А.А. Бирюков, М.А. Шлеенков Динамика многоуровневых квантовых систем под действием лазерных импульсов.....	89
А.С. Саидов, Д.М. Ягудаев, Е.И. Брехов, Ю.О.Кузнецова, Н.А.Калягина Особенности распределения и накопления фотосенсибилизатора у мышей с экспериментальной моделью воспаления при различных способах его введения.....	96
Д.А. Анчиков, А.В. Пахомов, Д.И. Завершинский Генерация квадратной решетки оптических вихрей в широкоапертурных лазерах.....	103
А.А. Иванов Метод расширенных регуляризованных систем для решения некорректных задач прикладной оптики	110
О.О. Мякинин, И.А. Братченко, В.П. Захаров Трёхэтапный метод диагностики рака кожи на основе дерматоскопии, оптической когерентной томографии и спектроскопии комбинационного рассеяния	115
А.С. Инсапов Определение констант скоростей реакции и ширин спектральных полос димольного излучения синглетного кислорода в диапазоне температур 100-200К	122
Е.С. Козлова Моделирование дифракции короткого импульса в среде с дисперсией.....	128
П.А. Черёмхин	128
Влияние характеристик фотосенсоров на качество восстановления изображений с цифровых голограмм Френеля.....	135
В.В. Краснов Формирование ключей для оптического кодирования изображений в пространственно-некогерентном свете с целью повышения качества декодирования	142
Д.А. Конкин, Р.В. Литвинов Сферическая неоднородность с внешним левоориентированным слоем, сформированная в растворе органического красителя в фокусе лазерного пучка	148
П.А. Рябочкина, С.Н. Ушаков, А.Н. Чабушкин Спектрально-люминесцентные и генерационные свойства кристаллов стабилизированного диоксида циркония, активированных ионами Tm^{3+} и Ho^{3+} и двухмикронные лазеры на их основе	156
М.В. Князев, К.Р. Каримуллин А.В. Наумов Конфокальный визуализатор для точного сведения лучей в «rimpr-probe» спектроскопии.....	162

К.М. Мамбетова, С.М. Шандаров Исследование формирования сильных электрических полей в легированных медью кристаллах ниобата лития	169
---	-----

Студенческая секция

В.А. Барбашов, М.В. Минченко, Е.П. Пожидаев Электрооптика жидкокристаллических сегнетоэлектриков, индуцированных в смеси нематических жидких кристаллов и немезогенного хирального вещества	177
--	-----

С.Д. Полетаев, С.Н. Александров, О.Ю. Моисеев Изготовление амплитудного фокусатора в кольцо по технологии лазерной термохимической записи на плёнках молибдена.....	184
---	-----

И.А. Михалкина Плотность электронов в нанонитях.....	189
---	-----

М.О. Осипова, Я.В. Грачев, В.Г. Беспалов Метод определения границ спектра терагерцового широкополосного излучения	196
--	-----

Е.А. Селезнев., Е.В. Тимченко, Н.В. Трегуб, П.Е. Тимченко, Л.А. Таскина Экспериментальные исследования влияния водорода на оптические характеристики растений	203
---	-----

С.В. Карсаков, Р.Н. Сергеев Разработка методики применения цифрового спекл-интерферометра для определения механических характеристик заготовок резинотехнических изделий	212
---	-----

В.П. Захаров, Е.В. Тимченко, П.Е. Тимченко, Л.А. Таскина Спектроскопия обратного рассеяния для оценки новообразований кожи	219
---	-----

А.А. Першин, А.П. Торбин, В.Н. Аязов Вклад процессов с участием активных форм кислорода на баланс молекулярного синглетного кислорода и озона в атмосфере.....	228
--	-----

В.А. Хохлов, А.Н. Чекменев Спекл-интерферометрия на основе одиночного спекла.....	235
--	-----

А.В. Пахомов, А.А. Кренц, Д.А. Анчиков Исследование механизмов формирования поперечных структур оптического поля в широкоапертурных лазерах	242
---	-----

Е.В. Бурнаевская, А.А. Лупцов, В.Н. Гришанов Синтез матричной модели амплитудного оптоволоконного датчика физических величин.....	249
---	-----

А.П. Торбин, А.А. Першин, В.Н. Аязов Рекомбинация озона в смеси $O/O_2/O_3$	256
--	-----

Е.В. Бурнаевская, Д.А. Корнеев, В.Н. Гришанов Измерение пространственно-энергетических характеристик широкоапертурных лазерных пучков	263
Ю.А. Христофорова, В.П. Захаров, И.А. Братченко Использование метода комбинационного рассеяния для исследования рака легкого	270
А.М. Уденеев, В.Д. Паранин Анализ погрешностей поляризационного метода минимума-максимума для измерения волновой разности хода одноосных кристаллов	278
Д.А. Козлов FDTD моделирование сферической линзы Люнеберга с непрерывным распределением показателя преломления	286
Н.Н. Булавин, Н.П. Козлов Компенсационный датчик волнового фронта на основе эффекта Тальбота.....	292
Л.А. Поршнева, П.А. Черёмхин Оптическое восстановление изображений с цифровых голограмм и улучшение его качества.....	299
Д.Ю. Молодцов Методы нормировки корреляционных сигналов при идентификации объектов дисперсионным коррелятором	306
Становова К.В. Расчёт оптической системы с коллиматором для формирования заданного распределения освещённости	313
М.А. Алхимова, О.Б. Ананин, Е.Д. Вовченко, А.П. Мелехов, А. С. Савелов Исследование излучательных характеристик лазерной плазмы и плазмы сильноточного вакуумного разряда по ослаблению рентгеновского излучения в слоях алюминиевых фильтров	321
В.Г. Волостников, С.А. Кишкин, С.П. Котова Спиральные пучки света в задачах распознавания изображений. Новые результаты	328
Ю.О.Кузнецова, А.С. Саидов, Н.А. Калягина Исследование аутофлюоресценции и флюоресценции «фотодитазина» в органах мышей при различных методах введения	335
Д.А. Немова, В.Д. Паранин Метод амплитудно-спектрального преобразования для волоконно-оптических датчиков.....	342

**СЕКЦИЯ АСПИРАНТОВ
И
МОЛОДЫХ СПЕЦИАЛИСТОВ**

МЕРЦАНИЕ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ПРИМЕСНЫХ МОЛЕКУЛ В ПОЛИМЕРНОЙ МАТРИЦЕ ПРИ КРИОГЕННЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ: АНАЛИЗ С СОХРАНЕНИЕМ СПЕКТРАЛЬНОЙ ИНФОРМАЦИИ

С.В. Орлов, А.В. Наумов

*Институт спектроскопии РАН
(142190 г. Москва, г.Троицк, ул. Физическая, 5)
e-mail: orlov@isan.troitsk.ru*

АННОТАЦИЯ

Мерцание флуоресценции проявляет себя как случайное переключение квантового излучателя между двумя состояниями: излучающее (on-) и неизлучающее (off-). Феномен мерцания флуоресценции является одним из наиболее обсуждаемых вопросов современной спектроскопии и смежных дисциплин. В настоящей работе развита и апробирована методика обработки экспериментальных данных, позволяющая исследовать мерцающую флуоресценцию квантовых объектов в твердых средах при криогенных температурах с сохранением спектральной информации.

1. ВВЕДЕНИЕ

Характерные свойства мерцания определяются фундаментальными процессами, происходящими как внутри квантового объекта, так и в его локальном окружении. Таким образом, анализ мерцания позволяет исследовать природу внутри- и межмолекулярных взаимодействий. Кроме того, понимание этого явления дает возможность контроля и управления мерцанием. Для полного объяснения явления мерцания необходимо ответить на следующие вопросы: какова природа внутри- и межмолекулярных процессов, приводящих к мерцанию флуоресценции одиночного эмиттера? Как параметры мерцания зависят от экспериментальных условий? Как можно контролировать мерцание одиночных нанообъектов? Почему происходит выжигание объекта со временем?

Эти вопросы (а также фундаментальные и прикладные перспективы) вызывают неизменный интерес множества исследовательских групп к мерцанию различных нанообъектов.

Наиболее интенсивно изучаемыми характеристиками мерцания являются распределения длин on- и off- интервалов. Во многих случаях они подчиняются степенному закону, экспоненциальной, или мультиэкспоненциальной функциям. Эти результаты позволяют идентифицировать различные процессы, вызывающие мерцание флуоресценции.

Выявлено несколько механизмов, приводящих к переходу излучателя в темное состояние: (i) фотохимические процессы, такие как фотоизомеризация или фотоионизация с последующим захватом электрона или обратимое окисление кислородом; (ii) воздействие других молекул примеси; (iii) свето- или термически наведенные конформационные изменения молекулы; (iv) вращение молекулы; (v) спектральные изменения, вызванные окружением молекулы (спектральная диффузия); (vi) переходы в триплетное состояние.

2. СПЕКТРАЛЬНАЯ ДИФФУЗИЯ КАК ПРИЧИНА МЕРЦАНИЯ

2.1. Эксперимент

Исследовалось поведение мерцания флуоресценции одиночных молекул тетра-tert-бутилтеррилена (ТБТ) в аморфном полимерном полиизобутилене (ПИБ) с молекулярной массой $M = 420000$ г/моль. Образец полимера изготавливался центрифугированием на покровном стекле сильно разбавленного в толуоле ТБТ/ПИБ. Подробное описание экспериментальной установки и процедуры измерения приведено в работе [1]. Здесь приведены лишь основные экспериментальные параметры. Спектры возбуждения флуоресценции ОМ многократно регистрировались самодельным конфокальным микроскопом, источником возбуждения которого являлся одномодовый перестраиваемый лазер на красителе (Coherent, CR599-21) с эффективной спектральной шириной линии около 2 – 3 МГц. Образец размещался в гелиевом криостате (CryoVac) в атмосфере холодного газообразного гелия. Температура контролировалась с точностью до ± 0.5 К. Мощность лазера в области конфокального пятна регулировалась от нескольких нВт до нескольких десятков нВт. Длина волны лазера перестраивалась внутри неоднородного спектра поглощения молекул ТБТ (567 – 577 нм). Частота лазера в одном скане перестраивалась от нескольких ГГц до 36 ГГц с минимальным шагом 10 МГц. Каждый скан содержал 500 – 4000 точек; время экспозиции каждой точки составляло 5 мс. Излучение флуо-

ресценции детектировалось лавинным фотодиодом (Perkin Elmer SPCM AQR-15), работающим в режиме счета фотонов (Stanford Research SR400).

Использовалась техника многократного детектирования спектров возбуждения флуоресценции ОМ [2] в выбранном участке спектра. Эта техника позволяет получить так называемые спектральные траектории спектров ОМ, которые отображают динамику БФЛ во времени. Эти данные обычно представляются в виде двумерных (2D) изображений. Представление данных в виде 2D изображения позволяет однозначно определить индивидуальные спектры различных ОМ и избежать спектральных искажений, которые могут проявляться в однократно зарегистрированном спектре из-за процессов спектральной диффузии.

2.2. Обработка данных

Одной из часто обсуждаемых причин мерцания флуоресценции ОМ в конденсированных средах называют обратимые конформационные (структурные) изменения в локальном окружении хромофора. Классическим примером такого процесса является взаимодействие хромофора с туннелирующей двухуровневой системой (ДУС) в аморфной матрице. В рамках стандартной туннелирующей модели и модели стохастических резких прыжков предполагается, что взаимодействие ОМ-ДУС приводит к прыжкам БФЛ по частоте между двумя фиксированными спектральными положениями, разделенными [3]

$$\nu = 2\pi\alpha(A/E)(\cos\theta/r^3), \quad (1)$$

где α - константа взаимодействия ОМ-ДУС; A , E , θ , r обозначают, соответственно, асимметрию ДУС, энергию расщепления ДУС, ОМ-ДУС ориентационный параметр и расстояние между ними. E определяется как

$$E = \sqrt{A^2 + J^2}, \quad (2)$$

где J – туннелирующий матричный элемент, который объединяет два локализованных состояния в двухуровневом потенциале.

Скорость прыжков между верхним и нижним состоянием ДУС определяется «золотым правилом» Ферми,

$$k_u = 1/\tau_u = cJ^2E/(e^{\beta E} - 1), \quad k_d = 1/\tau_d = cJ^2E/(1 - e^{-\beta E}), \quad (3)$$

где k_u и k_d – константы скоростей переходов ДУС в верхнее и нижнее состояния, соответственно; τ_u и τ_d - характерные времена жизни ДУС в этих состояниях; $\beta = 1/k_B T$, где k_B – постоянная Больцмана и T – темпера-

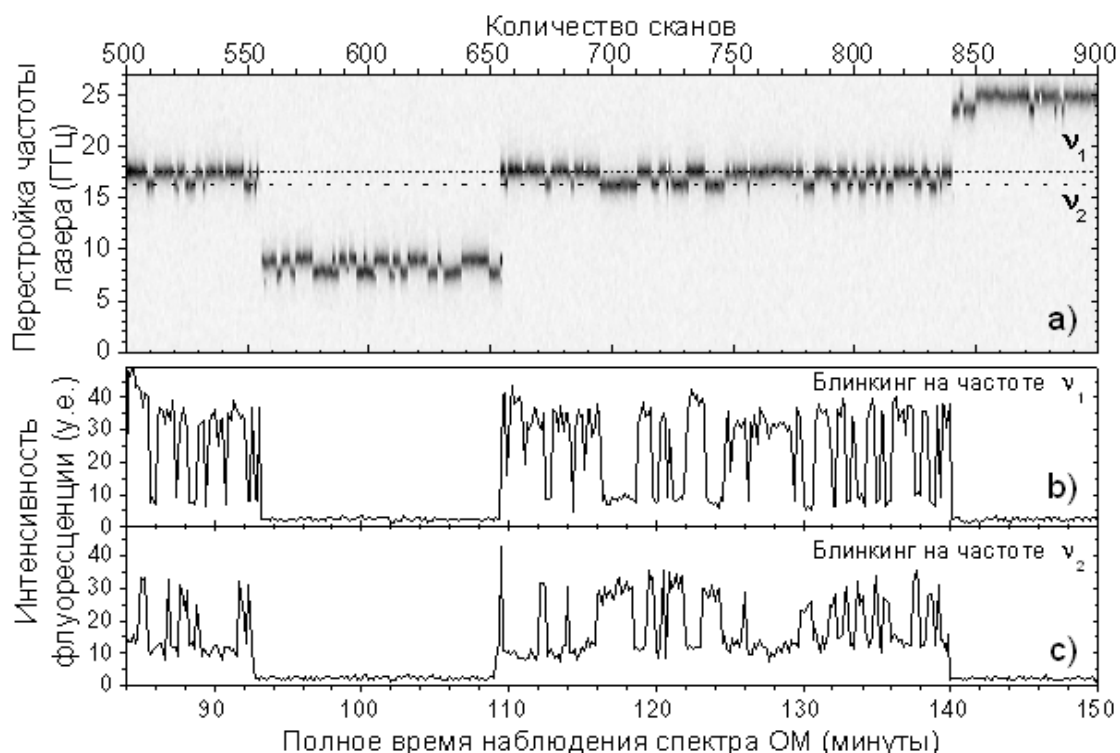


Рис. 1. (a) Спектральная траектория одиночной молекулы ТБТ в ПИБе при $T = 7$ К; 500 спектральных положений; экспозиция 20 мс на одну точку. Рис. (b) и (c) показывают временную эволюцию интенсивности БФЛ при фиксированных лазерных частотах, ν_1 и ν_2 , соответственно (ср. часть (a)).

тура; c – константа ДУС-фононного взаимодействия (для ПИБа эта константа принимается равной $4.41 \cdot 10^{77}$ Дж $^{-3}$ с $^{-1}$). [3]

На рис. 1b и c спектральные прыжки БФЛ, вызванные переходами близлежащей ДУС, отображаются как мерцание флуоресценции ОМ; точно так же, как если бы измерения проводились при фиксированной частоте лазера. Для детального изучения этого явления, спектры показаны в виде 2D изображения (см. рисунок 1a). На рис. видно, что БФЛ совершает прыжки между несколькими спектральными положениями внутри диапазона сканирования. Такое поведение полностью соответствует стандартной модели туннелирующих ДУС и модели стохастических резких прыжков. В случае рисунка 1a можно легко отнести спектральные прыжки к взаимодействию с тремя ДУС. Кроме этого, в ширину этой БФЛ вносят свой вклад многочисленные удаленные и/или слабо взаимодействующие ДУС.

Пример на рисунке 1 демонстрирует главное преимущество техники спектральных следов при изучении мерцания ОМ. В течение темных пе-

риодов при фиксированной частоте возбуждения ν_1 , молекула не находится в темном или слабо флуоресцирующем состоянии, но ее БФЛ смещается на вторую частоту поглощения ν_2 . При возбуждении с фиксированной частотой лазера (ν_1 или ν_2) невозможно зарегистрировать этот переход (рисунок 1b,c), что может привести к неверным выводам относительно причины мерцания.

Полученные данные можно проанализировать как со спектральной, так и с временной точки зрения. Например, можно легко воссоздать временную траекторию для любой выбранной частоты, как это сделано на рисунке 1b,c для частот возбуждения ν_1 и ν_2 . Он- и off- интервалы для этих частот анти коррелированы, поскольку прыжки вызваны переключениями в одной и той же ДУС. Длительности он- и off- интервалов при частоте ν_1 подчиняются экспоненциальному распределению $\exp(-t/\tau)$ (рисунок 2), что также соответствует стандартной модели ДУС.

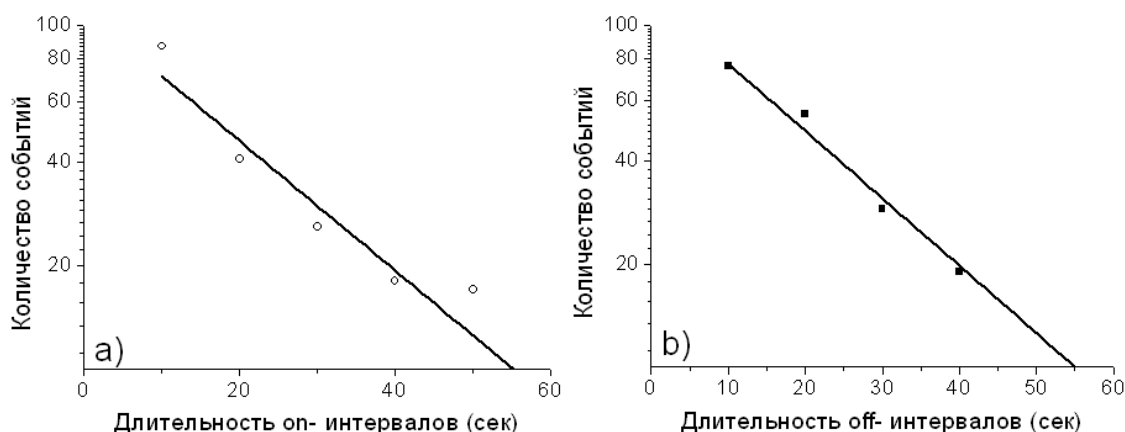


Рис. 2. Распределения длительностей он- (a) и off- (b) периодов с рис. 1b в полулогарифмических осях, фитированные экспонентой (прямые линии). См. подробности в тексте

Фитирование данных экспонентой позволяет получить характерные времена жизни он- и off- состояний, равные 24.41с и 20.93с, что соответствует константам скорости переключения в верхнее и нижнее состояние $k_u = 0.041 \text{ с}^{-1}$ и $k_d = 0.048 \text{ с}^{-1}$.

Из выражения (3) можно вычислить параметры A (асимметрию) и J (туннелирующий матричный элемент) рассматриваемой ДУС. Если принять постоянную ДУС-фононного взаимодействия равной $s = 4,41 \cdot 10^{77} \text{ Дж}^{-3} \text{ с}^{-1}$ (источник [3]), в результате получится $A/kBT = 0.044$ и $J/kBT = 3.34 \cdot 10^{-7}$ ($A = 0.214 \text{ см}^{-1}$; $J = 1.625 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-1}$). Более того, выражение (1) по-

зволяет рассчитать расстояние r между ДУС и ОМ (нормированное на неизвестный ориентационный параметр θ). Поскольку спектральное расщепление между положениями БФЛ равно $\nu_1 - \nu_2 = \nu = 1.2$ ГГц на рисунке 1а и константа взаимодействия ДУС-ОМ равна $\alpha = 25$ ГГц·нм³ для ТБТ/ПИБ (источник [1]), получается

$$r / \sqrt[3]{\cos \theta} = 5.1 \text{ nm} \quad (4)$$

В завершение отметим, что детальный анализ спектральных следов ОМ не только позволяет определить источник мерцания при фиксированной частоте возбуждения (в рассмотренных примерах это взаимодействие молекулы красителя с туннелирующей ДУС), но также рассчитать индивидуальные параметры этой ДУС [4].

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей статье продемонстрирован новый подход к исследованиям излучения флуоресценции одиночных квантовых объектов, основанный на технике многократной регистрации спектра возбуждения флуоресценции (спектральных следов) при низких температурах [4]. Такой подход имеет ряд преимуществ: (а) Он позволяет осуществить спектрально разрешенный анализ явления мерцания (б) Вариации статистических данных мерцания с (эффективной) лазерной интенсивностью (т.е. скоростью возбуждения) получаются автоматически путем перестройки частоты лазера внутри контура поглощения квантового объекта. (с) Для распределений длительности on- и off- интервалов легко достигается потрясающая статистическая точность.

Продemonстрировано, как эта техника может быть использована для изучения мерцания флуоресценции одиночных молекул органических хромофоров (тетра-tert-бутилтеррилена) в аморфной полимерной матрице (полиизобутилен). Раздельный анализ статистики мерцания в различных частях однородного контура ОМ позволяет раскрыть микроскопическую природу переходов между on- и off- состояниями. Основываясь на экспериментальных данных, рассмотрены возможные механизмы, вызывающие наблюдаемое мерцание флуоресценции. Одним из них является хорошо известный стохастический процесс спектральных прыжков, вызванный конформационными изменениями в локальном окружении ОМ (туннельные переходы в близлежащих двухуровневых системах). Для некоторых

ОМ можно однозначно определить относящийся к ДУС источник мерцания флуоресценции и рассчитать параметры соответствующих ДУС.

Подход, описанный в работе, может быть легко применен к изучению мерцания флуоресценции многих классов излучателей как при криогенных температурах, так и при обычных условиях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Y.G. Vainer, A.V. Naumov, M. Bauer, L. Kador, Dynamics of amorphous polymers at low temperatures and temporal evolution of spectra of single impurity molecules: I. Experiment. // Opt Spectrosc., 2003, v.94, p.864-872.
2. W.P. Ambrose, T. Basche, W.E. Moerner, Detection and Spectroscopy of Single Pentacene Molecules in a p-Terphenyl Crystal by Means of Fluorescence Excitation // J. Chem. Phys, 1991, v.95, p.7150-7163.
3. E. Geva, J.L. Skinner, Theory of single-molecule optical line-shape distributions in low-temperature glasses // J Phys Chem B, 1997, v.101 , p.8920-8932
4. S.V. Orlov, Ya.I. Sobolev, Yu.G. Vainer, A.V. Naumov, L. Kador, Spectrally resolved analysis of fluorescence blinking of single dye molecules in polymers at low temperatures // J. Chem. Phys, 2012, v.137 (iss.19)

СОЗДАНИЕ ПРОГРАММНОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ ДЛЯ СИСТЕМЫ НЕРАЗРУШАЮЩЕГО КОНТРОЛЯ ДЕТАЛЕЙ ВОЗДУШНОГО СУДНА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТОДА СПЕКЛ-СТРУКТУР

С.С. Колесов¹, П.В. Павлов¹, А.Н. Малов²

¹Военный учебно-научный центр ВВС «Военно-воздушная академия им. проф. Н.Е. Жуковского и Ю.А. Гагарина» (г. Воронеж)
(394064 Воронеж, ул. Старых Большевиков 54а)

²Иркутский государственный медицинский университет
(Россия, 664003, г. Иркутск, ул. Красного восстания, д. 1)
e-mail: pashok8208@mail.ru

АННОТАЦИЯ

Представлена структура и основные функциональные возможности программного обеспечения для системы неразрушающего контроля деталей воздушного судна с использованием метода спекл-структур оптического излучения.

1. ВВЕДЕНИЕ

Согласно статистики авиационных происшествий и авиационных инцидентов ежегодный ущерб от авиационных происшествий государственной авиации (ГА) России составляет более 2 млрд. рублей.

Происходящее перевооружение авиационных частей на дорогостоящую технику увеличивает ущерб от одного авиационного происшествия более чем в 10 раз.

При сохранении существующих показателей аварийности обновление парка воздушных судов (ВС) приведет к росту ущерба от авиационных происшествий до 8 – 10 млрд. рублей в год [1].

Модернизация существующих и разработка перспективных авиационных комплексов вооружения позволила расширить их диапазон применения, что непосредственно сказалось на увеличении нагрузок на все агрегаты воздушного судна в процессе эксплуатации. Одним из важных факторов, обуславливающих высокую аварийность ВС государственной авиации РФ, является несовершенство находящихся на вооружении строевых частей устройств неразрушающего контроля (НК).

Так например, в основе дефектоскопических работ по анализу поверхностей высоконагруженных деталей ВС лежит оптико-визуальный метод НК, следовательно, от его результатов будет зависеть дальнейшая безопасность полетов авиапарка ГА РФ [2]. Основным недостатком визуального метода неразрушающего контроля является влияние человеческой составляющей на результат контроля и отсутствие возможности определения глубины повреждения (дефекта) детали. Таким образом, возникли обстоятельства, требующие от предприятий промышленности, и, в частности, от учреждений, занимающихся выпуском устройств НК, разработки новых, высокоточных устройств, которые бы позволяли проводить весь комплекс операций по дефектоскопическому контролю поверхностей авиационных деталей, узлов и агрегатов при подготовке авиационной техники к полетам на высоком технологическом уровне.

Анализ требований выдвигаемых промышленностью к характеристикам устройств НК поверхностей авиационных деталей, а также состояние современной элементной базы оптоэлектроники и разнообразие прецизионных оптических (лазерных) методов НК позволили провести комплекс мероприятий по применению и оценке эффективности использования метода спекл-структур оптического излучения (МССОИ) для определения параметров шероховатости и дефектоскопического контроля поверхностей деталей ВС [3,4,5]. Учет особенностей реализации МССОИ позволил разработать опытный образец мобильного спекл-лазерного дефектоскопа [6], способного в полевых условиях выполнять комплекс операций по НК деталей ВС на высоком технологическом уровне. Однако, на сегодняшний день остается открытым вопрос по разработке программного обеспечения, позволяющего оператору, имеющему не высокий уровень подготовки, проводить в автоматизированном режиме дефектоскопический контроль с использованием мобильного спекл-лазерного дефектоскопа.

2. ФУНКЦИИ ПРОГРАММНОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ

Для решения поставленной проблемы предлагается с использованием инструментария Qt, библиотек QWT и компилятора GNU C++ разработать программный продукт, который позволил бы автоматизировать процесс дефектоскопического контроля поверхностей авиационных деталей при подготовке ВС к полетам.

Программный продукт должен выполнять задачи автоматического захвата изображения с мобильного спекл-лезерного дефектоскопа, вычисления функции автокорреляции, вычисления энергетического спектра поля спекл-картин, принятия решения о пригодности поверхности к эксплуатации на основе введенных оператором ограничений по интервалу корреляции и ширине энергетического спектра поля соответственно.

В рамках решения задачи вычисления функции автокорреляции были реализуются следующие функции:

- функция пошагового смещения спекл-картины по осям x и y с шагом $\Delta=1$ пиксель относительно первоначального положения;
- функция вычисления коэффициента корреляции Пирсона (1) между распределением интенсивностей спекл-картины в начальном положении и положении со сдвигом;

$$r_{xy} = \frac{\sum_{i=1}^m ((x)_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^m ((x)_i - \bar{x})^2 (y_i - \bar{y})^2}} = \frac{\text{cov}(x, y)}{\sqrt{s_x^2 s_y^2}}, \quad (1)$$

где: $\bar{x}, \bar{y}$ – выборочные средние x^m, y^m ;

s_x^2, s_y^2 – выборочные дисперсии;

$r_{xy} \in [-1; 1]$.

- функция построения графика зависимости коэффициента корреляции от смещения спекл-картины на плоскости (рис. 1).

В рамках решения задачи вычисления энергетического спектра поля спекл-картин реализуется функция обратного дискретного преобразования Фурье (2) и построения графика зависимости энергетического спектра поля от смещения спекл-картины на плоскости (рис. 2).

$$x_n = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^K X_k e^{\frac{-2\pi i k n}{K}}, \quad (2)$$

где: N – количество значений корреляционной функции; X – множество значений корреляционной функции.

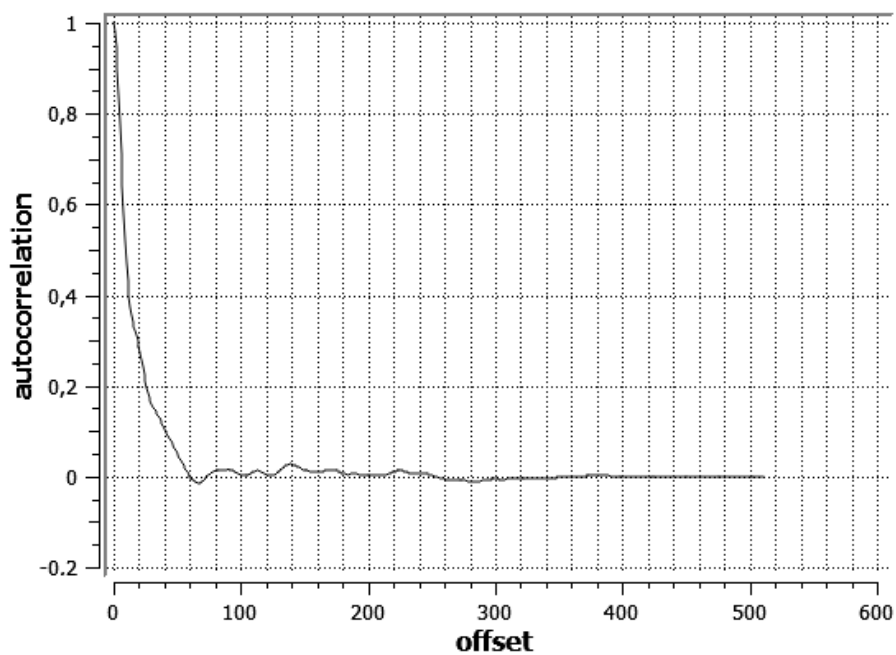


Рис. 1. График функции автокорреляции спекл-картины

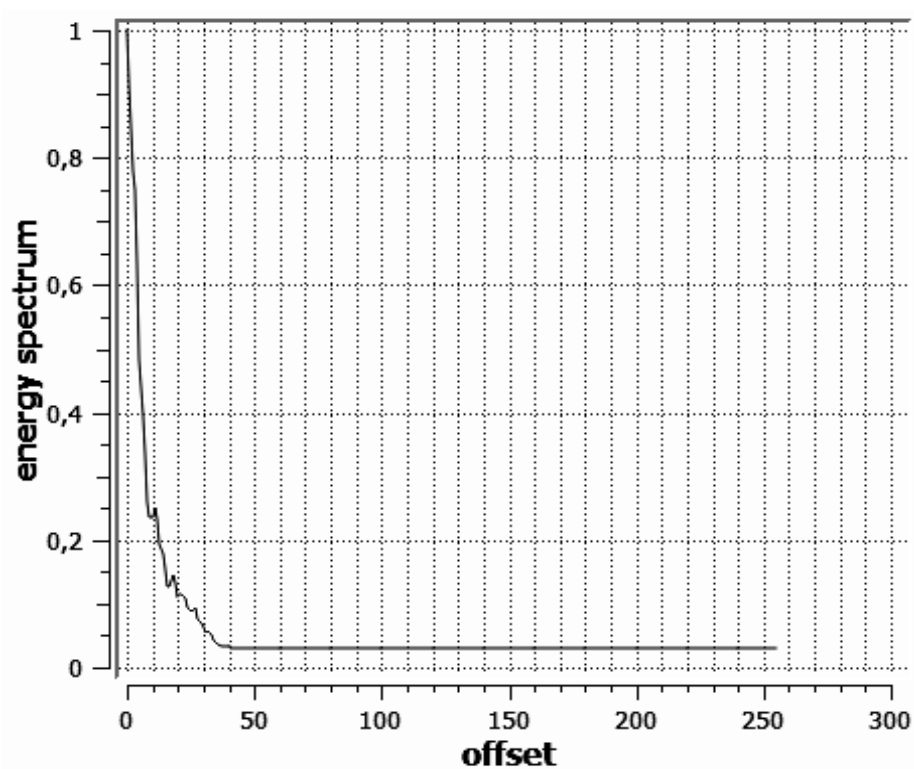


Рис. 2. График энергетического спектра поля спекл-картины

3. ИНТЕРФЕЙС ПРОГРАМНОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ

Интерфейс программного продукта разрабатывается с учетом невысокого уровня подготовки оператора и включает в себя (рис. 3):

- 1) поле выбора типа контролируемого объекта;

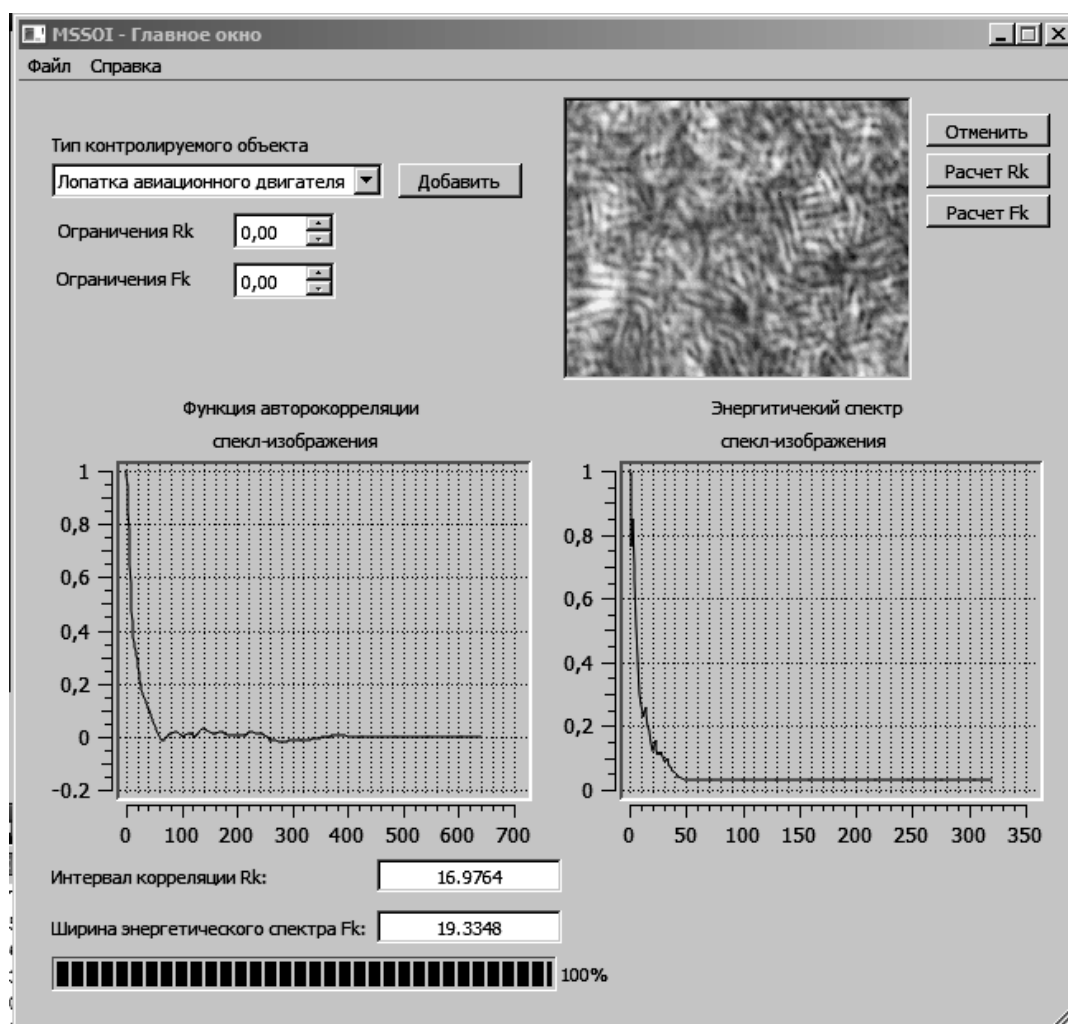


Рис. 3. Графический, пользовательский интерфейс программного обеспечения

2) кнопка «Добавить» позволяет занести новый тип объекта в таблицы базы данных;

3) поле ввода ограничений по интервалу корреляции (ограничения R_k);

4) поле ввода ограничений по ширине энергетического спектра (ограничения F_k);

5) кнопка «Контроль» вызывает функцию захвата спекл-картины с мобильного спекл-лазерного дефектоскопа;

6) кнопка «Расчет R_k » вызывает функцию вычисления функции автокорреляции спекл-картины;

7) кнопка «Расчет F_k » вызывает функцию вычисления энергетического спектра поля спекл-картины;

8) поле вывода исследуемой спекл-картины;

- 9) график функции автокорреляции спекл-картины;
- 10) график энергетического спектра поля спекл-картины;
- 11) поле вывода интервала вычисленной функции автокорреляции спекл-картины;
- 12) поле вывода ширины вычисленного энергетического спектра поля спекл-картины;
- 13) индикатор процесса вычислений.

Также интерфейс должен предусматривать возможность ввода длины волны источника когерентного излучения, физического размера пикселя ПЗС-матрицы, которые будут использоваться в процессе исследования поверхностей авиационных деталей.

Результаты вычислений сохраняются в памяти персонального компьютера, либо на любом другом носителе, предоставляющем возможность перезаписи информации. Для обеспечения унификации хранимых данных разработана база, в таблицах которой заносятся типы исследуемых авиационных деталей, значения функций автокорреляции, интервалов функции автокорреляции, ширины энергетического спектра регистрируемых спекл-картин полученных от контролируемых участков поверхностей.

В таблицы базы данных также вносятся результаты расчетов эталонных поверхностей. Сравнение данных между эталонной поверхностью и исследуемой позволяет определить пригодность изделия к дальнейшей эксплуатации. Также результаты расчетов параметров спекл-картин при дефектоскопическом контроле поверхностей авиационных деталей можно применять в научной деятельности по исследованию технических путей построения оптических средств НК на основе использования метода спекл-структур.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, создание автоматизированной системы НК, включающей мобильный спекл-лазерный дефектоскоп и программный комплекс позволит автоматизировать процесс НК, повысить достоверность результатов за счет исключения влияния субъективной человеческой составляющей на результат контроля, сократить время дефектоскопического контроля, а как следствие и время на подготовку ВС к полетам.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пшизов А.К. Состояние аварийности государственной авиации Российской федерации // Сборник трудов общества независимых исследований авиационных происшествий. Выпуск №23. М., 2011. С. 44 – 59.
2. Белокопытов В.А., Разиньков В.В., Трофимов Г.М. О необходимости дифференцированного подхода к эксплуатации рычагов поворота лопастей втулок несущих винтов вертолетов семейства Ми-8 и типа Ми-24 // Научный вестник МГТУ ГА. 2011. Выпуск №163 (1). С. 176 – 182.
3. Петров Н.В., Павлов П.В., Малов А.Н. Численное моделирование распространения и отражения оптического вихря методами скалярной теории дифракции // Квантовая электроника. 2013. Т. 43, № 6. С. 582 – 587.
4. Павлов П.В., Малов А.Н. Определение параметров шероховатости оптически-непрозрачных деталей методом спекл-структур с применением спиральных пучков // Компьютерная оптика. 2012. Т. 36, №365. С. 365 – 370.
5. Павлов П.В., Малов А.Н., Петров Н.В. Оценка технического состояния поверхностей деталей воздушного судна с использованием метода спекл-структур оптического излучения и спиральных лазерных пучков // Известия Самарского научного центра Российской академии наук. 2012. Т. 14, № 4(2). С. 663 – 668.
6. Устройство бесконтактного определения шероховатости: пат. №112991 Рос. Федерация. №2010126070/27; заявл. 25.06.10; опубл. 27.01.12, Бюл. №3. 6 с.

ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С УЧЕТОМ ТЕРМОДИФФУЗИОННОГО И ЭЛЕКТРОСТРИКЦИОННОГО МЕХАНИЗМОВ НЕЛИНЕЙНОСТИ В СХЕМЕ С ПОПУТНЫМИ ВОЛНАМИ НАКАЧКИ

М.В. Савельев

*Самарский государственный университет,
кафедра оптики и спектроскопии
(443011, г. Самара, ул. Академика Павлова, 1)
e-mail: belchonokenot@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

Для вырожденного четырехволнового преобразователя излучения с учетом термодиффузионного и электрострикционного механизмов нелинейности для схемы с попутными волнами накачки в приближении малых коэффициентов отражения получены аналитические выражения, позволяющие связать пространственные спектры сигнальной и объектной волн. Проведен анализ пространственного спектра объектной волны.

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к изучению четырехволнового взаимодействия (ЧВВ) обусловлен, в первую очередь, возможностью получения с помощью него волны с обращенным волновым фронтом (ОВФ). В последние годы исследователи проявляют интерес по изучению ЧВВ в многокомпонентных средах, где проявляются такие механизмы оптической нелинейности, как термодиффузионный и электрострикционный [1].

При практическом использовании четырехволнового преобразователя излучения в системах коррекции фазовых искажений возникает вопрос о качестве ОВФ, т.е. соответствии между структурами падающей и отраженной волн [2].

Ранее проводился анализ пространственных характеристик четырехволнового преобразователя излучения с учетом термодиффузионного и электрострикционного механизмов нелинейности в схеме со встречными волнами накачки [3]. Еще одной распространенной схемой ЧВВ является схема с попутными волнами накачки. Поэтому целью работы явилось по-

лучение и анализ выражения для пространственного спектра волны с ОВФ, образующейся в результате ЧВВ в схеме с попутными волнами накачки.

2. ПОПУТНАЯ СХЕМА ЧВВ В СРЕДЕ С ТЕРМОДИФФУЗИОННОЙ И ЭЛЕКТРОСТРИКЦИОННОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЯМИ

Рассмотрим плоский слой нелинейной среды толщиной ℓ , в котором распространяются две волны накачки с комплексными амплитудами A_1 и A_2 , а также сигнальная волна с амплитудой A_3 . В результате вырожденно-го четырехволнового взаимодействия $\omega + \omega - \omega = \omega$ генерируется объектная волна с комплексной амплитудой A_4 (рисунок 1).

Исходное скалярное волновое уравнение, описывающее четырехволновое взаимодействие в нелинейной среде, есть

$$\left(\nabla^2 + k^2 + \frac{2k^2}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T - 2ik \left[\alpha + \frac{d\alpha}{dC} \delta C \right] \right) (A + A^*) = 0, \quad (1)$$

где δT и δC - изменения температуры и концентрации, α - коэффициент поглощения, $A = \sum_{j=1}^4 A_j$, k - волновое число, n_0 - среднее значение показателя преломления.

Уравнение (1) дополняется системой материальных уравнений для концентрации и температуры [1, 4], записанных для установившегося режима:

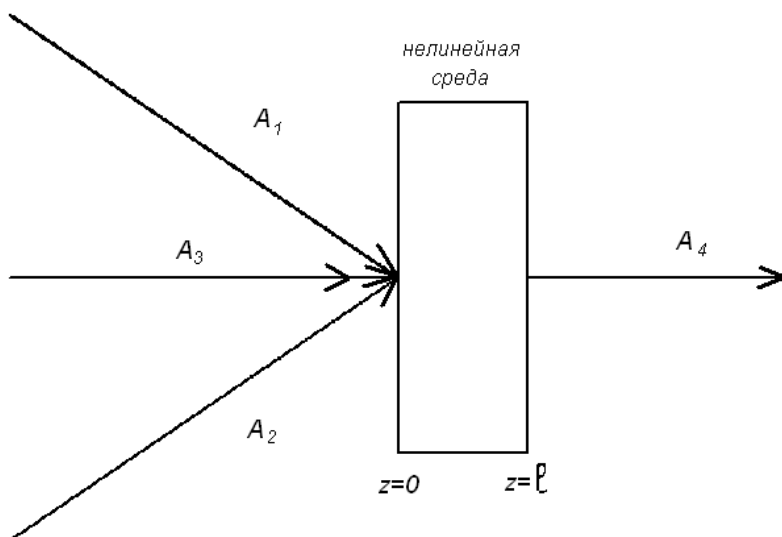


Рис. 1. Схема ЧВВ с попутными волнами накачки

$$\begin{aligned} D_{11}\nabla^2\delta T + D_{12}\nabla^2\delta C &= -2\alpha I, \\ D_{21}\nabla^2\delta T + D_{22}\nabla^2\delta C + \gamma\nabla^2 I &= 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $I = AA^*$, D_{11} - коэффициент теплопроводности, D_{22} - коэффициент диффузии, D_{12} - коэффициент термодиффузии, D_{21} - коэффициент, описывающий эффект Дюфура, γ - коэффициент электрострикции.

Будем рассматривать ЧВВ в приближении заданного поля по волнам накачки и малого коэффициент отражения. В схеме с попутными волнами накачки учитываются решетки, возникающие при интерференции волн накачки и сигнальной волны.

Интенсивность излучения, распространяющегося в нелинейной среде, можно записать следующим образом

$$I = I_0 + A_1 A_3^* + A_1^* A_3 + A_2 A_3^* + A_2^* A_3.$$

Здесь $I_0 = A_1 A_1^* + A_2 A_2^*$.

Тогда изменения температуры и концентрации можно представить в виде суммы быстро (δT_{31} , δT_{32} , δC_{31} , δC_{32}) и медленно (δT_0 , δC_0) меняющихся в зависимости от координат составляющих.

Волны накачки считаем плоскими, а сигнальную и объектную волны разложим по плоским. Быстро меняющиеся составляющие температуры и концентрации разложим по гармоническим решеткам.

С учетом приближения медленно меняющихся амплитуд при квази-коллинеарной геометрии взаимодействия уравнение (1) распадается на систему уравнений вида

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{A}_j}{dz} + \left[i \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_0 + \frac{d\alpha}{dC} \delta C_0 + \alpha \right] \tilde{A}_j &= 0, \quad j = 1 \div 3, \\ \frac{d\tilde{A}_4}{dz} + \left[i \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_0 + \frac{d\alpha}{dC} \delta C_0 + \alpha \right] \tilde{A}_4 &+ \\ + \left[i \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta \tilde{T}_{31} + \frac{d\alpha}{dC} \delta \tilde{C}_{31} \right] \tilde{A}_2 \exp[-i(k_{2z} - k_{4z})z] &+ \\ + \left[i \frac{k}{n_{20}} \frac{dn}{dT} \delta \tilde{T}_{32} + \frac{d\alpha}{dC} \delta \tilde{C}_{32} \right] \tilde{A}_1 \exp[-i(k_{1z} - k_{4z})z] &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь k_{jz} - проекции волновых векторов $\vec{k}_j$ на ось z , $\delta \tilde{T}_{31,2}$ и $\delta \tilde{C}_{31,2}$ - пространственные спектры решеток температуры и концентрации с простран-

ственными частотами $\kappa_{T1,2}$ и $\kappa_{C1,2}$, $\tilde{A}_{1,2}$ - амплитуды волн накачки, $\tilde{A}_{3,4}$ - пространственные спектры сигнальной и объектной волн.

Для нахождения пространственных спектров тепловых решеток и решеток концентрации рассмотрим систему уравнений (2). Из нее можно получить 4 уравнения для спектров решеток:

$$\left(\frac{d^2}{dz^2} - \kappa_{T1,2}^2 \right) \delta \tilde{T}_{31,2} + \alpha_{T1,2} \frac{\tilde{A}_{1,20} \tilde{A}_{30}^*(\kappa_3)}{D_1} \exp(-\beta z) = 0, \quad (4)$$

$$\left(\frac{d^2}{dz^2} - \kappa_{C1,2}^2 \right) \delta \tilde{C}_{31,2} + \alpha_{C1,2} \frac{\tilde{A}_{1,20} \tilde{A}_{30}^*(\kappa_3)}{D_2} \exp(-\beta z) = 0, \quad (5)$$

где $\alpha_{T1,2} = 2\alpha - \gamma \frac{D_{12}}{D_{22}} (\beta^2 - \kappa_{T1,2}^2)$, $\alpha_{C1,2} = 2\alpha - \gamma \frac{D_{11}}{D_{21}} (\beta^2 - \kappa_{C1,2}^2)$, $k_{1z} = k_{2z}$,

$\beta = 2\alpha + i(k_{1z} - k_{3z})$, $D_{1,2} = D_{11,2} - D_{21,2} D_{12,1} D_{22,1}^{-1}$, κ_3 - модуль поперечной составляющей волнового вектора $\vec{k}_3$. Уравнения (4)–(5) записаны при условии $\alpha \gg \frac{d\alpha}{dC} \delta C_0$.

С учетом неизменности температуры на гранях нелинейного слоя ($\delta T(z=0) = \delta T(z=\ell) = 0$) и отсутствия потока концентрации частиц через грани нелинейного слоя ($\delta C'_z(z=0) = \delta C'_z(z=\ell) = 0$) [3, 4] решения уравнений (4)–(5) есть

$$\delta \tilde{T}_{31,2}(\kappa_{T1,2}, z) = \frac{\alpha_{T1,2} \tilde{A}_{1,20} \tilde{A}_{30}^*(\kappa_3)}{D_1 (\beta^2 - \kappa_{T1,2}^2)} \times \left\{ \frac{1}{sh \kappa_{T1,2} \ell} \left[\exp(-\beta \ell) sh \kappa_{T1,2} z - sh(\kappa_{T1,2} (z - \ell)) \right] - \exp(-\beta z) \right\}, \quad (6)$$

$$\delta \tilde{C}_{31,2}(\kappa_{C1,2}, z) = -\frac{\alpha_{C1,2} \tilde{A}_{1,20} \tilde{A}_{30}^*(\kappa_3)}{D_2 (\beta^2 - \kappa_{C1,2}^2)} \times \left\{ \frac{\beta}{\kappa_{C1,2} sh \kappa_{C1,2} \ell} \left[\exp(-\beta \ell) ch \kappa_{C1,2} z - ch(\kappa_{C1,2} (z - \ell)) \right] + \exp(-\beta z) \right\}, \quad (7)$$

Зная выражения для пространственных спектров тепловых и концентрационных решеток (6), (7), используя уравнение (3), можно получить выражение для пространственного спектра объектной волны.

После замены $\tilde{A}_4(z) = \tilde{A}'_4(z) \exp \left\{ - \int_0^z \left[i \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_0(z_1) + \alpha + \frac{d\alpha}{dC} \delta C_0 \right] dz_1 \right\}$

с учетом граничного условия $\tilde{A}'_4(\vec{\kappa}_4, z=0) = 0$ пространственный спектр объектной волны на задней грани нелинейного слоя есть

$$\begin{aligned} \tilde{A}'_4(\vec{\kappa}_4, z=\ell) = & -\tilde{A}_{20} \int_0^\ell \left[i \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta \tilde{T}_{31} + \frac{d\alpha}{dC} \delta \tilde{C}_{31} \right] \exp[-i(k_{2z} - k_{4z})z] dz - \\ & -\tilde{A}_{10} \int_0^\ell \left[i \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta \tilde{T}_{32} + \frac{d\alpha}{dC} \delta \tilde{C}_{32} \right] \exp[-i(k_{1z} - k_{4z})z] dz. \quad (8) \end{aligned}$$

Выражения (6)–(8) устанавливают однозначную связь между пространственными спектрами сигнальной и объектной волн на задней грани нелинейного слоя.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Пространственный спектр объектной волны после подстановки (6)–(7) в (8) можно представить в виде суммы спектров четырех волн:

$$\tilde{A}'_4(\vec{\kappa}_4, z=\ell) = A_{t\alpha} + A_{tg} + A_{c\alpha} + A_{cg}, \quad (9)$$

где $A_{t\alpha} = 2\alpha \sum_{m=1}^2 A_{tm}$, $A_{tg} = \gamma \sum_{m=1}^2 (\beta^2 - \kappa_{Tm}^2) A_{tm}$, $A_{c\alpha} = 2\alpha \sum_{m=1}^2 A_{cm}$,

$$A_{cg} = \gamma \sum_{m=1}^2 (\beta^2 - \kappa_{Cm}^2) A_{cm},$$

$$\begin{aligned} A_{tm} = & -i \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \frac{\tilde{A}_{10} \tilde{A}_{20} \tilde{A}_{30}^*(\kappa)}{D_1} \frac{1}{(\beta^2 - \kappa_{Tm}^2) [\kappa_{Tm}^2 + (k_{2z} - k_{4z})^2] sk \kappa_{Tm} \ell} \times \\ & \times \left\{ \exp(-[\beta + i(k_{2z} - k_{4z})]\ell) [\kappa_{Tm} ch \kappa_{Tm} \ell + i(k_{2z} - k_{4z}) sh \kappa_{Tm} \ell] - \kappa_{Tm} \exp(-\beta \ell) - \right. \\ & - \kappa_{Tm} \exp(-i(k_{2z} - k_{4z})\ell) - i(k_{2z} - k_{4z}) sh \kappa_{Tm} \ell + \kappa_{Tm} ch \kappa_{Tm} \ell + \\ & \left. + [\beta + i(k_{2z} - k_{4z})]^{-1} [\kappa_{Tm}^2 + (k_{2z} - k_{4z})^2] sh \kappa_{Tm} \ell [\exp(-[\beta + i(k_{2z} - k_{4z})]\ell) - 1] \right\}, \end{aligned}$$

$$A_{cm} = \frac{d\alpha}{dC} \frac{\beta \tilde{A}_{10} \tilde{A}_{20} \tilde{A}_{30}^*(\kappa)}{D_2} \frac{\alpha_{Cm}}{(\beta^2 - \kappa_{Cm}^2) [\kappa_{Cm}^2 + (k_{2z} - k_{4z})^2] \kappa_{Cm} sh \kappa_{Cm} \ell} \times$$

$$\times \left\{ \exp(-[\beta + i(k_{2z} - k_{4z})] \ell) [\kappa_{Cm} sh \kappa_{Cm} \ell + i(k_{2z} - k_{4z}) ch \kappa_{Cm} \ell] - \right.$$

$$- i(k_{2z} - k_{4z}) \exp(-\beta \ell) - i(k_{2z} - k_{4z}) \exp(-i(k_{2z} - k_{4z}) \ell) + i(k_{2z} - k_{4z}) ch \kappa_{Cm} \ell -$$

$$- \kappa_{Cm} sh \kappa_{Cm} \ell + \beta^{-1} [\beta + i(k_{2z} - k_{4z})]^{-1} [\kappa_{Cm}^2 + (k_{2z} - k_{4z})^2] \times$$

$$\left. \times \kappa_{Cm} sh \kappa_{Cm} \ell [1 - \exp(-[\beta + i(k_{2z} - k_{4z})] \ell)] \right\}.$$

Здесь $\kappa_{T1} = \kappa_{C1} = |\vec{\kappa}_1 + \vec{\kappa}_4|$, $\kappa_{T2} = \kappa_{C2} = |-\vec{\kappa}_1 + \vec{\kappa}_4|$.

Вид пространственного спектра волны A_{ia} совпадает со спектром объектной волны, возникающей в результате ЧВВ в схеме с попутными волнами накачки на тепловой нелинейности [5]. Схожим образом себя ведет спектр A_{ca} , стремясь при $\kappa_4 \rightarrow \pm \kappa_1$ в бесконечность аналогично схеме со встречными волнами накачки [3].

На рисунке 2 (а, б) представлены нормированные пространственные спектры модулей волн A_{ig} и A_{cg} , возникающих из-за наличия электрострикционной нелинейности и находящихся в противофазе с волнами, обусловленными термодиффузионной нелинейностью A_{ia} и A_{ca} . В отличие от схемы со встречными волнами накачки [3] на больших пространственных частотах в обоих случаях наблюдается уменьшение величин моду-

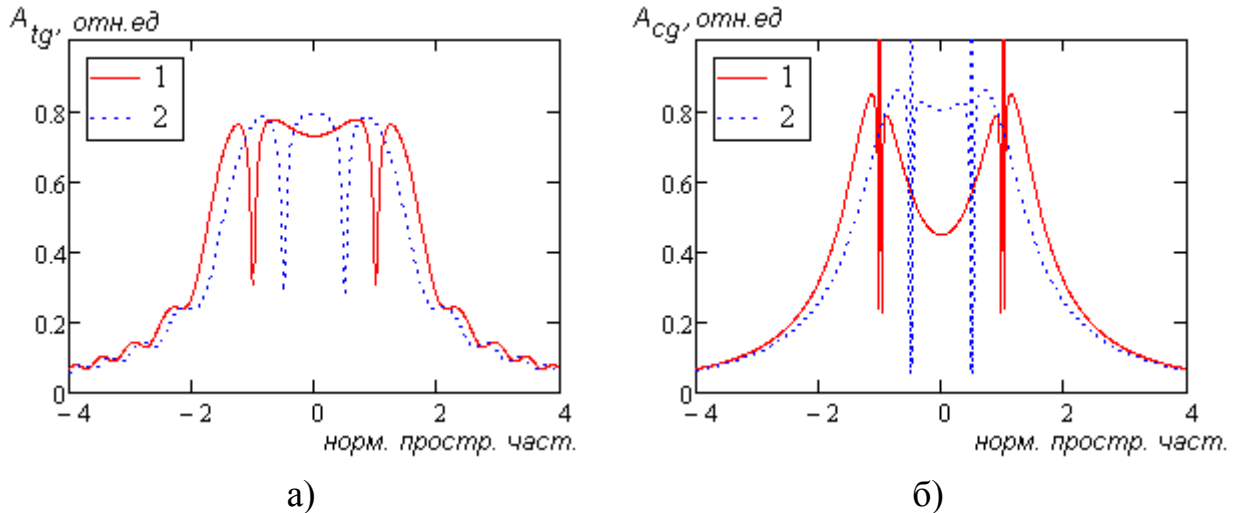


Рис. 2. Нормированные пространственные спектры волн A_{ig} (а) и A_{cg} (б) для углов между направлениями волн накачки и объектной волны $0,9^\circ$ (кривые 1) и $1,8^\circ$ (кривые 2)

лей амплитуд этих волн. На нулевой частоте наблюдается минимум, величина которого увеличивается с ростом угла между волнами накачки. От величины пространственной частоты волны накачки также зависит положение характерных минимумов. В случае волны A_{tg} оно определяется значением κ_1 . В пространственном спектре волны A_{cg} минимумы расположены около частоты равной κ_1 . Их положение зависит от длины волны, коэффициента поглощения и толщины среды. При этом на рисунке 2 (б) наблюдается по два минимума вблизи пространственных частот $\pm\kappa_1$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены аналитические выражения, позволившие проанализировать поведение пространственного спектра амплитуды объектной волны для случая ЧВВ с учетом термодиффузионного и электрострикционного механизмов нелинейности в схеме с попутными волнами накачки. Отмечено отличие спектров волн, обусловленных наличием электрострикционной нелинейности, от случая ЧВВ со встречными волнами накачки. Показано, что положение минимумов этих спектров определяется пространственными частотами накачки и другими параметрами среды для волны A_{cg} .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А.И. Ливашвили, Г.В. Костина, М.И. Якунина, Динамика температуры прозрачной наножидкости, находящейся под воздействием периодического светового поля. // Оптический журнал, 2013, т.80, № 2, с. 71-74.
2. В.В. Ивахник, Обращение волнового фронта при четырехволновом взаимодействии. // Самара: Самарский университет, 2010, 246 с.
3. В.В. Ивахник, М.В. Савельев, Пространственная селективность четырехволнового преобразователя излучения с учетом термодиффузионного и электрострикционного механизмов нелинейности. // Физика волновых процессов и радиотехнические системы, 2013, т.16, № 1, с. 6-11.
4. С. де Гроот, П. Мазур, Неравновесная термодинамика. // М.: Мир, 1964, 456 с.
5. А.А. Акимов, Е.В. Воробьева, В.В. Ивахник, Временные характеристики четырехволнового преобразователя излучения на тепловой нелинейности в схеме с попутными волнами накачки. // Компьютерная оптика, 2013, т.37, № 1, с. 25-30.

КИНЕТИКА ДИССОЦИИАЦИИ МОЛЕКУЛЯРНОГО ЙОДА В ПРИСУТСТВИИ СИНГЛЕТНОГО КИСЛОРОДА

М.С. Малышев

Самарский государственный аэрокосмический университет

им. С.П. Королева

(443086, г. Самара, Московское шоссе, д.34)

e-mail: ningen256@gmail.com

АННОТАЦИЯ

В ходе работы были рассмотрены несколько моделей экспериментальной установки, было показано, что вклад таких эффектов как вязкое трение и тепловыделение для рассматриваемых условий пренебрежимо мал. Были получены значения констант скоростей $1,2 \pm 0,3 \cdot 10^{-10}$ см³/с и $2,5 \cdot 10^{-13}$ см³/с для реакций диссоциации молекулярного йода и образования возбужденных молекул O₂(¹Σ) соответственно. Было показано, что при концентрациях молекулярного йода и кислорода, отвечающих условиям проведения эксперимента, вклад процессов диссоциации отличных от процесса O₂(¹Σ)+I₂→O₂(³Σ)+2I, пренебрежимо мал.

1. ВВЕДЕНИЕ

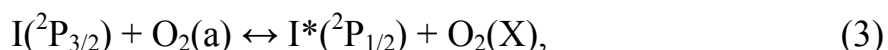
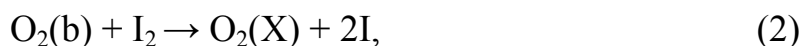
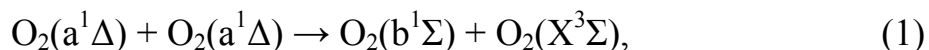
Процесс диссоциации йода в присутствии молекул синглетного кислорода играет важную роль в кинетике активной среды кислородно-йодного лазера. Инверсная населенность в активной среде кислородно-йодного лазера образуется на переходе тонкой структуру атома йода в результате передачи энергии от молекул синглетного кислорода к атомам йода. Для создания атомов йода используют различные методы: электрический разряд в среде CH₃I-O₂(¹Δ), фотолиз молекул CF₃I, химическая реакция F+HI→HF+I. Однако, оказалось что атомы йода образуются при смешении паров молекулярного йода с молекулами синглетного кислорода. Наличие естественного механизма диссоциации молекулярного йода под действием синглетного кислорода избавляет от непосредственной диссоциации молекулярного йода перед введением его в активную среду химического кислородно-йодного лазера. Тем не менее, данный процесс довольно слабо изучен. Известно, что механизм диссоциации состоит из по-

следовательности реакций, сопровождающихся передачей электронной энергии от молекул синглетного кислорода к молекулам и атомам йода. Ключевой проблемой при этом являются значения констант реакций, т.к. от них зависит то, по какому из нескольких возможных путей пойдет процесс диссоциации.

В ходе данной работы в результате моделирования нескольких экспериментов будет определено значение константы реакции диссоциации йода под действием молекул $O_2(b)$ в реакции $O_2(b) + I_2 \rightarrow O_2(X) + 2I$.

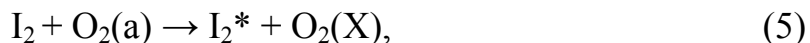
2. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

Впервые явление диссоциации молекулярного йода было обнаружено в работе [1]. Впоследствии был предложен следующий цепной механизм диссоциации йода:



В работе [2] приводится стандартный пакет реакций для системы кислород-йод, значения констант скоростей реакций (2)-(4) в котором принимаются равными $k_2=4 \cdot 10^{-12}$ см³/с, $k_3=7,6 \cdot 10^{-11}$ см³/с, $k_4=10^{-13}$ см³/с соответственно.

Дальнейшие исследования в области данных процессов показали что, вышеупомянутого процесса диссоциации недостаточно для того, чтобы объяснить скорость диссоциации молекулярного йода, наблюдаемую на эксперименте. Были предложены дополнительные механизмы диссоциации [3,4]:



На роль молекулы-посредника I_2^* претендуют два кандидата, это $I_2(v>20)$ или $I_2(^3\Pi_{2u})$.

В работе [5] было произведено уточнение константы скорости реакции (2). Было получено значение $k_2=10^{-10}$ см³/с, что на два порядка больше значения, принятого ранее. Эксперименты в работе [5] проводились при

низких концентрациях I_2 ($n_{I_2}/n_{O_2} \sim 10^{-6}$), с целью исключения из эксперимента цепной стадии (4). Целью данной работы будет проверка того, насколько удовлетворительно последовательность реакции (1)-(4) описывает процесс диссоциации при концентрациях йода, отвечающих соотношению $n_{I_2}/n_{O_2} \sim 10^{-4}$. При данных концентрациях йода большую роль начинает играть цепная стадия (4). В данном случае будет предположено, что реакции (1)-(4) описывают процесс с достаточной точностью. При этом предположении будет произведено определение константы k_2 . Если данное значение будет совпадать со значением из работы [5], будет основание считать, что механизм (1)-(4) действительно описывает диссоциацию йода с достаточной точностью.

3. ЭКСПЕРИМЕНТ

Схема экспериментальной установки показана на рисунке 1 ниже. В ловушку паров воды (ЛПВ) из генератора синглетного кислорода (ГСК) поступает смесь, содержащая молекулы $O_2(a)$, $O_2(b)$ и H_2O . Ловушка паров воды представляет собой систему из нескольких трубок, охлаждаемую этиловым спиртом при температуре около точки его плавления. Пары воды конденсируются на внутренних стенках трубок. На входе в ловушку доля паров воды относительно суммарной концентрации составляет величину порядка 0,1, на выходе из ловушки эта доля снижается до 10^{-3} – 10^{-2} .

На выходе из ловушки паров воды в поток подмешивается смесь CO_2 и буферного газа, в данном случае это аргон. Расходы CO_2 и Ar контролируются при помощи электронных измерителей расхода и в различных экспериментах данной серии изменяются в пределах 0,1–0,3 ммоль/с.

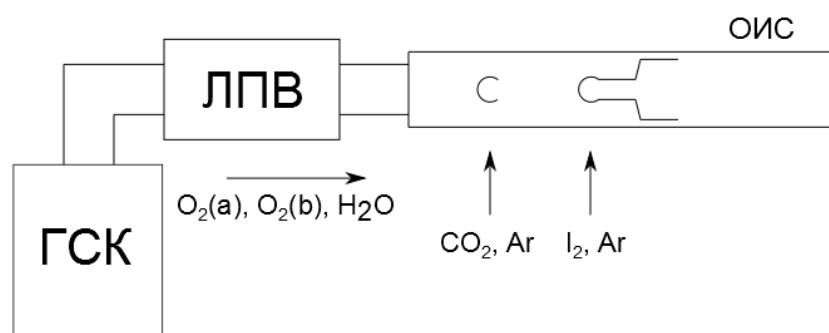
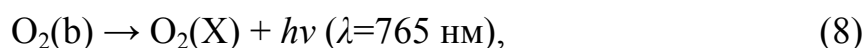
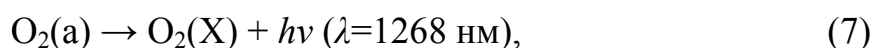


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

При помощи системы из шести прямоугольных сопел в поток подмешивается смесь молекулярного йода и вторичного буферного газа. В данном случае вторичный буферный газ это также аргон. После подмешивания йода, смесь поступает в оптическую измерительную секцию (ОИС), которая представляет собой трубку с прямоугольным сечением, шириной 24 мм и высотой 10 мм. В одной из узких сторон трубки установлено окно, изготовленное из кварцевого стекла. Давление на выходе из трубки в рассматриваемой серии экспериментов находится в пределах 400-500 Па.

Излучение газа, текущего в ОИС, собирается через приемный конец двухканального оптического кабеля. Приемный конец кабеля размещается на подвижной платформе и его срез располагается непосредственно около поверхности кварцевой стенки. В процессе движения каретки вдоль канала снимаются спектры следующих молекулярных переходов:



и линия атома йода:



При помощи данных спектров производится вычисление концентраций $\text{O}_2(a)$, $\text{O}_2(b)$ и I^* .

4. ВЫБОР РАСЧЕТНОЙ МОДЕЛИ

Было разработано четыре расчетные модели:

- простейшая одномерная модель, представляющая собой систему дифференциальных уравнений,
- двумерная модель, учитывающая смешение двух потоков,
- двумерная модель с учетом вязкого трения на стенках канала,
- двумерная модель с учетом вязкого трения на стенках канала и тепловыделения реакций.

На рисунке 2 ниже показано сравнение результатов расчетов по различным моделям при концентрации йода, отвечающей соотношению $m_{\text{I}_2} = 0,0015m_{\text{O}_2}$, где m_{I_2} и m_{O_2} есть молярные расходы I_2 и O_2 соответственно.

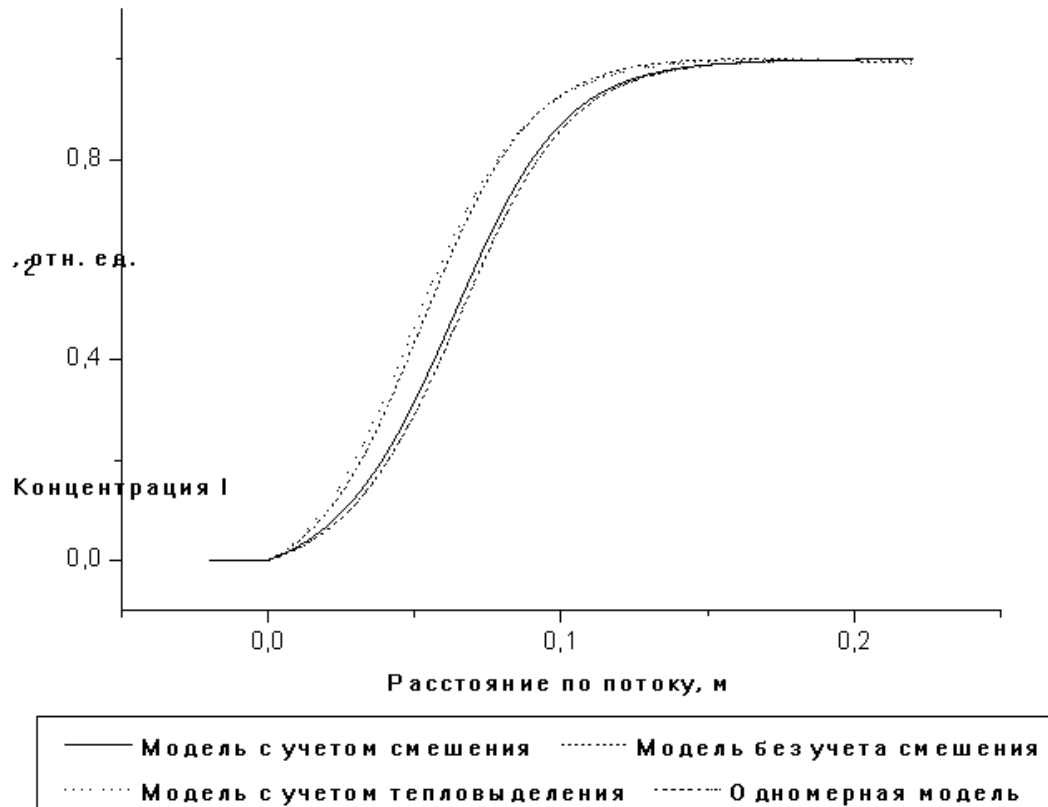


Рис. 2 Результаты расчетов по различным моделям

В итоге можно сделать вывод, что при начальном расходе йода, соответствующем условию $m_{I_2} / m_{O_2} \sim 10^{-3}$ вклад таких эффектов, как вязкое трение и тепловыделение пренебрежимо мал. Как следствие, для дальнейших расчетов возможно использование простейшей одномерной модели.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ

Предположив, что молекулярный йод диссоциирует полностью, можно получить следующее выражение для изменения концентрации атомарного йода по потоку:

$$n_I = n_{\max} \left(1 - \exp \left(- \frac{k_2}{u} I_{O_2(b)} \right) \right), \quad I_{O_2(b)} = \int_0^z n_{O_2(b)} dz' . \quad (10)$$

Вычисление константы k_2 в данном случае может быть произведено путем аппроксимации экспериментальной зависимости $n_I(z)$ выражением (10). В таблице 1 ниже показаны условия проведения отдельных экспериментов и полученные значения константы диссоциации.

Таблица 1. Условия экспериментов и значения константы скорости реакции (2).

№ эксп.	m_{CO_2} , ммоль/с	m_{O_2} , ммоль/с	Y	$\frac{m_{I_2}}{m_{O_2}}$	p_0 , Па	k_2 , см ³ /с
1	0,3	0,7132	0,45	$2,37 \cdot 10^{-4}$	461,6	$1,127 \pm 0,027 \cdot 10^{-10}$
2	0,3	0,779	0,4	$1,35 \cdot 10^{-4}$	485	$1,47 \pm 0,05 \cdot 10^{-10}$
3	0,1	0,75	0,37	$1,44 \cdot 10^{-4}$	397,9	$0,98 \pm 0,07 \cdot 10^{-10}$
4	0,2	0,75	0,4	$1,5 \cdot 10^{-4}$	438	$1,288 \pm 0,07 \cdot 10^{-10}$

Как видно, значения константы реакции k_2 в различных экспериментах довольно сильно разнятся. Это могло бы быть связано с тем, что при больших концентрациях йода начинает проявляться иной путь диссоциации молекулярного йода, а именно диссоциация колебательно возбужденных молекул $I_2(v>20)$ под действием молекул $O_2(a)$. В данной работе подобный путь диссоциации йода не принимается во внимание. Вследствие этого, то, что значения констант полученные в разных экспериментах не обнаруживают никакой корреляции с начальной концентрацией йода, может служить подтверждением того, что вклад реакции с участием колебательно-возбужденных молекул йода при данных условиях эксперимента пренебрежимо мал. В итоге, усредняя значения константы k_2 , получаем $k_2 = 1,2 \pm 0,3 \cdot 10^{-10}$ см³/с. Данное значение близко к значению, полученному в работе [5].

Значение константы k_4 вычислялось путем моделирования эксперимента при различных её значениях и сравнения результатов с экспериментальными данными. Моделирование производилось по простейшей одномерной модели, что было обосновано в предыдущем разделе. В итоге было получено значение $k_4 = 2,5 \cdot 10^{-13} \pm 0,4$ см³/с.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе обработки экспериментальных данных в данной работе было показано, что процесс диссоциации йода при значениях его концентрации,

описываемых выражением $n_{I_2} / n_{O_2} < 10^{-4}$, может быть объяснен механизмом, включающим в себя только реакции (1)-(4). Было получено значение константы скорости реакции (2) $k_2 = 1,2 \pm 0,3 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$, что близко к значению, полученному в работе [5]. По результатам моделирования было получено значение константы скорости реакции $k_4 = 2,5 \cdot 10^{-13} \pm 0,4 \text{ см}^3/\text{с}$, что хорошо согласуется с данными работы [6].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S.J. Arnold, N. Finlayson, E.A. Ogryzlo, Some novel energy pooling processes involving $O_2(^1\Delta)$ // J.Chem.Phys. 1966. v. 44. p. 2529-2530
2. G.P. Perram Approximate Analytic Solution for the Dissociation of Molecular Iodine in the Presence of Singlet Oxygen // Int. J. Chem. Kin. 1995. v. 27. p. 817-828
3. H.V. Lilienfield, P.A.G. Carr, F.E. Hovis Investigation of the temperature dependence of the temperature dependence of the excitaton mechanism of the oxygen-iodine chemical laser // Chem. Phys. Letters. 1982. v. 93, №1. p. 38-42
4. J. Han, A.V. Comissarov, S.P. Tinney, M.C. Heaven Kinetic studies for advanced iodine laser concepts // Proc. SPIE - Int. Soc. Opt. Eng. 2003. v. 971. p. 45-56
5. M.V. Zagidullin, N.A. Khvatov, M.S. Malyshev, M.I. Svistun Dissociation of Molecular Iodine in a Flow Tube in the Presence of $O_2(^1\Sigma)$ Molecules // J. Phys. Chem. A. 2012. v. 116. p. 10050–10053
6. М.В. Загидуллин, Н.А. Хватов, М.И. Свистун, М.С. Малышев Кинетика процессов дезактивации в среде $O_2(^1\Delta)$ –I // Химическая физика. 2013. т.32, №6. с. 3-9

СОГЛАСОВАННОЕ РАЗНОСТНОЕ РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЙ НАНОФОТОНИКИ. ДВУМЕРНЫЙ СЛУЧАЙ

Л.В. Яблокова, Е.Ю. Булдыгин

*Самарский Государственный Аэрокосмический Университет
e-mail: lyablokova@yandex.ru, mathcuprum@gmail.com*

АННОТАЦИЯ

Предложена методика отыскания совместного разностного решения волнового уравнения и системы уравнений Максвелла, позволяющая совместить достоинства и избежать недостатков обоих упомянутых численных методов нанопотоники. В двумерном случае на тестовых примерах продемонстрирована сходимость такого решения.

1. ВВЕДЕНИЕ

Сеточные методы являются универсальным средством при решении задач математической физики, однако у них есть ряд недостатков: решение задач высокой размерности при малых шагах дискретизации требует много памяти. Решение уравнений Максвелла методом FDTD характеризуется высокими затратами памяти, но, в то же время, существует много различных методик для упрощения моделирования динамики электромагнитного поля. Так, в случае линейной изотропной цилиндрической среды — диэлектрика, эквивалентом уравнений Максвелла является волновое уравнение (уравнение Даламбера). В статье [1] была продемонстрирована возможность совмещения решений разностных уравнений Максвелла и Даламбера в одномерном случае.

В данной работе эта идея развивается далее. Демонстрируется состоятельность выбранного подхода.

2. СОГЛАСОВАНИЕ РАЗНОСТНЫХ РЕШЕНИЙ УРАВНЕНИЙ ДАЛАМБЕРА И МАКСВЕЛЛА НА ГРАНИЦЕ СЕТОЧНЫХ ПОДОБЛАСТЕЙ

Для уравнений Максвелла ограничимся рассмотрением случая Н-волны,

$$\mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t} = -\frac{\partial E_x}{\partial z}, \quad \mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{\partial E_x}{\partial y}, \quad \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} : \quad (1)$$

записав разностную схему Yee [2]:

$$\begin{aligned} \mu_0 \frac{H_{y_{m,k+0,5}}^{n+0,5} - H_{y_{m,k+0,5}}^{n-0,5}}{h_t} &= -\frac{E_{x_{m,k+1}}^n - E_{x_{m,k}}^n}{h_z}, \\ \mu_0 \frac{H_{z_{m+0,5,k}}^{n+0,5} - H_{z_{m+0,5,k}}^{n-0,5}}{h_t} &= \frac{E_{x_{m+1,k}}^n - E_{x_{m,k}}^n}{h_z}, \\ \varepsilon_0 \varepsilon_{m,k} \frac{E_{x_{m,k}}^{n+1} - E_{x_{m,k}}^n}{h_t} &= \frac{H_{z_{m+0,5,k}}^{n+0,5} - H_{z_{m-0,5,k}}^{n+0,5}}{h_y} - \frac{H_{y_{m,k+0,5}}^{n+0,5} - H_{y_{m,k-0,5}}^{n+0,5}}{h_z}, \end{aligned} \quad (2)$$

где сеточная проекция электрического поля на ось $x - E_{x_{m,k}}^n$, магнитного на z и $y - H_{z_{m+0,5,k}}^{n+0,5}$ и $H_{y_{m,k+0,5}}^{n+0,5}$ соответственно. Решая уравнение (1) введем D ($0 \leq t \leq T$, $0 \leq y \leq L_y$, $0 \leq z \leq L_z$) на которую наложим сеточную область D_h . В этом случае проекцию $E_{x_{m,k}}^n$ определим в узлах $\{(t_n, y_m, z_k): t_n = nh_t, n=0, 1, \dots, N=T/h_t, y_m = mh_y, m=0, \dots, M=L_y/h_y, z_k = kh_z, k=0, \dots, K=L_z/h_z\}$, проекцию $H_{y_{m,k+0,5}}^{n+0,5} - \{(t_{n+0,5}, y_m, z_{k+0,5}): t_{n+0,5} = (n+0,5)h_t, n=0, 1, \dots, N-1, y_m = mh_y, m=1, \dots, M-1, z_{k+0,5} = (k+0,5)h_z, k=0, \dots, K-1\}$, проекцию $H_{z_{m+0,5,k}}^{n+0,5} - \{(t_{n+0,5}, y_{m+0,5}, z_k): t_{n+0,5} = (n+0,5)h_t, n=0, 1, \dots, N-1, y_{m+0,5} = (m+0,5)h_y, m=0, \dots, M-1, z_k = kh_z, k=1, \dots, K-1\}$. Выделим на D подобласть D^c ($0 \leq t \leq T$, $L \leq y \leq R$, $B \leq z \leq U$), задав на ней D_h^c . Будем считать, что $E_{x_{m,k}}^n$ определена в узлах $\{(t_n, y_m, z_k): t_n = nh_t, n=0, 1, \dots, N=T/h_t, y_m = mh_y, m=L, \dots, R, L=L_l/h_y, R=L_r/h_y, z_k = kh_z, k=B, \dots, U, U=L_u/h_z, B=L_b/h_z\}$, $H_{y_{m,k+0,5}}^{n+0,5} - \{(t_{n+0,5}, y_m, z_{k+0,5}): t_{n+0,5} = (n+0,5)h_t, n=0, 1, \dots, N-1, y_m = mh_y, m=L+1, \dots, R-1, z_{k+0,5} = (k+0,5)h_z, k=B, \dots, U-1\}$, $H_{z_{m+0,5,k}}^{n+0,5} - \{(t_{n+0,5}, y_{m+0,5}, z_k): t_{n+0,5} = (n+0,5)h_t, n=0, 1, \dots, N-1, y_{m+0,5} = (m+0,5)h_y, m=L, \dots, R-1, z_k = kh_z, k=B+1, \dots, K-1\}$. Тогда решение (1) по схеме (2) будет отыскиваться на $D^M = D \setminus D^c$, а сеточные уравнения схемы (2) решаться на $D_h^M = D_h \setminus D_h^c$.

Аналогично для волнового уравнения

$$\frac{\partial^2 U_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U_x}{\partial z^2} - \mu \varepsilon \frac{\partial^2 U_x}{\partial t^2} = 0 \quad (3)$$

запишем разностную схему [3]

$$\frac{U_{m,k}^{n+1} - 2U_{m,k}^n + U_{m,k}^{n-1}}{h_t^2} = \frac{c}{\varepsilon_{m,k}} \left(\frac{U_{m+1,k}^n - 2U_{m,k}^n + U_{m-1,k}^n}{h_y^2} + \frac{U_{m,k+1}^n - 2U_{m,k}^n + U_{m,k-1}^n}{h_z^2} \right). \quad (4)$$

Решение (3) будем искать в D^c сеточной области D_h^W (рис.1), наложенной на D^c , реализуя вычисления по (4) на сеточной области D_h^W . Тогда проекция $U_{m,k}^n$ определена в узлах $\{(t_n, y_m, z_k): t_n = nh_t, n=0, 1, \dots, N=T/h_t, y_m = mh_y, m=L, \dots, R, L=L_l/h_y, R=L_r/h_y, z_k = kh_z, k=B, \dots, U, B=L_b/h_z, U=L_u/h_z\}$.

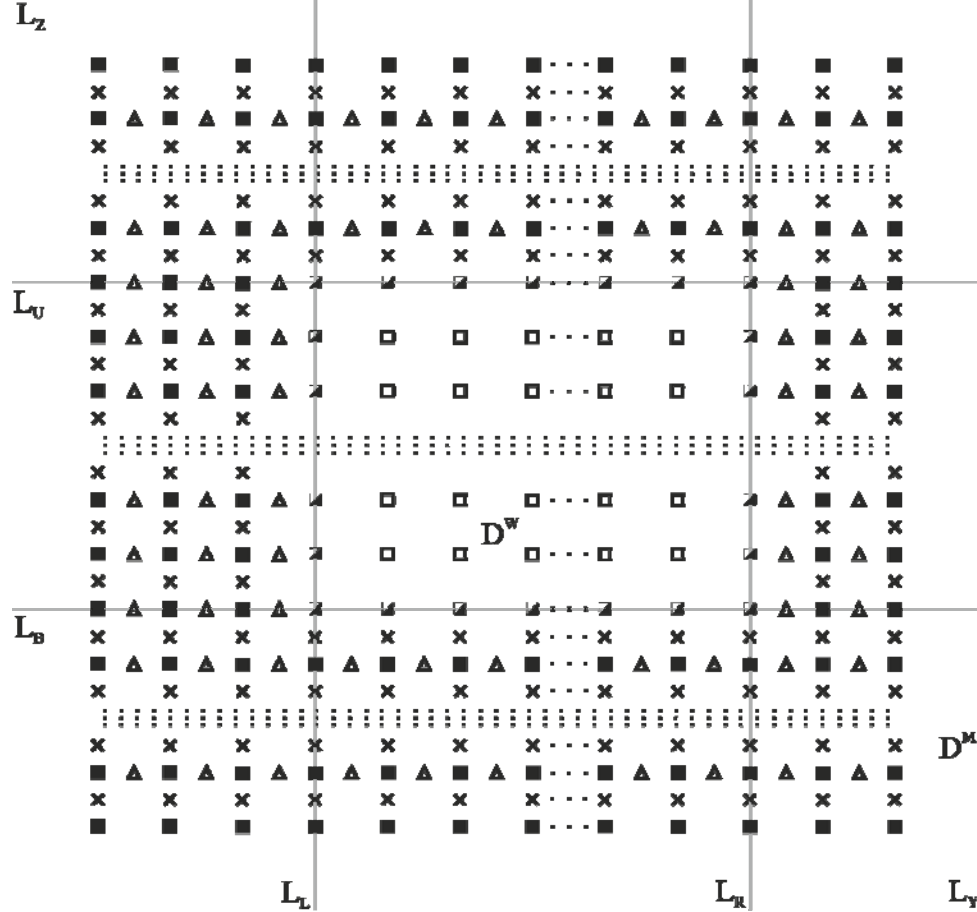


Рис. 1. Объединение сеточных областей без учета дискретизации по времени. Квадратам соответствуют проекции $E_{x_{m,k}}^n$, треугольникам - $H_{z_{m+0.5,k}}^{n+0.5}$, крестикам - $H_{y_{m,k+0.5}}^{n+0.5}$

Задавшись целью совместного отыскания разностного решения уравнений (1) и (3), согласуем вычисления на D^W и D^M , таблица 1.

Таблица 1. Равные значения сеточных функций $E_{x_{m,k}}^n$ и $U_{m,k}^n$ на границах сеточных областей D_h^M и D_h^W .

Границы области	Узлы сеточных областей
левая граница D^c	$m=L, B < k < U$
правая граница D^c	$m=R, B < k < U$
верхняя граница D^c	$k=U, L < m < R$
нижняя граница D^c	$k=B, L < m < R$

На границах объединенной области установим электрическую стенку. За начальное условие примем отсутствие поля в момент времени $t=0$.

Алгоритм перехода на следующий временной слой при реализации совместного решения состоит в определении сеточных функций в узлах D_h^W и D_h^M в соответствии с таблицей 2,

Таблица 2. Расчет совместного решения (1) и (3) на временном слое $n+1$.

Узлы сеточных областей	Подобласти вычислительных областей	Решаемые уравнения
$m=0, 0<k<K$	левая граница D	$E_{x_{m,k}}^n = 0$
$k=0, 0<m<M$	нижняя граница D	$E_{x_{m,k}}^n = 0$
$k=K, 0<m<M$	верхняя граница D	$E_{x_{m,K}}^n = 0$
$m=M, 0<k<K$	правая граница D	$E_{x_{M,k}}^n = 0$
$0<m<L, R<m<M, 0<k<K$	область D^M	(2)
$L<m<R, 0<k<B, U<k<K$	область D^M	(2)
$L<m<R, B<k<U$	область D^W	(4)
$m=L, B<k<U$	левая граница D^c	(5)
$m=R, B<k<U$	правая граница D^c	(6)
$k=B, L<m<R$	нижняя граница D^c	(7)
$k=U, L<m<R$	верхняя граница D^c	(8)
$m=L, k=B$	нижний левый узел D^c	(9)
$m=L, k=U$	верхний левый узел D^c	(10)
$m=R, k=U$	верхний правый узел D^c	(11)
$m=R, k=B$	нижний правый узел D^c	(12)

где формулы (5) – (12) имеют вид:

$$\frac{U_{m,k}^{n+1} - 2U_{m,k}^n + U_{m,k}^{n-1}}{h_t^2} = \frac{c}{\varepsilon_{m,k}} \left(\frac{U_{m+1,k}^n - 2U_{m,k}^n + E_{m-1,k}^n}{h_y^2} + \frac{U_{m,k+1}^n - 2U_{m,k}^n + U_{m,k-1}^n}{h_z^2} \right) \quad (5)$$

$$\frac{U_{m,k}^{n+1} - 2U_{m,k}^n + U_{m,k}^{n-1}}{h_t^2} = \frac{c}{\varepsilon_{m,k}} \left(\frac{E_{m+1,k}^n - 2U_{m,k}^n + U_{m-1,k}^n}{h_y^2} + \frac{U_{m,k+1}^n - 2U_{m,k}^n + U_{m,k-1}^n}{h_z^2} \right) \quad (6)$$

$$\frac{U_{m,k}^{n+1} - 2U_{m,k}^n + U_{m,k}^{n-1}}{h_t^2} = \frac{c}{\varepsilon_{m,k}} \left(\frac{U_{m+1,k}^n - 2U_{m,k}^n + U_{m-1,k}^n}{h_y^2} + \frac{U_{m,k+1}^n - 2U_{m,k}^n + E_{m,k-1}^n}{h_z^2} \right) \quad (7)$$

$$\frac{U_{m,k}^{n+1} - 2U_{m,k}^n + U_{m,k}^{n-1}}{h_t^2} = \frac{c}{\varepsilon_{m,k}} \left(\frac{U_{m+1,k}^n - 2U_{m,k}^n + U_{m-1,k}^n}{h_y^2} + \frac{E_{m,k+1}^n - 2U_{m,k}^n + U_{m,k-1}^n}{h_z^2} \right) \quad (8)$$

$$\frac{U_{m,k}^{n+1} - 2U_{m,k}^n + U_{m,k}^{n-1}}{h_t^2} = \frac{c}{\varepsilon_{m,k}} \left(\frac{U_{m+1,k}^n - 2U_{m,k}^n + E_{m-1,k}^n}{h_y^2} + \frac{U_{m,k+1}^n - 2U_{m,k}^n + E_{m,k-1}^n}{h_z^2} \right) \quad (9)$$

$$\frac{U_{m,k}^{n+1} - 2U_{m,k}^n + U_{m,k}^{n-1}}{h_t^2} = \frac{c}{\varepsilon_{m,k}} \left(\frac{U_{m+1,k}^n - 2U_{m,k}^n + E_{m-1,k}^n}{h_y^2} + \frac{E_{m,k+1}^n - 2U_{m,k}^n + U_{m,k-1}^n}{h_z^2} \right) \quad (10)$$

$$\frac{U_{m,k}^{n+1} - 2U_{m,k}^n + U_{m,k}^{n-1}}{h_t^2} = \frac{c}{\varepsilon_{m,k}} \left(\frac{E_{m+1,k}^n - 2U_{m,k}^n + U_{m-1,k}^n}{h_y^2} + \frac{E_{m,k+1}^n - 2U_{m,k}^n + U_{m,k-1}^n}{h_z^2} \right) \quad (11)$$

$$\frac{U_{m,k}^{n+1} - 2U_{m,k}^n + U_{m,k}^{n-1}}{h_t^2} = \frac{c}{\varepsilon_{m,k}} \left(\frac{E_{m+1,k}^n - 2U_{m,k}^n + U_{m-1,k}^n}{h_y^2} + \frac{U_{m,k+1}^n - 2U_{m,k}^n + E_{m,k-1}^n}{h_z^2} \right) \quad (12)$$

Эксперименты проводились при различных значениях дискретизации сеточной области Q, Qt и QT , где первый параметр характеризовал число узлов сеточной области по пространству (приходящееся на одну длину волны); второй – количество узлов по времени (приходящееся на временной интервал, за который плоский волновой фронт в вакууме пройдет расстояние в одну длину волны); третий – «длительность» запускаемого цуга в длинах волн. При этом они менялись от (10,20,5) – минимальных значений, удовлетворительно описывающих распространение плоской однородной волны в свободном пространстве, до (100,200,15) – соответствующих весьма низким величинам погрешности. В качестве вычислительной области D брался квадрат с длиной стороны 20λ , при этом шаги по пространству полагались равными.

В первой серии экспериментов были повторены результаты из работы [12], полученные при распространении плоской однородной электромагнитной волны в вакууме при задании жесткого источника и использования методики TF/SF. Их совпадение свидетельствует о правомерности излагаемого выше подхода в случае свободного пространства.

Вторая серия экспериментов выходила за рамки предыдущей работы (целиком посвященной одномерному случаю) и касалась исследования дифракции ТЕ – волны на бесконечном однородном диэлектрическом цилиндре (двумерный случай). Центр цилиндра совмещался с центром вычислительной области, диаметр был равен длине волны, диэлектрическая

проницаемость составляет $\varepsilon=2,25$. Аналитическое решение задачи известно и находится в виде разложения по функциям Бесселя [4].

В таблице 3 приведены результаты вычислительных экспериментов, в качестве контрольных значений было выбрано распределение модуля комплексной амплитуды на оптической оси элемента с индексами $k = B, U$ и $m = 10Q + 1$. Значения, полученные разностными методами, обозначены как N_k , а соответствующие аналитическому решению через A_k . Для оценки погрешности воспользуемся величиной $\varepsilon_R = \max_k \frac{|A_k - N_k|}{A_k}$.

Таблица 3. Результат вычислительного эксперимента.

Число шагов		$QT = 5$	$QT = 10$	$QT = 15$
Q	Qt	ε_R		
10	20	0.1338452	0.1424175	0.0808924
20	40	0.0607843	0.0682108	0.0182556
50	100	0.0306593	0.0214947	0.0075484
100	200	0.0274008	0.0095913	0.0037148

Результаты, приведенные в таблице 3, соответствуют как совместному решению уравнений Даламбера и Максвелла, так и разностному решению исключительно уравнений Максвелла. При любых параметрах дискретизации они совпали.

Сравнивая значения отмечаем достаточность использования цуга длиной в 10 длин волн и дискретизации Q, Qt равной (50,100) для получения приемлемой 2% погрешности. При меньшей длине цуга поле в исследуемой области не успевает устояться, волна не является монохроматической в силу чего, результаты характеризуются высокой погрешностью. Таким образом, можно заключить, что разработанный метод является достойной альтернативой «чистому» FDTD.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе продемонстрирована возможность совместного разностного решения уравнений Даламбера и Максвелла в двумерном случае, при котором на область вычислительного эксперимента налагаются различные сеточные подобласти. Указанное разностное решение обеспечивается согласованием значений сеточных функций на границе таких подобластей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Яблокова Л.В. Согласованное разностное решение уравнений нанофотоники. Одномерный случай / Л.В. Яблокова // X Всероссийский молодежный Самарский конкурс-конференция научных работ по оптике и лазерной физике. Сборник конкурсных докладов, 2012.- С.226-234.
2. Yee K.S. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media / K.S. Yee. // IEEE Trans. Antennas Propag. – 1966. – AP-14. – P. 302-307.
3. Taflove A. Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method: 2nd. ed. / A. Taflove, S. Hagness // Boston: Artech House Publishers, 2000. – 852 p.
4. Ваганов Р. Б. Основы теории дифракции / Р.Б. Ваганов, Б.З. Каценеленбаум – М.: Наука, 1982. – 272.
5. Головашкин Д.Л. Совместное разностное решение уравнений Даламбера и Максвелла. Одномерный случай / Д.Л. Головашкин, Л.В. Яблокова // Компьютерная оптика. – 2012. – Т. 36, № 4. – С. 527-533.
6. Головашкин Д.Л. Декомпозиция сеточной области при разностном решении уравнений Максвелла / Д.Л. Головашкин, Н.Л. Казанский // Математическое моделирование. – 2007. – Том 19, № 2. – С. 48-58.
7. Головашкин Д.Л. Решение сеточных уравнений на графических вычислительных устройствах. Метод пирамид / Д.Л. Головашкин, А.В. Кочуров // Вычислительные технологии. – 2012. – Т. 17, № 3. – С. 55-69.
8. Астраханцева М.А. Методика формирования падающей волны при разностном решении двумерного волнового уравнения / М.А. Астраханцева, Д.Л. Головашкин, Л.В. Яблокова // Труды седьмой Всероссийской научной конференции с международным участием «Математическое моделирование и краевые задачи», часть 2. – Самара: 2010. – Стр. 298-301.
9. Никольский В.В. Электродинамика и распространение радиоволн / В.В. Никольский, Т.И. Никольская. – М.: Наука, 1999. – 544.
10. Головашкин Д.Л. Методика формирования падающей волны при разностном решении уравнений Максвелла / Д.Л. Головашкин, Н.Л. Казанский // Автометрия. – 2006. – Том 42, № 6. – С. 78-85.

11. Головашкин Д.Л. Методика формирования падающей волны при разностном решении уравнений Максвелла (двумерный случай) / Д.Л. Головашкин, Н.Л. Казанский // Автометрия. – 2007. – Том 43, № 6. – С. 78-88.
12. Головашкин Д.Л. Совместное разностное решение уравнений Даламбера и Максвелла. Одномерный случай / Д.Л. Головашкин, Л.В. Яблокова // Компьютерная оптика. – 2012. – Т. 36, № 4. – С. 527-533.

ВЛИЯНИЕ ДИПОЛЬ-ДИПОЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА ДИНАМИКУ ПЕРЕПУТАННЫХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПОТОКОВЫХ КУБИТОВ, ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ С ТЕПЛОВЫМ ШУМОМ

Е.К. Башкиров, М.С. Мастюгин

*Самарский государственный университет
(443011, Самара, ул. Акад. Павлова, 1)
e-mail: bash@samsu.ru, mast12basket@rambler.ru*

АННОТАЦИЯ

Рассмотрена динамика двух первоначально перепутанных искусственных двухуровневых атома с вырожденными двухфотонными переходами, взаимодействующих индуктивно со сверхпроводящей электронной LC-цепью в тепловом состоянии. Исследовано влияние степени начальной атомной когерентности состояний кубитов и их прямого диполь-дипольного взаимодействия на степень перепутывания.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время широко обсуждаются возможности использования различных физических систем в качестве кубитов квантовых компьютеров [1-3]. При этом в качестве логических элементов таких систем возможно использование как естественных атомов (таких как нейтральные атомы или ионы), так и искусственные атомы (такие как сверхпроводящие цепи, спины в твердых телах, ядерные спины в молекулах, примеси фосфора в кремнии, примеси Кондо и др. [3]). Однако, сейчас невозможно предсказать какая из перечисленных систем окажется наиболее пригодной для практического создания квантового компьютера, содержащего большое число кубитов.

Одной из наиболее перспективных физических систем, которая может быть использована в качестве кубита квантового компьютера является сверхпроводящая цепь с джозефсоновскими переходами. Сверхпроводящие цепи представляют собой LC контуры, которые также включают нелинейные элементы, названные переходами Джозефсона [3-7]. Благодаря сверхпроводимости, активное сопротивление таких цепей

рано нулю, тем самым устраняется источник диссипации и шума в самой цепи. Сверхпроводящие цепи имеют размеры порядка микрона и функционируют при температурах в десятки мК. Квантовая информация может быть закодирована по-разному: в числе сверхпроводящих электронов на небольшом острове (зарядовый кубит), в направлении тока вокруг электрического контура (поточный кубит) или в колебательных состояниях цепи (фазовый кубит). Такие кубиты могут управляться микроволновым излучением, напряжением, магнитным полем и токами и их состояние так же может быть измерены с высокой точностью [6] с использованием специальных чипов.

Для сверхпроводящих цепей удалось экспериментально наблюдать долгоживущие перепутанные состояния кубитов, что является принципиальным для физики квантовых вычислений. Однако в реальных условиях квантовые системы всегда взаимодействуют с окружением. Такое взаимодействие обычно приводит к декогерентности. Поэтому с практической точки важной задачей является уменьшение влияния шума на систему кубитов.

Недавно было высказано предположение о том, что в некоторых случаях диссипация и шум могут, напротив, являться источником перепутывания [1]. Идея о возможности возникновения перепутывания при взаимодействии атомов в резонаторах с тепловым полем принадлежит Питеру Найту с соавторами [10], которые показали [11], что одномодовый тепловой шум может индуцировать атом-атомное перепутывание в системе двух двухуровневых атомов в идеальном резонаторе. Перепутывание в двухатомной системе с вырожденным двухфотонным взаимодействием, индуцированное одномодовым тепловым шумом, было рассмотрено в работе [12], а влияние двухмодового теплового шума на перепутывание двух двухуровневых атомов с невырожденными переходами и переходами рамановского типа - в работе [13]. Наличие диполь-дипольного взаимодействия атомов, в частности, может привести к значительному увеличению степени перепутывания двух атомов, взаимодействующих с модой теплового поля в идеальном резонаторе [14-16]. Поэтому представляет большой интерес исследовать динамику перепутанных состояний для кубитов с двухфотонными переходами при наличии прямого диполь-дипольного взаимодействия. В случае обычных двухуровневых атомов дипольное взаимодействие при многофотонных

переходах отсутствует в силу правил запрета для атомных переходов. Однако существуют физические системы, для которых обычные правила отбора нарушаются. К таким системам относятся макроскопические объекты - потоковые сверхпроводящие кубиты, которые при определенных условиях в случае трехуровневой схемы являются трехуровневыми атомами Δ -типа. В таких искусственных атомах могут быть одновременно разрешены как одно-, так и двухфотонные процессы.

Поэтому целью настоящей работы является исследование особенностей динамики перепутанных состояний системы двух сверхпроводящих потоковых кубитов, взаимодействующих с электронной сверхпроводящей цепью в тепловом состоянии посредством вырожденных двухфотонных переходов при наличии прямого диполь-дипольного взаимодействия кубитов и в случае начального когерентного перепутанного состояния кубитов.

2. ГАМИЛЬТОНИАН И ОПЕРАТОР ЭВОЛЮЦИИ МОДЕЛИ

Рассмотрим два идентичных сверхпроводящих потоковых кубита Δ -типа, взаимодействующих индуктивно со сверхпроводящей LC -цепью ("резонатором"). Сверхпроводящая цепь - идеальный гармонический осциллятор, описываемый гамильтонианом

$$H_F = \hbar\omega a^+ a,$$

где a^+ и a - бозонные операторы рождения и уничтожения "фотонов" электронного "резонатора и ω - его частота. Чтобы получить эффективный двухфотонный гамильтониан системы, рассмотрим два идентичных трех-уровневых кубита с переходами Δ -типа между уровнями. Обозначим через $|g\rangle$, $|i\rangle$ и $|e\rangle$ состояния, соответствующие трем нижним уровням кубита (основное, промежуточное и возбужденное, соответственно). Предположим, что каскадный переход $|e\rangle \rightarrow |i\rangle \rightarrow |g\rangle$ резонансен удвоенной частоте контура $\omega_{eg} = 2\omega$, в то время как частоты переходов между промежуточным уровнем и двумя другими уровнями ω_{ei} и ω_{ig} сильно отстроены от частоты резонаторов ω . После адиабатического исключения промежуточного уровня $i\rangle$ мы получаем

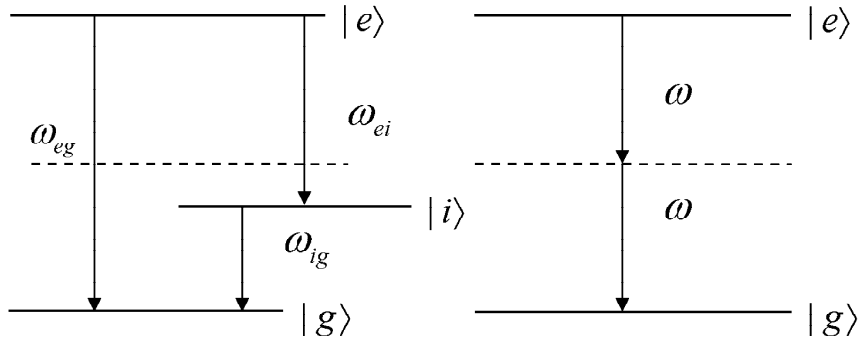


Рис. 1. Схема переходов в трехуровневом искусственном атоме Δ -типа и эффективно двухуровневом атоме с вырожденными двухфотонными переходами

эффективный гамильтониан вырожденного двухфотонного взаимодействия двухуровневых кубитов с полями “резонаторов”

$$H_1 = \hbar \gamma \sum_{i=1}^2 (a^{\dagger 2} \sigma_i^- + \sigma_i^+ a^2),$$

где σ_i^+ и σ_i^- - повышающий и понижающий оператор в i -ом искусственном атоме ($i=1,2$), γ - эффективная константа взаимодействия атомов с полем. Гамильтониан диполь-дипольного взаимодействия кубитов может быть записан в квазиспиновом представлении как

$$H_2 = \hbar J (\sigma_1^+ \sigma_2^- + \sigma_2^+ \sigma_1^-),$$

где J - константа прямого диполь-дипольного взаимодействия атомов. В результате в представлении взаимодействия эффективный двухфотонный гамильтониан рассматриваемой системы можно представить в виде

$$H = H_1 + H_2 = \hbar \gamma \sum_{i=1}^2 (a^{\dagger 2} \sigma_i^- + \sigma_i^+ a^2) + J (\sigma_1^+ \sigma_2^- + \sigma_2^+ \sigma_1^-).$$

Обозначим через $|e\rangle$ и $|g\rangle$ возбужденное и основное состояние двухуровневого атома. Тогда двухатомная волновая функция может быть представлена в виде комбинации волновых векторов вида $|v_1, v_2\rangle = |v_1\rangle |v_2\rangle$, где $v_1, v_2 = e, g$. Атом-полевая система в идеальном резонаторе обладает унитарной динамикой, которая в представлении взаимодействия описывается оператором эволюции вида $U(t) = \exp(-iHt/\hbar)$. В двухатомном базисе $|e, e\rangle, |e, g\rangle, |g, e\rangle, |g, g\rangle$. оператор эволюции $U(t)$ для модели с гамильтонианом (1) может быть записан как

$$U(t) = \begin{pmatrix} U_{11} & U_{12} & U_{13} & U_{14} \\ U_{21} & U_{22} & U_{23} & U_{24} \\ U_{31} & U_{32} & U_{33} & U_{34} \\ U_{41} & U_{42} & U_{43} & U_{44} \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Здесь

$$U_{11} = 1 + 2a^2 \frac{A}{\lambda} a^{+2}, \quad U_{14} = 2a^2 \frac{A}{\lambda} a^2, \quad U_{41} = 2a^{+2} \frac{A}{\lambda} a^{+2},$$

$$U_{44} = 1 + 2a^{+2} \frac{A}{\lambda} a^2, \quad U_{12} = U_{13} = a^2 \frac{B}{\theta}, \quad U_{21} = U_{31} = \frac{B}{\theta} a^{+2},$$

$$U_{24} = U_{34} = \frac{B}{\theta} a^2, \quad U_{42} = U_{43} = a^{+2} \frac{B}{\theta},$$

$$U_{22} = U_{33} =$$

$$= \frac{\exp\left[-i\frac{\gamma}{2}(\alpha + \theta)t\right]}{4\theta} \left\{ [1 - \exp(i\gamma\theta t)]\alpha + 2\theta \exp(i\frac{\gamma}{2}(3\alpha + \theta)t) + \theta[1 + \exp(i\gamma\theta t)] \right\},$$

$$U_{23} = U_{32} =$$

$$= \frac{\exp\left[-i\frac{\gamma}{2}(\alpha + \theta)t\right]}{4\theta} \left\{ [1 - \exp(i\gamma\theta t)]\alpha - 2\theta \exp(i\frac{\gamma}{2}(3\alpha + \theta)t) + \theta[1 + \exp(i\gamma\theta t)] \right\},$$

где

$$A = \exp\left[-i\frac{\gamma\alpha}{2}t\right] \left\{ \cos\left(\frac{\gamma\theta}{2}t\right) + i\frac{\alpha}{\theta} \sin\left(\frac{\gamma\theta}{2}t\right) \right\} - 1,$$

$$B = \exp\left[-i\frac{\gamma}{2}(\alpha + \theta)t\right] [1 - \exp(i\gamma\theta t)]$$

и $\alpha = \frac{J}{\gamma}$, $\lambda = 2(a^{+2}a^2 + a^2a^{+2})$, $\theta = \sqrt{8(a^{+2}a^2 + a^2a^{+2}) + \alpha^2}$.

Пусть в начальный момент времени резонаторное поле находится в одномодовом тепловом поле

$$\rho_F(0) = \sum_n P(n) |n\rangle\langle n|,$$

где

$$P(n) = \frac{\bar{n}^n}{(1 + \bar{n})^{n+1}}$$

и $\bar{n}$ — среднее число тепловых фотонов в моде, а атомы находятся в когерентном суперпозиционном перепутанном состоянии. Явный вид начальных значений для матричных элементов для атомной матрицы

плотности будет определяться выбором начального состояния атомов. В реальных экспериментальных установках со сверхпроводящими потоковыми кубитами расстояние между первым возбужденным и основным уровнем составляет величину порядка $0,3 \div 0,5$ К, температура чипа, на котором расположены "резонаторы" и сами кубиты составляет десятки мК, поэтому среднее число "фотонов" резонаторных модах $\bar{n}_i \ll 1$. В настоящей работе мы представим результаты расчетов параметра перепутывания для резонаторов, поддерживаемых при температурах, когда $\bar{n}_i \leq 0.1$.

Для определения степени атом-атомного перепутывания будем использовать параметр Переса Хорощеких, которую определим стандартным образом [1]

$$\varepsilon = -2 \sum_i \mu_i^-, \quad (3)$$

где μ_i^- -- отрицательные собственные значения частично транспонированной по переменным одного кубита (атома) редуцированной матрицы плотности. Для неперепутанных состояний $\varepsilon = 0$. Для перепутанных состояний $0 < \varepsilon \leq 1$. Максимальной степени перепутывания соответствует значение $\varepsilon = 1$.

С использованием оператора эволюции вычислим стандартным образом редуцированную матрицу плотности

$$\rho_A(t) = \text{Tr}_F U(t) \rho_F(0) \otimes \rho_A(0) U^+(t).$$

В результате частично транспонированная по переменным одного кубита редуцированная атомная матрица плотности может быть представлена в виде

$$\rho_A^{T_1}(t) = \begin{pmatrix} \rho_{11}(t) & \rho_{12}(t) & \rho_{31}(t) & \rho_{32}(t) \\ \rho_{21}(t) & \rho_{22}(t) & \rho_{41}(t) & \rho_{42}(t) \\ \rho_{13}(t) & \rho_{14}(t) & \rho_{33}(t) & \rho_{34}(t) \\ \rho_{23}(t) & \rho_{24}(t) & \rho_{43}(t) & \rho_{44}(t) \end{pmatrix}.$$

Получение аналитических результатов для параметра перепутывания рассматриваемой модели (3) представляет собой весьма непростую задачу. Поэтому далее мы представим результаты численного моделирования перепутывания для различных начальных состояний двух двухуровневых атомов.

1. Пусть в начальный момент времени искусственные атомы приготовлены в когерентных неперепутанных состояниях вида

$$|\Psi_1(0)\rangle = \cos\theta_1 |e\rangle + e^{i\varphi_1} \sin\theta_1 |g\rangle, \quad |\Psi_2(0)\rangle = \cos\theta_2 |e\rangle + e^{i\varphi_2} \sin\theta_2 |g\rangle. \quad (6)$$

Здесь θ_1 и θ_2 обозначают амплитуды поляризованных атомов и φ_1 и φ_2 – относительные фазы их состояний.

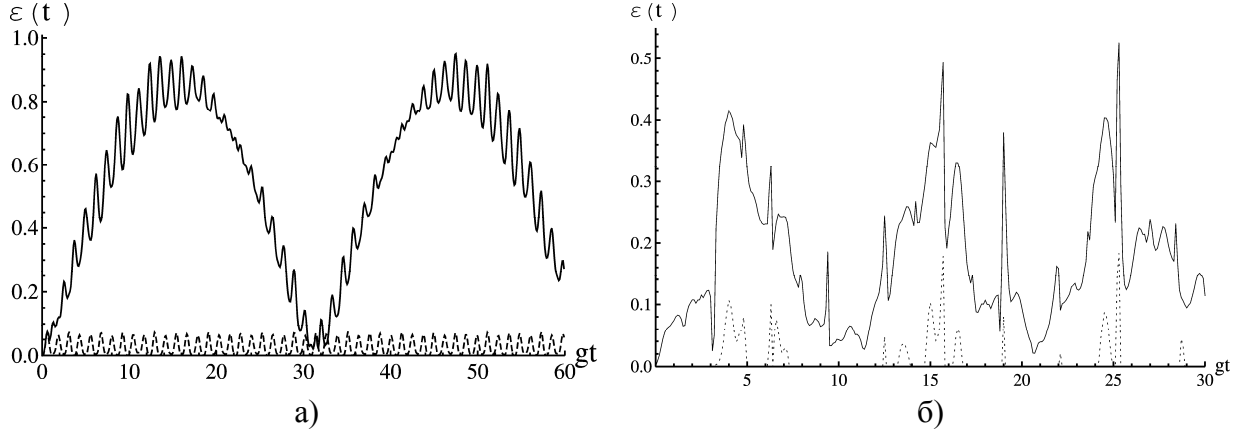


Рис. 1 . а) Временная зависимость параметра перепутывания для начального когерентного состояния вида (6) с параметрами $\theta_1 = \pi/4, \theta_2 = -\pi/4, \varphi_1 = \varphi_2 = 0$. Константа диполь-дипольного взаимодействия $\alpha = 0$ (штриховая кривая) и $\alpha = 0,1$ (сплошная кривая). Среднее число "фотонов" в моде $\bar{n} = 0.01$ б) Временная зависимость параметра перепутывания для начального когерентного состояния вида (6) с параметрами $\theta_1 = \pi/4, \theta_2 = -\pi/4$, различных значений относительной фазы атомных состояний: $\Delta\varphi = 0$ (сплошная линия) и $\Delta\varphi = \pi/2$ (штриховая линия). Среднее число фотонов в моде $\bar{n} = 0.01$. Константа диполь-дипольного взаимодействия атомов $\alpha = 0,1$

2. Пусть в начальный момент времени искусственные атомы приготовлены в перепутанном белловском состоянии вида

$$|\Psi(0)\rangle = \cos\theta |e, g\rangle + \sin\theta e^{i\varphi} |g, e\rangle, \quad (7)$$

где θ – параметр когерентности и φ – относительная фаза.

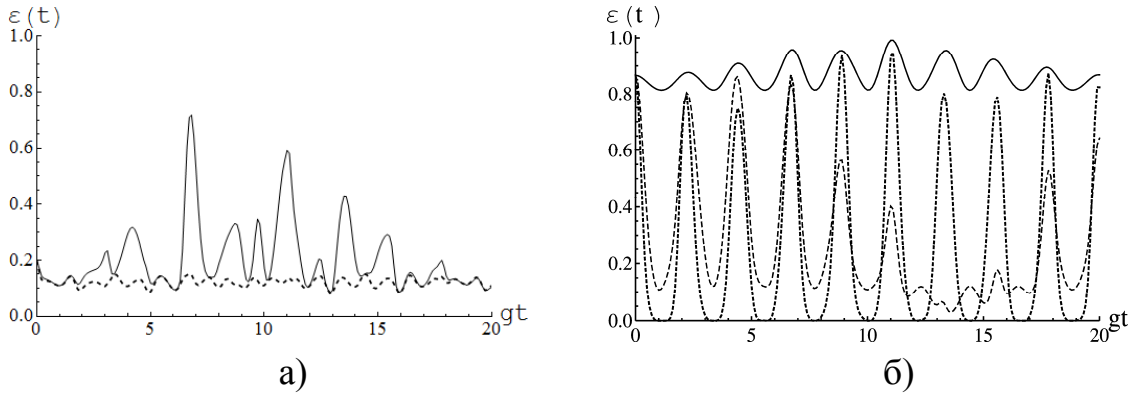


Рис. 2. а) Временная зависимость параметра перепутывания для начального когерентного состояния вида (7) с параметрами $\theta = \pi/4, \varphi = 2\pi/3$. Константа диполь-дипольного взаимодействия $\alpha = 0$ (штриховая кривая) и $\alpha = 0,1$ (сплошная кривая). Среднее число "фотонов" в моде $\bar{n} = 0,01$ б) Временная зависимость параметра перепутывания для начального когерентного состояния вида (7) с параметрами $\theta = \pi/3$ и относительной фазой $\varphi = 0$ (точечная кривая), $\varphi = \pi/2$ (штриховой кривая) и $\varphi = \pi$ (сплошная кривая). Среднее число "фотонов" в моде $\bar{n} = 0,1$, $\alpha = 0,1$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в настоящей работе мы рассмотрели динамику двух потоковых сверхпроводящих кубитов, взаимодействующих с электронным резонатором в тепловом состоянии посредством вырожденных переходов. При этом было показано, что начальная когерентность и диполь-дипольное взаимодействие позволяют в широких пределах контролировать степень перепутывания искусственных атомов. Выявлены возможные значения параметров первоначально перепутанных и неперепутанных кубитов, для которых тепловой шум приводит к увеличению степени перепутывания. Полученные в работе результаты могут быть использованы при выборе наиболее эффективных схем контроля за степенью перепутанности сверхпроводящих кубитов, необходимого при квантовой обработке информации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Schumacker D., Westmoreland M., D. Quantum Processes, Systems, and Information, New York: Oxford University Press, 2010. 469 p.

2. Ladd. T.D., Jelezko F., Laflamme R., Nakamura Y., Monroe C., O'Brien J.L. Quantum computers // Nature. 2010. V.464. P. 45-53.
3. Buluta I., Ashhab S., Nori F. Neutral and artificial atoms for quantum computation // Rep. Prog. Phys. 2011. V. 74 P.104401.
4. Clarke J., Wilhelm F.K. Superconducting quantum bits // Nature. 2008. V. 453. P.1031-42
5. You J.Q., Nori F. Superconducting circuits and quantum information // Phys. Today. 2005. V.58. P. 42-47.
6. Makhlin Y., Schon G., Shnirman A. Quantum-state engineering with Josephson-junction devices // Rev. Mod. Phys. 2001. V.73. P.357-400.
7. Омелянчук А.Н., Оболенский М.А. Квантовые компьютеры и джозефсоновские кубиты // Университеты. 2005. N 2. С.12-19.
8. Bose S., Fuentes-Guridi I., Knight P.L., Vedral V. Subsystem purity as an enforcer of entanglement // Phys. Rev. Lett. - 2001. - Vol. 87. - P. 050401.
9. Kim M.S., Lee J., Ahn D., Knight P.L. Entanglement induced by a single-mode heat environment // Phys. Rev., 2002. - Vol. A65. - 040101.
10. Zhou L., Song H.S. Entanglement induced by a single-mode thermal field and criteria for entanglement / L. Zhou, // J. Opt., 2002. - Vol. B4. - P. 425-429.
11. Bashkirov E.K. Entanglement induced by the two-mode thermal noise // Laser Physics Letters, 2006. - Vol. 3. - №. 3. - P. 145-150.
12. Aguiar, L.S. The entanglement of two dipole-dipole coupled in a cavity interacting with a thermal field / L.S. Aguiar, P.P. Munhoz, A. Vidiella-Barranco, J.A. Roversi // J. Opt., 2005. - Vol. B7. - P. S769-771.
13. Bashkirov E.K., Stupatskaya M.P. The entanglement of two dipole-dipole coupled atoms induced by nondegenerate two-mode thermal noise // Laser Physics. - 2009. - Vol. 19. , - С. 525-530.
14. Башкиров Е.К., Ступацкая М.П. Перепутывание двух дипольно связанных атомов. Физика волновых процессов и радиотехнические системы. - 2009. - Т. 12. - № 2. - С. 85-90.

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ МОДОВОГО СОСТАВА ИЗЛУЧЕНИЯ, РАСПРОСТРАНЯЮЩЕГОСЯ В МНОГОМОДОВОМ ОПТИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ

М.В. Большаков, М.А. Комарова, Н.Д. Кундикова

АННОТАЦИЯ

В данной работе предлагается метод определения модового состава излучения, распространяющегося в оптическом волокне со ступенчатым профилем показателя преломления, в основе которого лежит разложение комплексного светового поля по неортогональным модам. Расчет комплексных коэффициентов мод излучения оптического волокна проведен для экспериментальных данных.

Использование многомодовых волокон в оптических линиях передачи (по сравнению с маломодовыми волокнами) имеют большие преимущества, так как позволяют передавать большой объем информации, кроме того, распространение в волокне нескольких мод делает возможным параллельную передачу данных. Особенно перспективно использование многомодовых волокон для пространственного модового мультиплексирования [1], параллельной передачи данных [2] и передачи изображения через волокно [3]. Важнейшим вопросом при разработке и исследовании многомодовых систем связи является разложение излучения, распространяющегося в оптическом волокне, по модам. Существуют множество методов определения модового состава излучения оптического волокна (например, [4-6]), но до настоящего момента нет метода экспериментального анализа модового состава излучения многомодовых волокон с произвольными параметрами.

В данной работе предлагается метод определения модового состава излучения, распространяющегося в оптическом волокне, в основе которого лежит разложение комплексного светового поля по неортогональным модам. Рассмотрим распространение света в оптическом волокне со ступенчатым профилем показателя преломления. В приближении слабонаправляющего волновода можно записать четыре поляризационные моды в по-

перечном сечении на длине z для любого значения орбитального момента m ($m \geq 0$) и радиального квантового числа N [7]:

$$\begin{aligned} \mathbf{M}_{m,N}^{(1)}(x, y, z) &= [\cos(m\varphi)\mathbf{e}_x - \sin(m\varphi)\mathbf{e}_y] \cdot F_{m,N}(x, y) \cdot e^{iz\beta_{m,N}^1}, \\ \mathbf{M}_{m,N}^{(2)}(x, y, z) &= [\cos(m\varphi)\mathbf{e}_x + \sin(m\varphi)\mathbf{e}_y] \cdot F_{m,N}(x, y) \cdot e^{iz\beta_{m,N}^2}, \\ \mathbf{M}_{m,N}^{(3)}(x, y, z) &= [\sin(m\varphi)\mathbf{e}_x + \cos(m\varphi)\mathbf{e}_y] \cdot F_{m,N}(x, y) \cdot e^{iz\beta_{m,N}^3}, \\ \mathbf{M}_{m,N}^{(4)}(x, y, z) &= [\sin(m\varphi)\mathbf{e}_x - \cos(m\varphi)\mathbf{e}_y] \cdot F_{m,N}(x, y) \cdot e^{iz\beta_{m,N}^4}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y$ - собственные вектора, $\varphi = \arctg(x/y)$, $F_{m,N}(x, y)$ - функции Бесселя, $\beta_{m,N}^k$ - постоянные распространения, определяющие скорость распространения мод.

Разложение произвольной функции по системе неортогональных функций является классической задачей функционального анализа [8]. Разложим электрическую составляющую светового поля $\mathbf{E}(x, y)$, распространяющегося в оптическом волокне, представив в виде суперпозиции поляризационных мод $\mathbf{M}_{m,N}^k(x, y)$:

$$\mathbf{E}(x, y) = \sum_{k=1}^4 \sum_m \sum_N C_{m,N}^k \mathbf{M}_{m,N}^k(x, y), \quad (2)$$

где постоянные $C_{m,N}^k$ - комплексные коэффициенты при различных поляризационных модах. Для удобства перейдем к сквозной нумерации мод: вместо индексов k, m, N введем индекс $i = 0 \dots (L-1)$, где $(L-1)$ - полное количество мод, распространяющихся в оптическом волокне. Перепишем выражение (2):

$$\mathbf{E}(x, y) = \sum_i C_i \mathbf{M}_i(x, y), \quad (3)$$

постоянные C_i называются коэффициентами разложения функции светового поля $\mathbf{E}(x, y)$ в базисе функций $\{\mathbf{M}_i(x, y)\}$. Базис $\{\mathbf{M}_i(x, y)\}$ не удовлетворяет условию ортогональности

$$(\mathbf{M}_i(x, y), \mathbf{M}_j(x, y)) \neq 0 \text{ при } i \neq j;$$

где функционал скалярного произведения определяется выражением

$$(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = \iint \mathbf{a}(x, y) \mathbf{b}(x, y) dx dy.$$

Распределение поля каждой моды $\mathbf{M}_i(x, y)$ определяется из выражений (1). Суммарное световое поле $\mathbf{E}(x, y)$ известно из эксперимента. Таким образом, коэффициенты разложения C_i по неортогональной системе функций определяются системой линейных уравнений

$$\sum_{i=0}^{L-1} C_i(\mathbf{M}_i, \mathbf{M}_j) = (\mathbf{E}, \mathbf{M}_j), \quad j = 0, \dots, (L-1). \quad (4)$$

Такая система получается в результате скалярного умножения (3) на систему базисных функций $\{\mathbf{M}_i(x, y)\}$. Матрица системы (4) состоит из попарных скалярных произведений базисных функций. Решая полученную систему, можно получить коэффициенты C_i . Для расчета комплексных коэффициентов C_i была написана программа в пакете MatLab. Для апробации модели определения модового состава излучения сначала была проведена серия расчетов с теоретически заданным распределением поля. Генерировался случайно заданный модовый состав излучения C_i на входе в волокно, рассчитывалось распределение поля на выходе из волокна $\mathbf{E}(x, y)$. Распределение поля каждой моды $\mathbf{M}_i$ (1) определяется параметрами волокна и длиной волны света. Составлялась система линейных уравнений (4), решением которой были комплексные коэффициенты $C_i = C_a^\pm \cdot \exp(iC_\varphi^\pm)$, здесь $C_a^\pm$ - амплитудные коэффициенты, $C_\varphi^\pm$ - фазовые коэффициенты. Проверка осуществлялась сравнением рассчитанных комплексных коэффициентов C_i с генерированными изначально. Тестовые расчеты проведены для волокна со следующими параметрами: показатель преломления сердцевинны $n_{co} = 1,47$, числовая апертура $N_a = 0,11$, радиус сердцевинны волокна $r = 6$ мкм, длина волокна $z = 20$ см, длина волны света $\lambda = 0,633$ мкм. В оптическом волокне с данными параметрами, для данной длины волны света распространяются семь поляризационных мод $\mathbf{M}_i(x, y)$.

В результате тестирования обнаружено, что для $m > 0$ погрешность определения коэффициентов составляет 0,001%, однако для $m = 0$ коэффициенты отличались от заданных. Данные результаты можно объяснить тем, что для $m = 0$ распределение поля $\mathbf{M}_{0,N}^k$ является аксиально симметричным и находятся несколько наборов модовых коэффициентов, удовлетворяющих условию. Таким образом, модовые коэффициенты для $m = 0$ являются вырожденными. Полученные распределения интенсивностей с рассчитанными коэффициентами полностью идентичны распределениям интенсивности с заданными коэффициентами, среднеквадратичное отклонение распределений интенсивности порядка 10^{-12} . Таким образом, была решена задача определения модового состава излучения по теоретическо-



Рис. 1. Оптическая схема экспериментальной установки

му распределению поля на выходе из волокна. Погрешность метода составила 0,001%.

В эксперименте информацию о комплексном световом поле, распространяющемся в оптическом волокне, невозможно получить прямыми измерениями. Данная информация может быть получена с помощью алгоритма Гершберга-Сэкстона [9], который позволяет восстанавливать поле по двум распределениям интенсивностей в ближнем и дальнем полях. Для получения информации о комплексном световом поле регистрировалось распределение интенсивности на выходе из волокна в ближней и дальней зоне. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1.

Излучение He-Ne лазера с длиной волны $\lambda = 0,633$ мкм, ослабленное фильтром, проходило через экран с диафрагмой и фокусировалось на торец оптического волокна тонкой собирающей линзой с фокусным расстоянием $f = 2$ см. Для экспериментальных исследований использовалось оптическое волокно с диаметром сердцевины 9 мкм и длиной 50 см. После прохождения через волокно свет попадал на активный элемент ПЗС камеры с размером чувствительной области 5,2x3,9 мм. Таким образом регистрировалось распределение интенсивности в дальнем поле. Для получения распределения интенсивности в ближнем поле между выходным торцом волокна и активным элементом ПЗС камеры устанавливался 40-кратный объектив с числовой апертурой 0,65. Зарегистрированные распределения интенсивности на выходе из волокна в ближнем и дальнем полях представлены на рис. 2.



Рис. 2. Распределения интенсивностей в ближнем (а) и дальнем (б) полях

Распределения интенсивности в ближнем и дальнем поле использовались для восстановления фазы комплексного светового поля в ближней зоне, т.е. на торце волокна, на основе алгоритма Гершберга-Сэкстона. Моделирование осуществлялось в пакете MatLab с использованием итерационной процедуры с быстрым преобразованием Фурье, восстановленное фазовое распределение представлено на рис. 3 б. Погрешность метода составила $6,7 \cdot 10^{-15}$, погрешность рассчитывалась как среднеквадратичное отклонение между текущим амплитудным распределением и исходным экспериментальным распределением дальнего поля на конечной итерации.

Таким способом была получена информация о комплексном световом поле на выходном торце волокна. Задача определения модового состава излучения решалась разложением комплексного светового поля, распространяющегося в оптическом волокне, на выходном торце волокна по неортогональным модам. В целом экспериментальный метод определения модового состава излучения отличается от теоретического метода только тем, что в теоретическом методе известны заданные коэффициенты, с которыми впоследствии осуществляется сравнение. Для определения модового состава излучения по экспериментальному распределению поля на выходном торце волокна, распределение поля раскладывалось по неортогональным модам, и составлялась система линейных уравнений (4). В оптическом волокне с данными параметрами и длиной волны света распространяются четыре поляризационные моды m_i . Решение системы линейных уравнений (4) позволило получить комплексные коэффициенты C_i при модах m_i (табл. 1).

Таблица 1. Амплитудные коэффициенты C_a^+ , C_a^- и фазовые коэффициенты C_φ^+ , C_φ^- для каждой из пар m, N .

m	N	C_a^+	C_φ^+	C_a^-	C_φ^-
0	1	0,0174	-2,7155	0,0174	2,3159
0	2	0,0096	-1,9498	0,0096	1,5688
1	1	0,8848	-0,4625	1,0000	-0,1677
2	1	0,0200	0,5680	0,0622	0,2955

Экспериментально измеренное и рассчитанное с вычисленными коэффициентами распределения интенсивности на выходном торце волокна представлены на рис. 3. Из рис. 3 видно, что наблюдается хорошее соот-

ветствие между экспериментально зарегистрированным и рассчитанным распределением интенсивности.

Таким образом, предложен и реализован метод, позволяющий определить модовый состав излучения, распространяющегося в многомодовом оптическом волокне, по известному распределению поля на выходном торце волокна. Получено хорошее соответствие между экспериментально зарегистрированными и рассчитанными распределениями интенсивности и фазы.

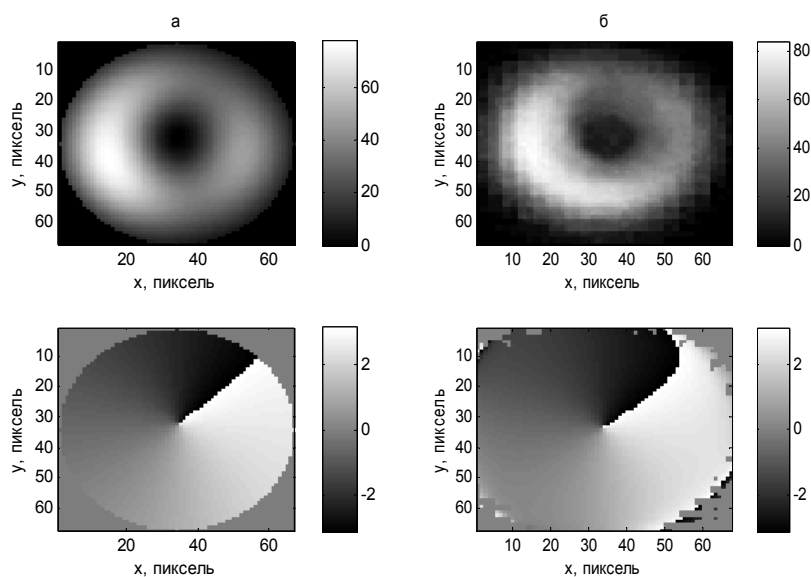


Рис. 3. Распределения интенсивности и фазы: рассчитанное с вычисленными коэффициентами (а), экспериментально измеренное (б)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Saffman, M. Mode multiplexing and holographic demultiplexing communication channels on a multimode fiber / M. Saffman, D.Z. Anderson // Optics Letters. – 1991. – V. 16, № 5. – P. 300–302.
2. Stuart, H.R. Dispersive multiplexing in multimode optical fiber / H.R Stuart // Science. – 2000. – V. 289, № 5477. – P. 281–283.
3. Tai, A.M. Transmission of two-dimensional images though a single fiber by wavelength-time encoding / A.M. Tai, A.A. Friesem // Optics Letters. – 1983. – V. 8, № 1. – P. 57–59.
4. Kaiser, T. Complete modal decomposition for optical fibers using CGH-based correlation filters / T. Kaiser, D. Flamm, S. Schroter, M. Duparre // Optics Express. – 2009. – V. 17, № 11. – P. 9347–9356.

5. Shapira, O. Complete modal decomposition for optical waveguides / O. Shapira, A.F. Abouraddy, J.D. Joannopoulos, Y. Fink // *Physical Review Letters*. – 2005. – V. 94, № 14. – P. 143902.
6. Большаков, М.В. Определение модового состава излучения, распространяющегося в маломодовом оптическом волокне / М.В. Большаков, М.А. Комарова, Н.Д. Кундикова // *Вестник ЮУрГУ. Серия «Математика. Механика. Физика»*. – 2012. – Вып. 7. - № 34(293). С. 138-141.
7. Bolshakov M. Optical effects connected with coherent polarized light propagation through a step-index fiber / M. Bolshakov, A. Ershov, N. Kundikova – Joint Nonlinear Optics Laboratory of the Electrophysics Institute and South Ural State University, 2012. - 249-275 p.
8. Курант Р. Методы математической физики / Р. Курант, Д. Гильберт. - М.-Л.: ГИТТЛ, 1951. – Т. 1. – 476 с.
9. Fienup J.R. Phase retrieval algorithms: comparison / J.R. Fienap // *Applied Optics*. – 1982. – V. 21, № 15. – P. 2758–2769.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОГО ДАТЧИКА МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ОСНОВЕ ЖЕЛЕЗО-ИТТРИЕВОГО ГРАНАТА

О.Г. Бабаев, А.М. Уденеев, Д.А. Прилуцкий

Самарский государственный аэрокосмический университет

им. академика С.П. Королева (НИУ)

(443861, г. Самара, Московское шоссе, 34)

e-mail: orbaev@yandex.ru

АННОТАЦИЯ

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию магнитооптических свойств железо-иттриевого граната (ЖИГ), используемого в качестве чувствительного элемента волоконно-оптического датчика (ВОД) магнитного поля. Приведена структурная схема экспериментального стенда и методика измерения. Изучен эффект Фарадея в ряде образцов ЖИГ с различной толщиной эпитаксиального слоя и установлено наличие магнитного гистерезиса. Даны рекомендации по конструкции разрабатываемого датчика.

1. ВВЕДЕНИЕ

В условиях высоких требований пожаро- и взрывобезопасности систем контроля и управления различных объектов (инфраструктура нефтегазового комплекса, химической промышленности, топливные баки ракетополетов и пр.) перспективно использование волоконно-оптических датчиков. Их преимущество заключается в электронейтральности ВОД, т.е. в отсутствии электрических сигналов в непосредственной близости от точки измерения.

Наиболее перспективным признано использование в этих датчиках эффекта Фарадея (вращение плоскости поляризации электромагнитных волн в веществе под действием продольного магнитного поля). Установлено, что этот эффект наиболее сильно проявляется для видимого диапазона длин волн у ЖИГ. Следует также отметить, что чувствительные элементы на основе тонких пленок могут иметь малые размеры и слабо влиять на распределение магнитного поля в волноводах [1].

Цель экспериментальных исследований заключается в определении зависимости оптических свойств ЖИГ от напряженности магнитного поля. Если зависимости имеют хорошую повторяемость, монотонный характер и минимальный гистерезис, то они достаточно просто аппроксимируются. Следовательно, возможно использование экспериментальных зависимостей при разработке ВОД магнитного поля.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

2.1. Принцип действия ВОД магнитного поля

Принцип действия разрабатываемого ВОД магнитного поля соответствует оптической схеме, приведенной на рис. 1.

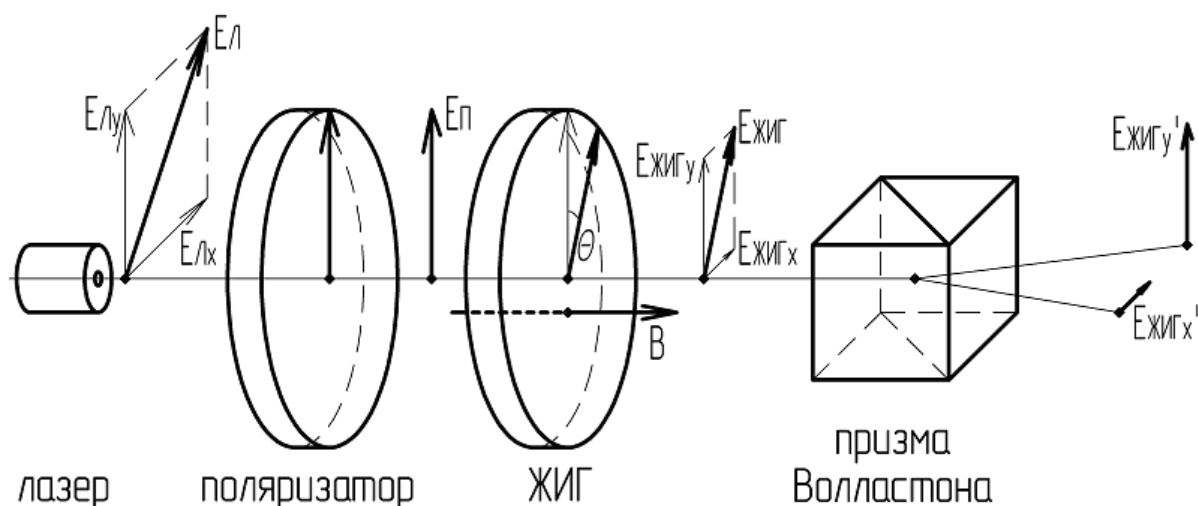


Рис.1. Оптическая схема ВОД магнитного поля

Свет от лазерного источника излучения с вектором поляризации E_L проходит через поляризатор, который выделяет E_{Ly} -составляющую. Под воздействием продольного магнитного поля B в ЖИГ происходит поворот плоскости поляризации E_P на угол θ . Призма Волластона производит деление луча с поляризацией $E_{ЖИГ}$ на два луча с ортогональной поляризацией $E_{ЖИГ_x'}$ и $E_{ЖИГ_y'}$. В зависимости от значения индукции наведенного на ЖИГ магнитного поля изменяется угол поворота плоскости поляризации θ , и, соответственно, изменяется соотношение между векторами $E_{ЖИГ_x'}$ и $E_{ЖИГ_y'}$. В системах контроля, использующих реальный ВОД, индукция (напряженность) магнитного поля определяется по изменению соотношения векторов $E_{ЖИГ_x'}$ и $E_{ЖИГ_y'}$.

2.2. Описание экспериментального стенда

Структурная схема экспериментального стенда приведена на рис. 2. Лазерный источник излучения (лазер), питаемый блоком питания БП1, создает коллимированный пучок света с длиной волны 650 нм и мощностью 5мВт. Пучок света подводится к точке измерения через многомодовое оптоволокно (м.м. ОВ), к торцам которого приклеены две четвертьволновые градиентные линзы для ввода и вывода коллимированного излучения (прием. градан, изл. градан). Пучок света от излучающего градана проходит через плёночный поляризатор и сапфировую подложку с эпитаксиальным слоем ЖИГ. Поляризатор и ЖИГ жёстко закреплены в одной поворотной оправе, с помощью которой задаётся начальный угол поляризации светового пучка. Далее световой пучок отражается от зеркала и разделяется призмой Волластона на две составляющие с ортогональной поляризацией. Эти пучки фиксируются ПЗС–матрицей цифровой видеокамеры для определения их интенсивностей. Видеокамера подключена к ПК, с помощью которого производится настройка параметров видеокамеры (разрешение, частота кадров, время выдержки, баланс цветов, усиление) и обработка видеопотока. С изменением зазора между постоянным магнитом (М) и ЖИГ меняется величина напряженности магнитного поля, и в ЖИГ начинается вращение плоскости поляризации – возникает эффект Фарадея [2,3]. Зеркало устанавливается под углом 45 град для минимизации зазора между магнитом и ЖИГ. Если ось поляризации ЖИГ приближается к направлению поляризации светового пучка, то интенсивность соответствующего светового пятна увеличивается. Если ось поляризации ЖИГ отклоняется от направления поляризации светового пучка, то интенсивность соответствующего светового пятна уменьшается. ПЗС–матрица регистрирует изменение интенсивностей падающих на неё пучков света. Величина зазора между М и ЖИГ устанавливается с помощью моторизованного винта (МВ) 8MS00-25 фирмы Standa с разрешением по шагу 1,25 мкм и диапазоном перемещения 25 мм. МВ управляется контроллером шагового двигателя (КШД) 8SMC3-RS232 фирмы Standa. С помощью персонального компьютера (ПК) оператор программно задает параметры перемещения: направление перемещения, количество шагов за одно перемещение и количество перемещений. Величина напряженности магнитного поля регистрируется датчиком Холла Honeywell SS495A1, расположенным в непо-

средственной близости от ЖИГ. Датчик Холла подключен к блоку питания БП2 и обеспечивает измерение индукции магнитного поля в диапазоне $(-670...+670)$ Гаусс при чувствительности 3,125 мВ/Гаусс. Показания с датчика Холла снимаются при помощи цифрового вольтметра (V), подключенного к ПК. Управление МВ, снятие показаний с вольтметра и обработка видеопотока производится программой, написанной в среде Matlab2010. Обработка видеопотока и настройка параметров видеокамеры осуществляется при помощи Image Acquisition Toolbox, встроенного в Matlab2010 [4].

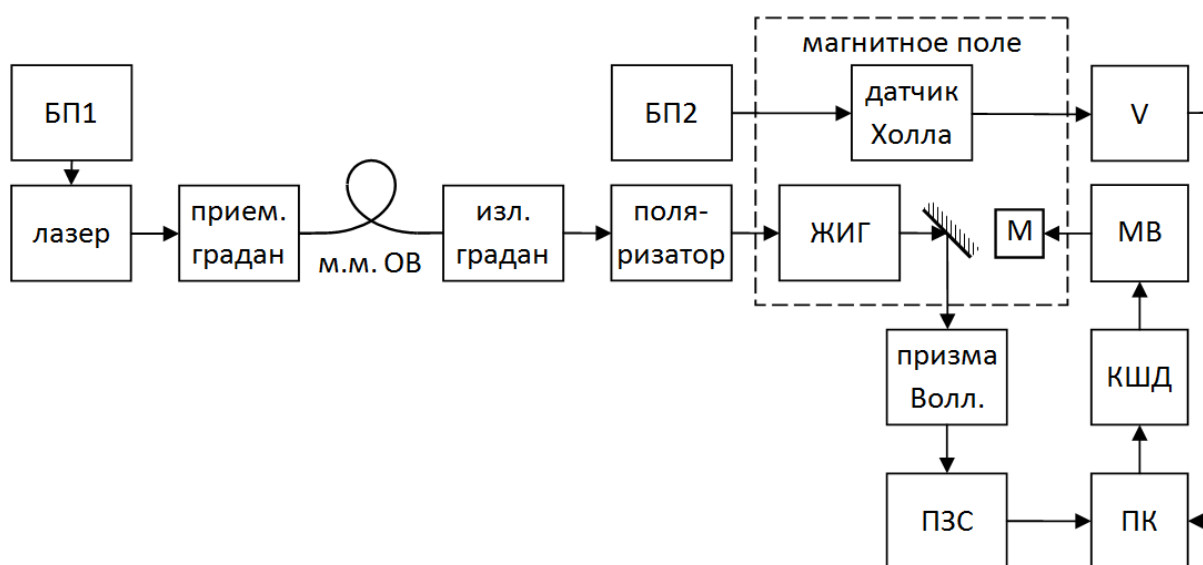


Рис.2. Структурная схема экспериментального стенда

2.3. Методика проведения эксперимента

При проведении эксперимента соблюдалась определенная последовательность действий, приведенная ниже.

Первоначально производится установка исследуемого образца ЖИГ. С помощью поворотной оправы добиваемся максимальной интенсивности одного из пятен, при этом пиксели ПЗС–матрицы не должны уходить в насыщение. Соблюдение данного условия обеспечивается регулировкой времени выдержки видеокамеры в управляющей программе. Затем устанавливается угол начальной поляризации ЖИГ так, чтобы интенсивности световых пучков были приблизительно равны.

После настройки стенда в управляющей программе задаются направление, диапазон и количество перемещений моторизованного винта. Производится запуск стенда. После каждого перемещения зазор между магнитом и ЖИГ уменьшается. ПЗС–матрица регистрирует изменение интен-

сивностей падающих на неё пучков света. Программа рассчитывает отношение интенсивностей согласно формуле (1):

$$Y = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2}, \quad (1)$$

где Y - отношение интенсивностей световых пятен;

I_1 - интенсивность первого светового пятна;

I_2 - интенсивность второго светового пятна.

Программа опрашивает вольтметр и рассчитывает значение напряженности магнитного поля, воздействующего на ЖИГ, согласно формуле (2):

$$H = \frac{4\pi \cdot 10^{-3} \cdot (U - U_{\text{амп}})}{\mu\mu_0 S}, \quad (2)$$

где H - напряженность магнитного поля, Эрстед;

U - выходное напряжение датчика Холла, В;

$U_{\text{амп}}$ - выходное напряжение датчика Холла при отсутствии воздействия магнитного поля, В;

$\mu = 1,000038$ - магнитная проницаемость воздуха;

$\mu_0 = 1,25663706 \cdot 10^{-6}$ - магнитная проницаемость вакуума;

$S = 31,25$ В/Тл - чувствительность датчика Холла.

При достижении минимального зазора между ЖИГ и магнитом, МВ начинает обратное перемещение. Это необходимо для определения гистерезиса магнитооптических свойств ЖИГ. По результатам измерений (напряженности магнитного поля, интенсивности двух пучков света) программа строит графические зависимости $I_1(H)$, $I_2(H)$, $Y(H)$.

2.4. Результаты измерений

Результаты измерений (рис. 3) показывают, что зависимость отношения интенсивности световых пятен от изменения напряженности магнитного поля в пределах 30-170 Эрстед носит экспоненциальный характер. Величина гистерезиса между кривыми $Y_{\text{пр}}(H)$ и $Y_{\text{обр}}(H)$, полученными, соответственно, при движении магнита в прямом и обратном направлении, весьма мала. Для повышения чувствительности датчика рекомендуется реализовывать многопроходные конструкции. Простейший случай - двухпроходная конструкция, использующая ЖИГ с напылением зеркального слоя на свободную сторону сапфировой подложки. Диапазон измерения

ВОД зависит от толщины эпитаксиального слоя ЖИГ. Это существенно облегчает производство и калибровку однотипных ВОД, так как чувствительные элементы датчиков изготавливаются в едином технологическом процессе.

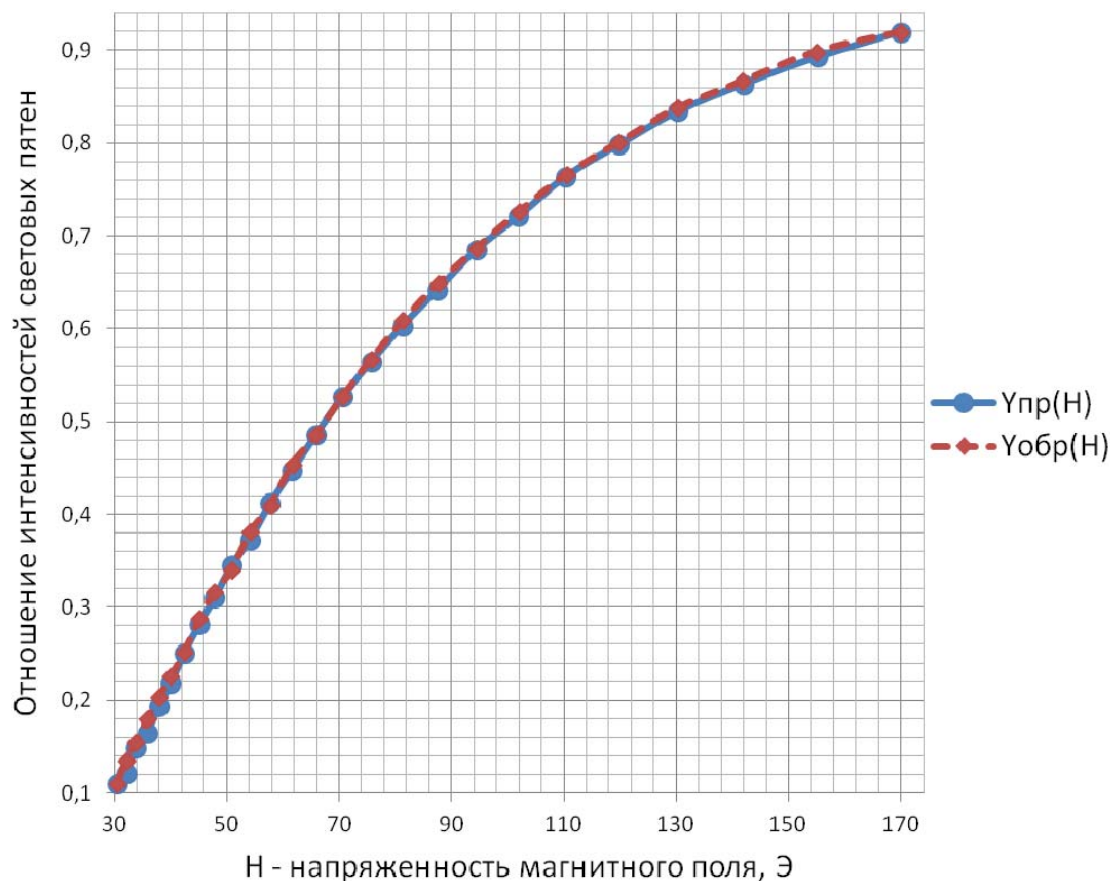


Рис. 3. Зависимость отношения интенсивностей световых пятен от напряженности магнитного поля

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных исследований подтверждена возможность использования экспериментально полученной зависимости при создании ВОД магнитного поля с необходимой чувствительностью и диапазоном измерения. Показано наличие незначительного гистерезиса магнитооптических свойств ЖИГ. Предложен метод повышения чувствительности ВОД.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В.Ш. Берикашвили, В.С. Чижев, М.Я. Яковлев, Волоконно-оптические датчики на пленках ЖИГ с VI для измерения напряженности магнитного поля и силы тока. // Журнал радиоэлектроники РАН №4, 2002.

2. Б.А. Гижевский, Ю.П. Сухоруков и др., Оптические и магнитооптические свойства наноструктурного железо-иттриевого граната. // Физика твердого тела, 2009, том 51, вып. 9, с. 1729-1734.
3. В.В. Рандошкин, А.Я. Червоненкис, Прикладная магнитооптика // М: Энергоатомиздат, 1990, 320 с.
4. <http://matlab.exponenta.ru/imageacquis/index.php> [Электронный ресурс]

ДИАГНОСТИКА НОВООБРАЗОВАНИЙ КОЖИ *EX VIVO* И *IN VIVO* МЕТОДОМ СПЕКТРОСКОПИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ

Д.Н. Артемьев, В.П. Захаров, И.А. Братченко

Самарский государственный аэрокосмический университет

им. С.П. Королёва, НИЛ-96 «Фотоника»

(443086, г. Самара, ул. Московское шоссе, 34)

e-mail: artemyevdn@gmail.com

АННОТАЦИЯ

Разработаны фазовые методы определения типа новообразований кожи *ex vivo* и *in vivo*, основанные на локализации в фазовой плоскости изменений спектральных интенсивностей комбинационного рассеяния в полосах 1300-1340, 1430-1460 и 1640-1680 см⁻¹. На основании *ex vivo* экспериментов, проведенных на 38 образцах кожи с новообразованиями, показано, что чувствительность предложенного фазового метода 87,5%, а специфичность 93,3%. При проведении экспериментов *in vivo* было исследовано 50 образцов, при этом чувствительность разработанного двухстадийного фазового метода составила 88,9% и специфичность 87,8%.

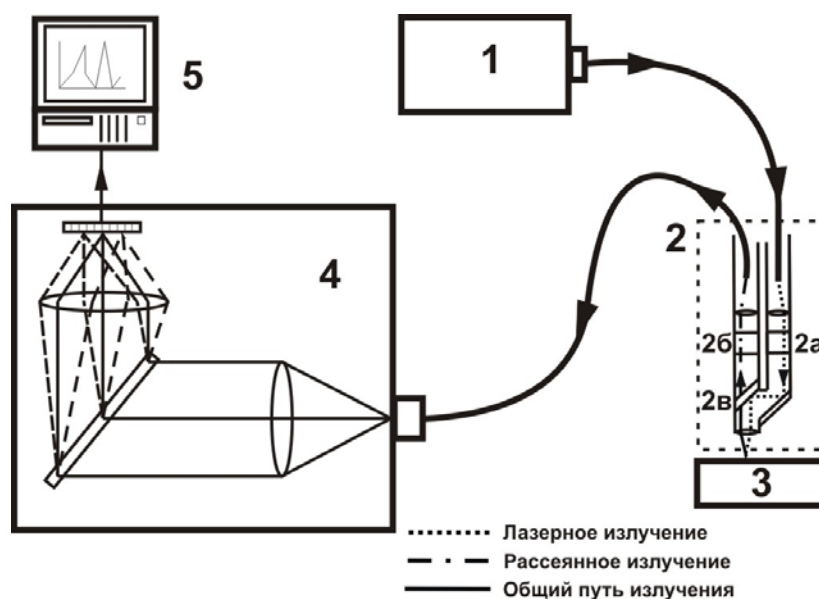
1. ВВЕДЕНИЕ

Злокачественные новообразования кожи являются одними из самых распространенных видов онкологических заболеваний [1], и число вновь регистрируемых случаев ежегодно существенно увеличивается [2], так с 1950 года количество выявляемой злокачественной меланомы кожи повысилось в пять раз. Показатели эффективности диагностики меланоцитарных новообразований на этапе общей врачебной сети остаются неудовлетворительными, что связано со сложностью интерпретации клинических дифференциальных признаков новообразований на ранней стадии и невозможностью использовать инвазивные (биопсия с последующим гистологическим или цитологическим исследованием) методы подтверждения диагноза. В связи с этим необходимо использование инструментальных методов диагностики.

Одним из наиболее эффективных методов является спектроскопия комбинационного рассеяния [3]. Целью данной работы является разработка фазовых методов анализа комбинационного рассеяния кожи для дифференциальной диагностики типа новообразования.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Экспериментальная установка, использовавшаяся в наших экспериментах, представлена на рисунке 1. Термостабилизированный лазер 1 разработан на основе полупроводникового лазерного модуля LML-785.0RB-04 и обеспечивает генерацию лазерного излучения мощностью 200 ± 50 мВт (с шагом позиционирования 0.1 мВт), длиной волны излучения 785 нм и шириной спектра илучения, не превышающей 1.3 см^{-1} . Регистрация диффузно-рассеянного излучения от исследуемого образца 3 осуществляется с помощью 3-х зеркального спектрографа 4 Sharmrock SR-303i с интегрированной камерой ANDOR DV-420A-OE, матрица которой захлаживается до -60°C . Использование данного спектрографа обеспечивает разрешение 0.05 нм при низком уровне собственных шумов.



1 – лазер, 2 – оптический модуль, включающий узкополосный фильтр 2а, широкополосный фильтр 2б, дихроичное зеркало 2в, 3 – исследуемый образец, 4 – спектрограф с цифровой камерой, 5 – компьютер

Рис. 1 Оптическая схема экспериментальной установки

Для выделения комбинационного рассеяния использовался оптический модуль 2, который включал в себя узкополосный фильтр 2а, отсекающий комбинационный и флуоресцентный вклад волоконного подвода излучения возбуждающего лазера к объекту исследования 3, а широкополосный фильтр 2б и дихроичное зеркало 2в предотвращают попадание излучения возбуждающего лазера в регистрирующий тракт спектрографа 4.

Экспериментальные исследования проводились *in vivo* и *ex vivo* и были одобрены комитетом по биоэтике Самарского государственного медицинского университета. В качестве объектов исследований были использованы образцы различных новообразований кожи человека: меланомы, базальноклеточный рак (базалиома), плоскоклеточный рак, пигментный невус и доброкачественные опухоли. Для каждого образца проводился гистологическое исследование с установлением окончательного диагноза.

3. АНАЛИЗ КР СПЕКТРОВ НОВООБРАЗОВАНИЙ И КОЖИ

Ввиду высокой концентрации пигментов кожа человека характеризуется высоким уровнем автофлуоресценции при облучении лазерным излучением ближнего ИК-спектра. Для исключения вклада автофлуоресценции в спектр комбинационного рассеяния использовался метод полиномиальной аппроксимации, предложенной ранее в работе [4]. В отличие от [4], нами проводилась дополнительная фильтрация случайных шумовых эффектов.

Характерные нормированные спектры комбинационного рассеяния для новообразований и нормальной кожи представлены на рисунке 2. Видно, что максимум спектра комбинационного рассеяния соответствует сдвигу КР 1450 см^{-1} (полоса $1430\text{--}1460\text{ см}^{-1}$), которой отвечает изгибная мода колебаний CH_2/CH_3 . Наряду с данной полосой уверенно регистрируются полосы $1240\text{--}1280\text{ см}^{-1}$ (продольная мода колебаний CN), $1300\text{--}1340\text{ см}^{-1}$ (изгибные и скручивающие моды связи CH_2), $1540\text{--}1580\text{ см}^{-1}$ (деформационная мода связи $\text{C}=\text{C}$ и триптофана), $1640\text{--}1680\text{ см}^{-1}$ (продольная колебательная мода $\text{C}=\text{O}$ в Амидах) [8].

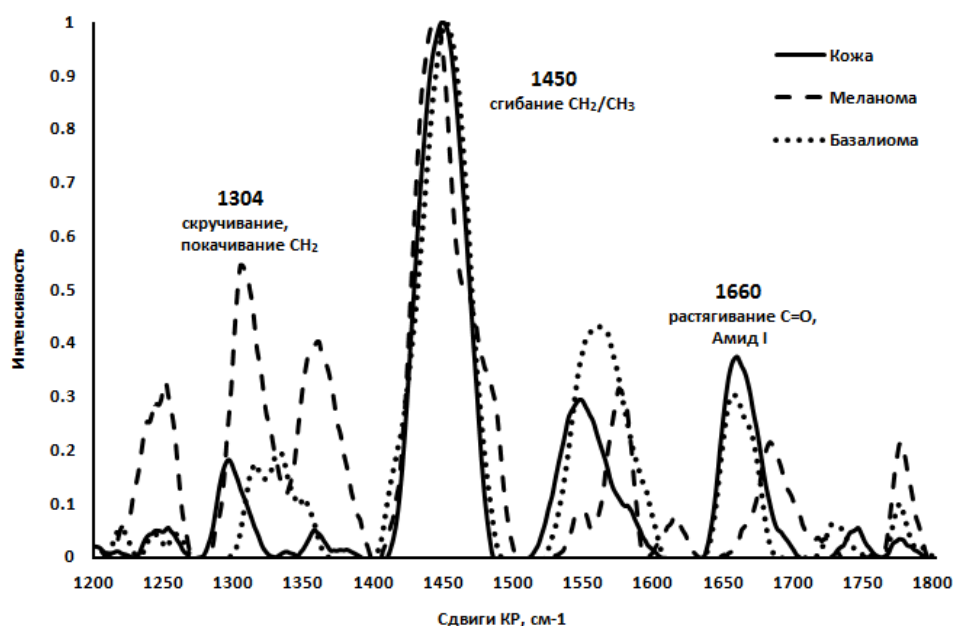


Рис. 2. Нормализованные спектры комбинационного рассеяния здоровой кожи, меланомы и базальноклеточного рака в области 1200-1800 см^{-1}

Наиболее существенные изменения в спектрах комбинационного рассеяния новообразований по сравнению со спектрами нормальной кожи наблюдается в полосах 1300-1340 и 1640-1680 см^{-1} . Для меланомы характерно возрастание интенсивности пика в полосе 1300-1340 см^{-1} . Причем, если для полосы 1640-1680 см^{-1} наблюдается спад интенсивности комбинационного рассеяния для всех типов злокачественных новообразований, то в полосе 1300-1340 см^{-1} имеет место повышение интенсивности комбинационного рассеяния для меланомы по сравнению с нормальной кожей.

Изменение спектров комбинационного рассеяния на наш взгляд связано с увеличением концентрации нуклеиновых кислот и структуры белков [5] в области новообразования, а падение интенсивности в области 1450 см^{-1} , по-видимому, объясняется снижением плотности белков, встроенных в мембрану клеток новообразований, и увеличением общего удельного веса данных клеток.

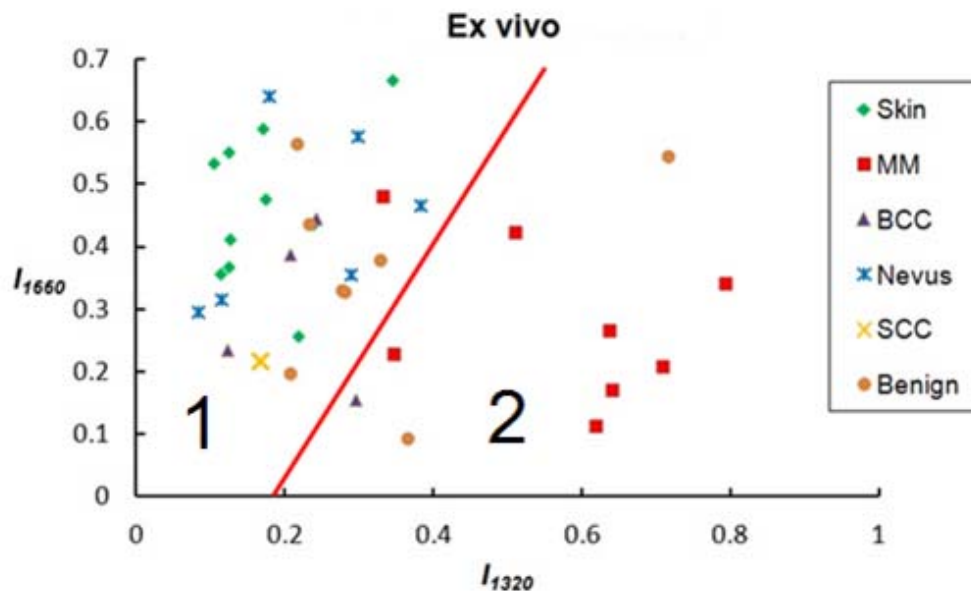
4. МЕТОД ДИАГНОСТИКИ КОЖНЫХ НОВООБРАЗОВАНИЙ

Проведенные исследования позволяют сформулировать фазовые критерии определения типа кожных новообразований. Для этих целей введем два фазовые характеристики: отношением максимумов интенсивности рассеяния I_{1320} в полосе 1300-1340 см^{-1} и I_{1660} в полосе 1640-1680 см^{-1} по

отношению к интенсивности КР в полосе 1440-1460 см⁻¹. Тогда каждое измерение может быть представлено в виде точки на фазовой плоскости I₁₃₂₀ - I₁₆₆₀ (рисунок 3). Используя в качестве эталонного метода гистологические исследования образцов, приводящиеся независимо от спектральных измерений, каждая экспериментальная точка на фазовой плоскости может быть отнесена к одной из форм рака или здоровой коже. Это позволяет ввести способ оптической идентификации новообразований кожи: фазовая область 1 соответствует нормальной коже и немеланомным новообразованиям, область 2 - меланоме.

Всего было исследовано 38 образцов здоровой кожи и новообразований (8 меланом, 4 базалиомы, 6 невусов, 6 доброкачественных опухолей, 1- плоскоклеточный рак, 13 образцов нормальной кожи). Чувствительность и специфичность предложенного метода диагностики меланомы составили 87,5% и 90%.

Следует также отметить, что специфичность фазового метода идентификации меланомы выше, чем в пороговых методах [5 - 7], что позволяет сделать вывод о низкой вероятности ложной идентификации заболевания, которая не превышает 10%.



Область 1 – немеланомные новообразования (BCC- базалиома, Nevus – невус, SCC – плоскоклеточный рак, Benign – доброкачественные опухоли) и нормальная кожа (Skin), область 2 – меланома (MM).

Рис. 3. Классификация новообразований фазовым методом *ex vivo*

Для проведения исследований *in vivo* был предложен двухстадийный фазовый метод. Первый этап которого является фазовым методом описанным выше. Результаты исследований *in vivo* фазовым методом представлены на рисунке 4 (1 step).

Всего было исследовано 50 образцов здоровой кожи (27) и новообразований (9 меланом, 9 базалиом, 2 невуса, 2 доброкачественные опухоли, 1 плоскоклеточный рак). Для фазового метода чувствительность определения меланомы составила 77,8% а специфичность 90,2%. Невысокое значение чувствительности метода по сравнению с экспериментами *ex vivo* может стать препятствием клинического приложения для скрининговых исследований. В связи с этим был предложен второй этап анализа.

Для создания второго этапа метода рассмотрим абсолютные изменения интенсивностей в полосах 1320, 1450 и 1660 см^{-1} в ненормированных КР спектрах патологий относительно здоровой ткани. Т.е. выделяем 3 координаты спектра новообразования (I_{t1320} , I_{t1450} и I_{t1660}) и 3 координаты нормальной ткани (I_{n1320} , I_{n1450} и I_{n1660}), и вычисляем их разницу по абсолютной величине, нормированную на сумму интенсивностей в конкретной полосе ($\Delta I_{1320} = |I_{t1320} - I_{n1320}| / (I_{t1320} + I_{n1320})$ и т.д.). Последовательный анализ данных координат позволяет построить 3 фазовые плоскости (1: оси ΔI_{1320} и ΔI_{1450} , 2: оси ΔI_{1320} и ΔI_{1660} , 3: оси ΔI_{1450} и ΔI_{1660}), которые могут полезными для определения типа рака кожи.

С использованием двухстадийного метода чувствительность повысилась на 11% (88,9%), а специфичность при этом составила 87,8%.

Проанализировав полученные результаты, приходим к выводу, что двухстадийный метод позволяет существенно повысить точность диагностики меланомы при исследованиях патологий кожи с использованием абсолютных изменений интенсивностей в полосах 1320 и 1450 см^{-1} .

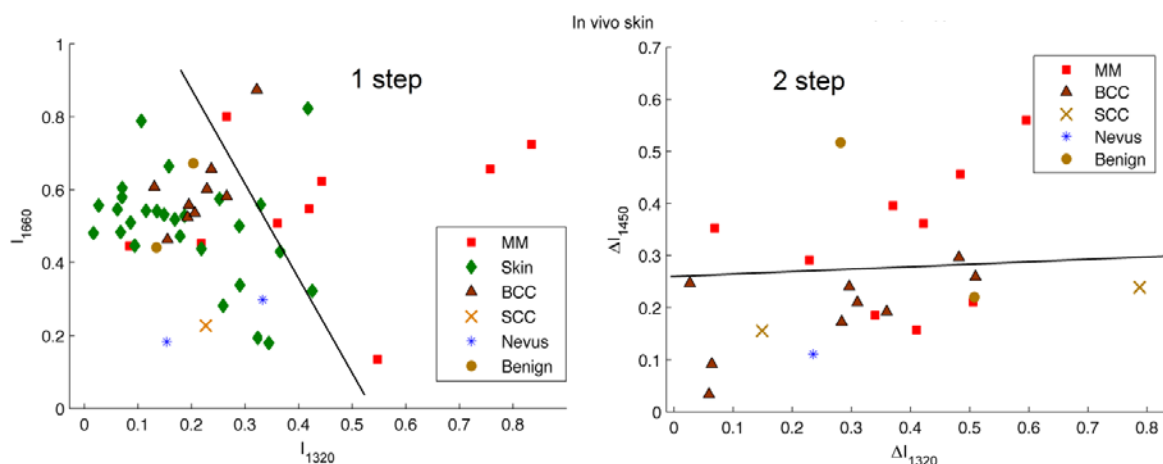


Рис. 4. Классификация опухолей двухстадийным методом *in vivo*

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эффективность предложенных фазовых методов диагностики кожных патологий в среднем на 5-10% выше по сравнению с другими методами диагностики [5, 8], основанными на анализе комбинационного рассеяния. Высокое значение чувствительности особенно важно для организации массового скрининга кожных заболеваний при профилактических осмотрах, т.к. в этом случае фазовый метод не дает ложных отрицательных результатов, и вероятность пропуска заболевания стремится к нулю.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Boyle P., Levin B., World cancer report 2008 / International Agency for Research on Cancer, 2008, 510 p.
2. Чиссов В.И., Старинский В.В., Петрова Г.В., Злокачественные новообразования в России в 2011 году (заболеваемость и смертность) / - М.: ФГБУ «МНИОИ им. П.А. Герцена» Минздрава России. 2013. - 289 с.
3. Keller M., Kanter E.M., Mahadevan-Jansen A. Raman spectroscopy for cancer diagnosis // Spectroscopy 21-11, 2006. P. 33-41.
4. Zhao J., Lui H., McLean D.I., Zeng H. Automated autofluorescence background subtraction algorithm for biomedical Raman spectroscopy // Society for applied spectroscopy, 2007, 61(11), P. 1225- 1232.
5. Vargis E., Mahadevan-Jansen A. Using Raman spectroscopy to detect malignant changes in tissues // Princeton instruments, 2011, Application note, P. 1-5.
6. Gniadecka M., Philipsen P.A., Sigurdsson S., Wessel S., Nielsen O.F., Christensen D.H., Hercogova J., Rossen K., Thomsen H.K., Gniadecki R., Hansen L.K., Wulf H.C. Melanoma diagnosis by Raman spectroscopy and neural networks: structure alterations in proteins and lipids in intact cancer tissue // J Invest dermatol 122, 2004, P. 443-449.
7. Zhao J., Lui H., McLean D.I., Zeng H. Real-time Raman spectroscopy for noninvasive in vivo skin analysis and diagnosis // New developments in biomedical engineering, 24, 2010, P. 455-474
8. Zhao J., Lui H., McLean D.I., Zeng H., Real-time Raman spectroscopy for in vivo skin cancer diagnosis // Cancer Res. 2012. 72(10). P. 2491-2500

ДИОДНО-ЛАЗЕРНЫЙ МОДУЛЯЦИОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР ДЛЯ РАБОТЫ В РЕЖИМЕ РЕАЛЬНОГО ВРЕМЕНИ

Е.А. Воронцова, А.К. Чернышов

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

АННОТАЦИЯ

Разработан модуляционный спектрометр для исследования паров воды вблизи 830 нм. Отличительной особенностью спектрометра является возможность работы в двух режимах – быстродействующем и чувствительном. В качестве источника зондирующего излучения использован MQW диодный лазер с коротким внешним резонатором оригинальной конструкции.

1. ВВЕДЕНИЕ

Спектроскопия с модуляцией длины волны (WMS-спектроскопия) обеспечивает измерения с повышенной чувствительностью, что необходимо для анализа газовых смесей, как в фундаментальных исследованиях, так и при решении прикладных задач [1,2]. Типичный WMS-спектрометр на основе синхронного детектора обладает низким быстродействием, что делает затруднительным регистрацию молекулярного спектра в реальном времени. Однако в ряде важных спектроскопических методик, тем не менее, требуется одновременная регистрация нескольких линий поглощения [3].

В данной работе предлагается WMS-спектрометр, в котором предусмотрена возможность переключения между двумя режимами работы – быстродействующим и чувствительным. В быстродействующем режиме работы удобно проводить предварительную настройку прибора на заданный участок спектра путем регистрации в реальном времени нескольких близко расположенных высоко интенсивных линий. Чувствительный режим работы предназначен либо для измерения малых концентраций газов, либо для исследования профилей слабых молекулярных линий.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Схема двухрежимного диодно-лазерного WMS-спектрометра изображена на рис.1. В качестве источника зондирующего излучения ДЛ был использован диодный лазер (ELD83NPT50, Roithner Lasertechnik) с несколькими квантовыми ямами в активной области (MQW). MQW-диодные лазеры позволяют увеличить спектральный диапазон, перекрываемый с одним излучателем, но при этом излучают несколько продольных мод. Для подавления многомодовой генерации вблизи лазерной грани установлены два тонких покровных стекла (2 х М), которые формируют связанные интерферометры [4]. Несмотря на низкую добротность подобных интерферометров, они позволили эффективно проредить спектр лазера благодаря сильной конкуренции продольных мод по усилению. С помощью пьезокерамической подвижки с прикрепленными покровными стеклами 2 х М, резонансы внешних интерферометров перестраивались по частоте. Это позволяло выделять в спектре различные продольные моды и осуществлять грубую дискретную перестройку излучаемой длины волны лазера. Плавная настройка длины волны излучения диодного лазера на молекулярную линию обеспечивалась изменением температуры кристалла с помощью элемента Пельтье и контроллера температуры T .

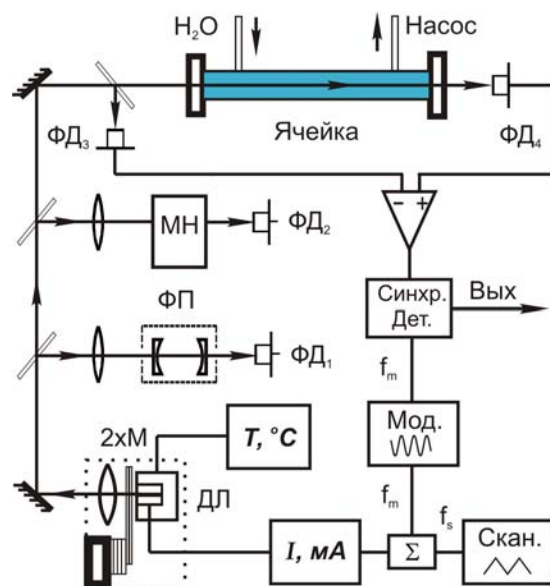


Рис. 1. Схема диодно-лазерного спектрометра с модуляцией длины волны. Обозначения: ДЛ – диодный лазер; М – покровное стекло; Синхр.Дет. – синхронный детектор; ФП – интерферометр Фабри-Перо; ФД – фотодетектор; МН – монохроматор

Для выполнения WMS-спектроскопии в контроллер тока накачки I подавались напряжения от двух генераторов. Пилообразный сигнал от генератора (Скан.) обеспечивал непрерывное сканирование лазерной частоты (вдоль нескольких десятков ГГц). Синусоидальное напряжение от генератора (Мод.) частотой 1 - 4 кГц использовалось для быстрой ЧМ-модуляции лазера и в качестве опорного сигнала синхронного детектора. С помощью решеточного монохроматора (МН) и конфокального интерферометра Фабри-Перо (ФП) осуществлялся контроль спектральных характеристик лазерного излучения.

В работе в качестве исследуемого газа были использованы пары воды, поскольку они легко доступны и к настоящему времени накоплен большой массив данных о ИК линиях поглощения H_2O [5]. Из стеклянной колбы с дистиллированной водой (ГОСТ 6709-72) пары напускались в измерительную 2х проходную ячейку длиной 1 м. Предварительная откачка ячейки выполнялась с помощью форвакуумного насоса (2НВР-5ДМ) и вакуумметра (термодат-12ВТС). С целью ослабления вариаций мощности оптического излучения, которые не связаны с поглощением в парах воды, в спектрометре применялась балансная схема детектирования, образованная фотодиодами ФД3, ФД4 и разностным усилителем.

При измерениях с высокой чувствительностью экспериментальная установка работает как обычный WMS-спектрометр с синхронным детектором, выделяющим наибольшую 1-ю гармонику в спектре сигнала поглощения, изменяющегося с частотой f_m . В этом режиме из-за необходимости медленного сканирования лазерной длины волны ($f_s \sim 10^{-3}$ Гц) выходной сигнал синхронного детектора должен регистрировался в течение нескольких минут с помощью графопостроителя. При этом форма сигнала будет близка к 1-ой производной от контура молекулярной линии.

Во втором режиме с высоким быстродействием в схеме на рис.1 синхронный детектор был переведен в режим дифференцирующего усилителя. Для этого генератор (Мод.) отключался от синхронного детектора и контроллера тока лазера, а частота сканирования f_s лазерной длины волны увеличивалась до 0,1 - 1 кГц. Дифференциальный усилитель с входным ВЧ-фильтром, настроенным на удвоенную частоту f_s подключался к аналоговому осциллографу. В этом случае на экране наблюдалась 2-ая гармоника сигнала поглощения, имеющая форму 2-ой производной от контура спектральной линии. Выбор спектра вторых производных обусловлен тем,

что он напоминает исходный молекулярный спектр и слабо зависит от изменений лазерной мощности не связанных с поглощением в ячейке.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Вначале был определен спектральный интервал, перекрываемый с выбранным диодным лазером. Для этого спектрометр был переключен в быстроедействующий режим работы так, чтобы на экране двухлучевого осциллографа наблюдались линии поглощения H_2O и резонансы пропускания контрольного интерферометра ФП с областью свободной дисперсии 1,4 ГГц. С помощью покровных стекол и изменения температуры ДЛ, спектрометр последовательно перестраивался вдоль доступного интервала длин волн. Грубо ширина перекрываемого спектра оценивалась по монохроматору МН. Более точно граничные длины волн определялись через сопоставление небольших наблюдаемых и модельных (из базы HITRAN) участков спектра H_2O . Результаты измерений представлены на рис. 2. В верхней части рисунка показан модельный спектр молекул воды центриро-

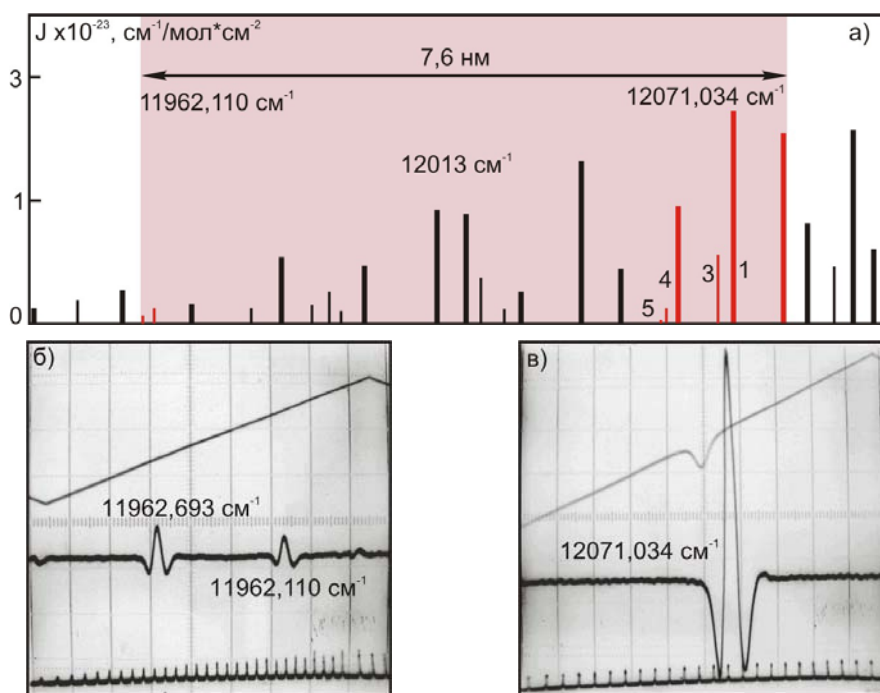


Рис. 2. Спектр H_2O : а) модельный спектр в полосе 0,0,0–2,1,1. Цветом выделен участок, перекрываемый спектрометром; б) и в) граничные молекулярные линии. Линии сверху отображают сигналы прямого поглощения, а в середине показаны их 2-ые гармоники. Внизу расположены резонансы пропускания контрольного интерферометра.

ванный на $12\,013\text{ см}^{-1}$, на который наложена полоса шириной $7,6\text{ нм}$ перекрываемая лазером. В нижней части рис. 2 приведены осциллограммы 2f-сигналов соответствующие наиболее длинноволновой (слева) и коротковолновой (справа) линиям H_2O из доступного с данным лазером набора.

Возможность наблюдения в быстродействующем режиме на экране аналогового осциллографа нескольких молекулярных линий демонстрируется на рис. 3а. Соответствующий модельный участок спектра, построенный с помощью базы данных HITRAN, представлен на рис. 3б. Частотный интервал между линиями 1-7 составляет $2,77\text{ см}^{-1}$, в тоже время полный интервал перестройки определенный по резонансам ФП равен $96,6\text{ ГГц}$ ($3,22\text{ см}^{-1}$).

Для сравнения чувствительности спектрометра в двух измерительных режимах участок спектра между линиями 4-7 на рис. 3 был исследован более подробно. Результаты представлены на рис. 4. В верхней части этого рисунка представлен модельный спектр из базы HITRAN [5], при этом ось ординат здесь имеет логарифмический масштаб. Видно что вблизи линии 4 присутствуют линии с интенсивностями порядка $10^{-26}\text{ см}^{-1}/(\text{мол}\cdot\text{см}^{-2})$. Слева внизу представлен тот же участок спектра, зарегистрированный в быстродействующем режиме. При этом дополнительных линий вблизи линии 4 не наблюдается, а наиболее слабая линия 6 имеет интенсивность $3,8\times 10^{-25}\text{ см}^{-1}/(\text{мол}\cdot\text{см}^{-2})$, что соответствует чувствительности по

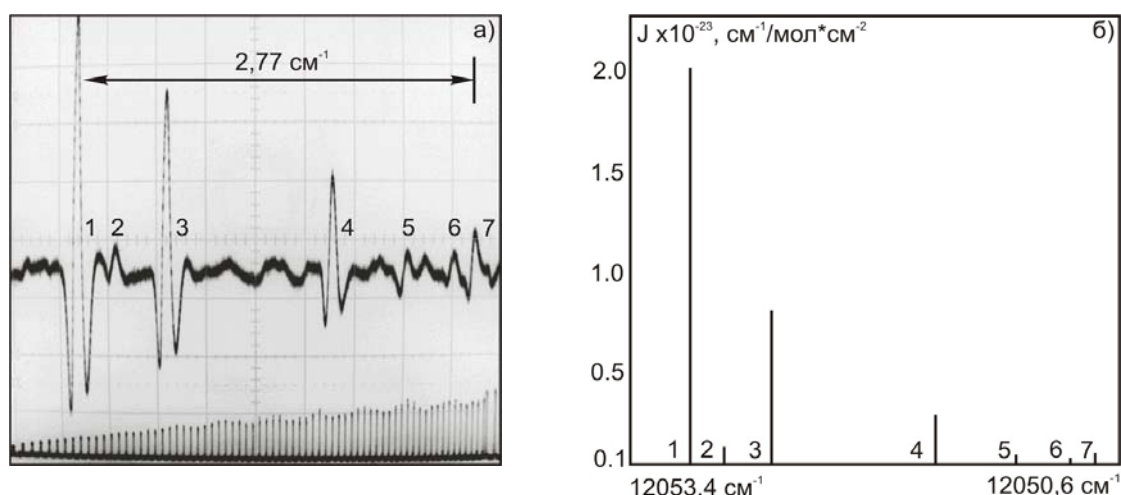


Рис.3. Одновременная регистрация нескольких линий в быстродействующем режиме: а) спектр 2-х производных на экране аналогового осциллографа; б) модельный спектр

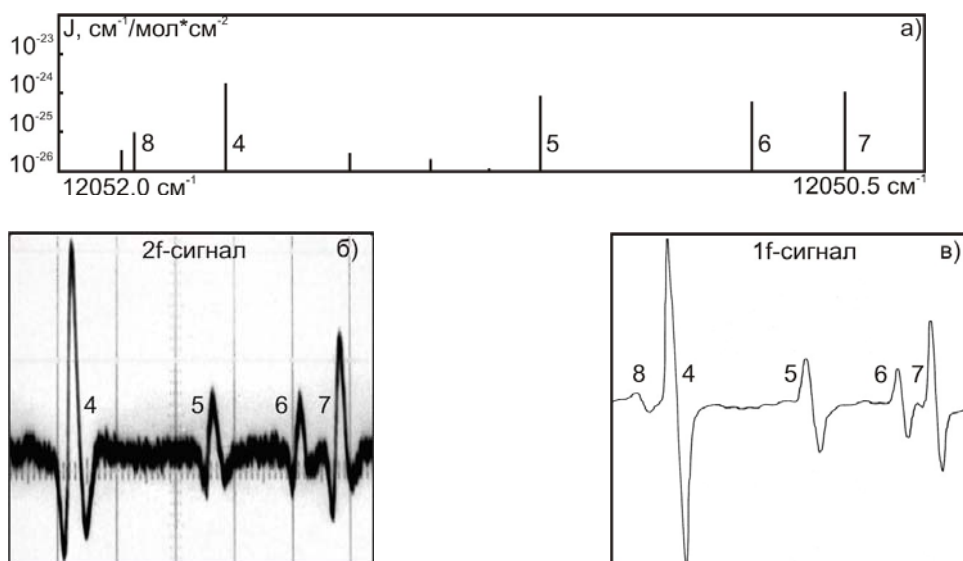


Рис. 4. Сравнение чувствительности в двух режимах работы спектрометра: а) модельный спектр; б) быстродействующий режим; в) чувствительный режим

поглощению 5×10^{-5} . Тот же участок спектра, прописанный во втором режиме при регистрации 1-f сигнала, показан справа внизу на рис. 4. Видно, что в этом случае слева от линии 4 наблюдается слабый резонанс, который соответствует линии 8 модельного спектра. Интенсивность линии 8 согласно HITRAN равна $7,7 \times 10^{-26} \text{ см}^{-1}/(\text{мол} \cdot \text{см}^{-2})$, что означает увеличение чувствительности спектрометра примерно в 5 раз до 9×10^{-6} .

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе описан диодно-лазерный спектрометр с быстродействующим и чувствительным режимами измерений. Для расширения доступного спектрального диапазона используется MQW-диодный лазер с коротким тандемным внешним резонатором, образованный двумя тонкими покровными стеклами. В быстродействующем режиме работы исследуемый участок спектра наблюдается в реальном времени на экране аналогового осциллографа. Это позволяет быстро идентифицировать наблюдаемый участок спектра, перенастроить лазер на интересующую молекулярную линию и, переключившись во второй режим работы зарегистрировать спектр с большей чувствительностью.

Работа выполнена при поддержке УНК ФИАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. E.C. Richard, K.K. Kelly, R.H. Winkler, et al., A fast-response near-infrared tunable laser absorption spectrometer for in situ measurements of CH₄ in the upper troposphere and lower stratosphere // *Applied Physics B*, 2002, v. 75, p. 183–194.
2. Е.В. Степанов, Лазерный анализ изотопического отношения углерода ¹³C/¹²C в CO₂ выдыхаемого воздуха // *Квантовая электроника*, 2002, в.32, №11, с.981-986.
3. M.A. Bolshov, Y.A. Kyritsyn, V.V. Liger, et.al., Measurements of the temperature and water vapor concentration in a hot zone by tunable diode laser absorption spectrometry // *Applied Physics B*, 2010, v. 100, p. 397–407.
4. A. Zybin, K. Niemax, Improvement of the wavelength tunability of etalon-type laser diodes and mode recognition and stabilization in diode laser spectrometers // *Spectrochimica Acta Part B*, 1997, v. 52, p. 1215-1221.
5. <ftp://cfa-ftp.harvard.edu/pub/HITRAN2008/>

ОПИСАНИЕ ПРОХОЖДЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО СИГНАЛА В ЛИНЗОВОЙ СИСТЕМЕ НА ОСНОВЕ ЕГО РАЗЛОЖЕНИЯ ПО СФЕРОИДАЛЬНЫМ ФУНКЦИЯМ

М.С. Кириленко, С.Н. Хонина

*Самарский государственный аэрокосмический университет
имени академика С.П. Королёва,
кафедра Технической кибернетики
(443001, г. Самара, ул. Молодогвардейская, 151)*

АННОТАЦИЯ

Рассмотрены вытянутые угловые сфероидальные функции нулевого порядка и их свойства. Произведён расчёт сфероидальных функций при различных параметрах. Выполнено разложение одномерного гауссова пучка по сфероидальным функциям, позволившее оценить искажение данного оптического сигнала при прохождении через линзовую систему. Показана возможность формирования оптического сигнала, передаваемого без искажений, в виде суперпозиции сфероидальных функций, согласованных с параметрами оптической системы.

1. ВВЕДЕНИЕ

Понятие коммуникационных мод [1] широко изучается и применяется в оптике на протяжении нескольких последних десятилетий [2-5]. Вытянутые угловые сфероидальные функции, которые образуют коммуникационные моды для квадратных апертур и преобразования Френеля, также хорошо известны и были изучены аналитически в 1960х годах [4, 6, 7].

Сфероидальные функции представляют собой полный набор функций с ограниченной спектральной полосой, которые ортогональны как на данном конечном интервале, так и на бесконечном интервале [6]. Суперпозиция данных функций, аппроксимирующая некоторое световое распределение, будет обладать инвариантным характером при прохождении через оптические линзовые системы с ограниченной апертурой.

В данной работе а основное интегральное преобразование принимается преобразование Фурье. Расписаны формулы для одномерного преобразования Фурье, и то, как от него перейти к двумерному. Рассматривается

разложение оптических сигналов по сфероидальным функциям, оцениваются погрешности аппроксимации, а также осуществляется применение оператора распространения к исходным полям и их аппроксимации. Демонстрируются инвариантные свойства аппроксимации как суперпозиции сфероидальных функций.

2. ПРИМЕНЕНИЕ СФЕРОИДАЛЬНЫХ ФУНКЦИЙ ДЛЯ ЗАДАЧИ ДИФРАКЦИИ

Рассмотрим монохроматическое скалярное поле, полученное в результате дифракции световой волны на отверстие в плоском экране (рисунок 1) [8].

Для плоского распределения вторичных источников значение поля в наблюдаемой точке может быть записано как:

$$U(\vec{r}) = \int_A G(\vec{r}, \vec{\rho}) U_0(\vec{\rho}) d^2 \vec{\rho}, \quad (1)$$

где $U_0(\vec{r})$ – значение поля на апертуре A (на рисунке 1);

$\vec{r} = (x, y, z)$ – наблюдаемая точка;

$\vec{\rho} = (\rho_x, \rho_y, 0)$ – координаты апертуры;

$U(\vec{r})$ – значение поля в точке $\vec{r}$;

$G(\vec{r}, \vec{\rho}) = -\frac{1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial z} \frac{\exp(ik|\vec{r} - \vec{\rho}|)}{|\vec{r} - \vec{\rho}|}$ – функция Грина описанной системы [9];

i – мнимая единица;

k – волновое число.

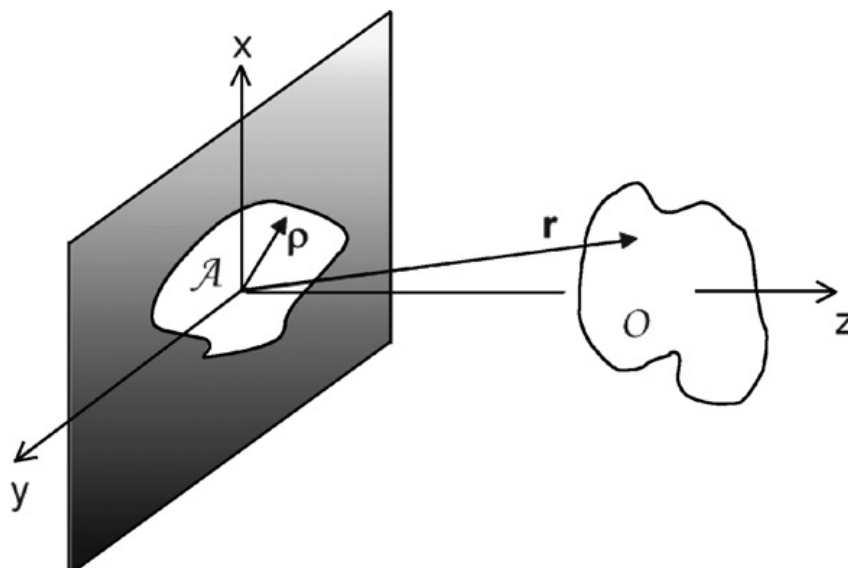


Рис. 1. Изображение геометрии системы

После помещения апертуры в начало координат третья координата на ней обращается в ноль. Обозначим также наблюдаемую область O и потребуем, чтобы она не перекрывалась с апертурой A . Разница между различными зонами дифракции определяется аппроксимацией функции Грина.

В дальнейшем будем рассматривать только физически реализуемые поля, т.е. такие поля, у которых амплитуды являются интегрируемыми в квадрате. В этом случае мы можем определить гильбертово пространство H_A .

Для задания гильбертова пространства определим скалярное произведение следующим образом:

$$(U_{01}, U_{02})_{H_A} = \int_A U_{01}(\vec{\rho}) U_{02}^*(\vec{\rho}) d^2 \vec{\rho}, \quad (2)$$

где U_{01}, U_{02} – два исходных поля на апертуре, а звёздочкой обозначено комплексное сопряжение.

Комплексные амплитуды поля на апертуре будем рассматривать как вектора гильбертова пространства.

Аналогичным образом мы можем определить гильбертово пространство H_O амплитуд поля в рассматриваемой области O на рисунке 1. Далее, введём оператор $\Gamma: H_A \rightarrow H_O$, который преобразует поле на апертуре A в поле на рассматриваемой области O . Другими словами, оператор переводит вектор из пространства H_A в пространство H_O :

$$U = \Gamma U_0, \quad (3)$$

где Γ определён как интеграл в выражении (1);

U_0 – исходное поле на апертуре, вектор-функция;

U – поле в рассматриваемой области, вектор-функция.

Если задать апертуру и рассматриваемые области ограниченными и непересекающимися, то можно показать, что оператор Γ является оператором Гильберта-Шмидта [10, 11], что говорит о существовании множества нормированных функций, являющихся решением задачи собственных значений и собственных функций

$$\Gamma^* \Gamma \Psi_n = |g_n|^2 \Psi_n, \quad (4)$$

и другого множества нормированных собственных функций

$$\Gamma \Gamma^* \Phi_n = |g_n|^2 \Phi_n, \quad (5)$$

где Ψ_n и Φ_n – собственные функции соответствующих операторов из уравнений (4) и (5);

$|g_n|^2$ – собственные значения;

Γ^* – оператор, сопряжённый к оператору Γ .

Причём функции Ψ_n и Φ_n связаны следующими соотношениями [12]:

$$\Gamma \Psi_n = g_n \Phi_n; \quad (6)$$

$$\Gamma^* \Phi_n = g_n^* \Psi_n. \quad (7)$$

Можно показать, что множества $\{\Psi_n\}$ и $\{\Phi_n\}$ являются полным базисом в пространствах H_A и H_O соответственно. Поэтому поле на апертуре можно представить следующим образом:

$$U_0(\vec{\rho}) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n \Psi_n(\vec{\rho}), \quad (8)$$

где a_n – это комплексные коэффициенты. Из (3) и (6), очевидно, следует, что результирующее поле в рассматриваемой области:

$$U(\vec{r}) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n g_n \Phi_n(\vec{r}), \quad (9)$$

Из последней формулы видно, что стоит лишь систему однажды определить, и задача о распространении поля становится несложной.

В случае параксиального распространения световой волны функция Грина имеет следующий вид:

$$G(\vec{r}, \vec{\rho}) = \frac{k}{2\pi iz} \left[-i \frac{k}{z} (x\rho_x + y\rho_y) \right]. \quad (10)$$

Если предположить, что по оси y нет никаких изменений всех связанных величин, то мы имеем одномерный случай, где функция Грина запишется следующим образом:

$$G(x, \rho_x) = \sqrt{\frac{k}{2\pi iz}} \exp\left(-i \frac{k}{z} x\rho_x\right). \quad (11)$$

Тогда найдём оператор $\Gamma^* \Gamma$:

$$\Gamma^* \Gamma U_0(x') = \frac{k}{2\pi z} \int_{-x_0}^{x_0} \left\{ \int_{-\rho_{x_0}}^{\rho_{x_0}} \exp\left[i \frac{k}{z} \rho_x (x'-x)\right] d\rho_x \right\} U_0(x) dx, \quad (12)$$

где x_0 – половина ширины рассматриваемой одномерной области;

ρ_{x_0} – половина ширины одномерной апертуры.

Возьмём внутренний интеграл в правой части и в качестве $U_0(x)$ возьмём собственные функции:

$$|g_n|^2 U_{0n}(x') = \int_{-x_0}^{x_0} \frac{\sin\left[\frac{k}{z} \rho_{x_0}(x'-x)\right]}{\pi(x'-x)} U_{0n}(x) dx, \quad (13)$$

где $U_{0n}(x)$ – соответствующая собственному значению $|g_n|^2$ собственная функция. Полученное соотношение показывает, что данные собственные функции являются сфероидальными.

Собственные значения $|g_n|^2$ имеют следующее поведение: они приблизительно равны единице до некоторого критического значения $N = \frac{2x_0 k \rho_{x_0}}{\pi z}$, а затем все $|g_n|^2$ приблизительно равны нулю [4].

Это число определяет количество сфероидальных функций – так называемых коммуникационных мод – по которым можно раскладывать произвольные оптические сигналы. Оно зависит от длины волны и геометрии системы и является числом степеней свободы системы.

С помощью формулы (13) можно найти модули g_n , а аргументы вычисляются по следующей формуле:

$$\arg g_n = \frac{\pi}{4} + 4 \left\{ \frac{n+1}{4} \right\} \frac{\pi}{2}, \quad (14)$$

где $\{ \}$ в данном случае – дробная часть от числа.

Разложение (8) одномерного оптического сигнала по сфероидальным функциям переписется:

$$\Gamma U_0(x) \approx \sum_{n=0}^N C_n i^{-(n+1/2)} |g_n| \sqrt{\frac{x_0}{\rho_{x_0}}} \psi_n \left(x \frac{x_0}{\rho_{x_0}} \right), \quad (15)$$

где C_n – коэффициенты разложения;

$\psi_n(x)$ – сфероидальные функции.

Суперпозиция сфероидальных функций не будет обладать модовым характером.

Если мы имеем оптическую линзовую систему, осуществляющую двойное преобразование Фурье от исходного сигнала, можно получить следующее выражение:

$$\Gamma \Gamma U_0(x) \approx i \frac{x_0}{\rho_{x_0}} U_0 \left(-x \frac{x_0^2}{\rho_{x_0}^2} \right). \quad (16)$$

Таким образом, после прохождения двух линз, как и следовало ожидать, оптический сигнал переворачивается и масштабируется.

В двумерном случае при квадратной апертуре двумерные сфероидальные функции $\psi_{nm}(x, y)$ можно рассматривать как произведение двух одномерных сфероидальных функций:

$$\psi_{nm}(x, y) = \psi_n(x) \psi_m(y). \quad (17)$$

Собственные значения в этом случае запишутся следующим образом:

$$|g_{nm}| = |g_n| |g_m|. \quad (18)$$

3. РАСЧЁТ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СИГНАЛА И ЕГО СУПЕРПОЗИЦИИ

Произведём расчёт сфероидальных функций, разложения по ним оптического сигнала, и их распространение в вышеописанной системе из двух линз. Будем рассматривать только одномерный случай.

Для сравнения различных функций будем использовать среднеквадратическое отклонение (СКО).

В качестве примера рассматривается случай, когда $\frac{k}{z} \rho_{x_0} = 20$, $x_0 = 1$, а исходный сигнал представляет собой гауссов пучок $e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}}$, $\sigma = 0.1$. В этом случае количество сфероидальных функций в аппроксимации – 13. На рисунке 2 показаны графики: исходного сигнала (синий), его представления через сфероидальные функции (красный), суженный в соответствии с (16) сигнал после прохождения через оптическую систему (зелёный) и разложение исходного сигнала после прохождения через эту же систему (чёрный). СКО между первым и вторым графиком составляет 0,060, между третьим и четвёртым – 0,01, между вторым и четвёртым (т.е. между суперпозицией сфероидальных функций и её преобразованием) – 0,016.

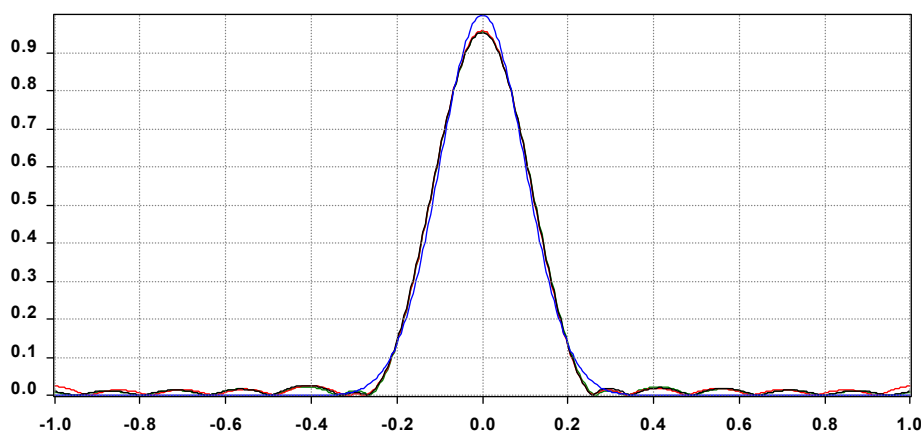


Рис. 2. Графики сигнала, его аппроксимации и их преобразований

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, получена формула для поиска сфероидальных функций, где можно задать по раздельности размер апертуры и ширину спектра преобразования. Произведено разложение одномерного оптического сигнала по найденным сфероидальным функциям. Погрешность аппроксимации поля сфероидальными функциями уменьшается с увеличением спектра преобразования Фурье, но при этом аппроксимация после преобразования уширяется. Сделан вывод, что суперпозиция сфероидальных функций сохраняет свой вид после двойного преобразования Фурье.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. D.A.B. Miller. Communicating with waves between volumes: evaluating orthogonal spatial channels and limits on coupling strengths. // *Appl. Opt.*, 2000, v. 39, p. 1681–1699.
2. R.G. Gallager. *Information Theory and Reliable Communication*. Wiley, New York, 1968.
3. G.T. di Francia. Degrees of freedom of an image. // *J. Opt. Soc. Am.*, 1969, v. 59, p. 799–804.
4. B.R. Frieden. Evaluation, design and extrapolation methods for optical signals, in: E.Wolf (Ed.). // *Progress in Optics*, 1971, v. IX., p. 311–407.
5. M. Bertero, E.R. Pike. Resolution in diffraction-limited imaging, a singular-value analysis I. The case of coherent illumination. // *Opt. Acta*, 1982, v. 29, p. 727–746.
6. D. Slepian, H.O. Pollak. Prolate spheroidal wave functions, Fourier analysis and uncertainty – I. // *Bell Syst. Technol. J.*, 1961, v. 40, p. 43–63.
7. H.J. Landau, H.O. Pollak, Prolate spheroidal wave functions, Fourier analysis and uncertainty – II. // *Bell Syst. Technol. J.*, 1961, v. 40, p. 65–84.
8. Per Martinsson, Ping Ma, Anna Burvall, Ari T. Friberg. Communication modes in scalar diffraction. // *Optik.*, 2008, vol. 199, p. 103–111.
9. H. Levine, J. Schwinger. On the theory of diffraction by an aperture in an infinite plane screen I. // *Phys. Rev.*, 1948, vol. 74, p. 958–974.
10. M. Bertero, C. de Mol, F. Gori, L. Ronchi. Number of degrees of freedom in inverse diffraction. // *Opt. Acta.*, 1983, vol. 30, p. 1051–1065.
11. H.H. Barrett, K.J. Myers. *Foundations of Image Science*. Wiley, Hoboken, NJ, 2004.
12. C. Lanczos. *Linear Differential Operators*. Van Nostrand, London, 1961.

ДИНАМИКА МНОГОУРОВНЕВЫХ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

А.А. Бирюков, М.А. Шлеенков

*Самарский государственный университет,
кафедра общей и теоретической физики
(443011, г. Самара, ул. Академика Павлова, 1)
e-mail: shleenkov@list.ru*

АННОТАЦИЯ

В работе исследуется зависимость от времени вероятностей квантовых переходов молекулы HF под действием пикосекундных лазерных импульсов с различной пиковой интенсивностью. Вероятности представлены в виде функциональных интегралов от действительного, знакопеременного функционала, определенного в пространстве квантовых состояний молекулы, что делает возможным их численное вычисление. Полученные результаты указывают на селективность возбуждения колебательных состояний молекулы HF в зависимости от параметров лазерного импульса.

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из наиболее важных с точки зрения практики аспектов исследований взаимодействия вещества и поля лазерного излучения является изучение возможности управления процессами селективного возбуждения молекул и атомов в поле лазерного излучения. Одними из первых экспериментальных исследований в области нерезонансного возбуждения многоуровневых молекул и атомов инфракрасным лазерным излучением были проведены В. С. Летоховым [1,2]. В настоящее время проблеме селективного возбуждения молекул посвящено большое количество работ [3]. Возможность селективного возбуждения колебательных уровней молекулы HF изучается в работе [4].

Для успешного описания поведения квантовой системы в интенсивных электромагнитных полях требуется развитие непertурбативных методов. Одним из таких подходов является метод функционала влияния [5] в формализме функционального интегрирования [6], впервые предложенного Р. Фейнманом. В работах [7-9] разрабатывается подход к вычислению

вероятностей квантовых переходов исследуемой квантовой системы под действием электромагнитного поля путем функционального интегрирования вещественного функционала, явный вид которого определяется на основании явного вида функционала влияния электромагнитного поля.

В данной работе, на основании развитых методов, описываются многофотонное селективное возбуждение колебательных уровней молекулы HF коротким лазерным импульсом.

2. ВЕРОЯТНОСТИ КВАНТОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В МОЛЕКУЛЕ HF КАК ФУНКЦИОНАЛЬНЫЙ ИНТЕГРАЛ

Рассмотрим молекулу фтористого водорода (HF) в поле лазерного излучения так, что ее гамильтониан имеет вид

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}(t) \quad , \quad (1)$$

где

$$\hat{V}(t) = e\hat{r}E_0(t)\cos(\Omega t) \quad (2)$$

- оператор взаимодействия молекулы с лазерным излучением;

$\hat{H}_0$ - гамильтониан молекулы вне поля излучения:

$$\hat{H}_0 = \frac{1}{2m}\hat{P}_r^2 + U_M(r), \quad (3)$$

потенциал Морзе $U_M(r)$ определяется выражением:

$$U_M(r) = A(e^{-2B(r-r_0)} + 2e^{-B(r-r_0)}), \quad (4)$$

где энергия диссоциации исследуемой молекулы $A=5.716$ eV ($9.146 \cdot 10^{-19}$ J), равновесное расстояние между атомами $r_0=1.75$ au ($9.26 \cdot 10^{-11}$ m), константа $B=1.22$ au ($2.31 \cdot 10^{10}$ 1/m). Мы моделируем колебательное движение молекулы HF движением частицы с приведенной массой $m=0.95$ amu ($1.58 \cdot 10^{-27}$ kg) в потенциале Морзе (4).

Квантовые состояния молекулы определяются уравнением

$$\hat{H}_0 |n\rangle = E_n |n\rangle \quad (5)$$

Его аналитическое решение для данной модели приведено в [10]:

$$E_n = -A \left[1 - \frac{B}{\sqrt{2mA}} \left(n + \frac{1}{2} \right) \right]^2 \quad (6)$$

число стационарных состояний определяется из неравенства:

$$n < \frac{\sqrt{2mA}}{B} - \frac{1}{2} \quad (7)$$

Для данного набора параметров A, B, m имеем $n < 21.7$, то есть число стационарных состояний $N=21$.

Для описания динамики исследуемой квантовой системы необходимо конкретизировать дипольные матричные элементы [11]

$$r_{mn} = \langle m | r | n \rangle = \frac{(-1)^{m-n+1}}{B(m-n)(N-m-n)} \times \sqrt{\frac{(N-n)(N-m)\Gamma(2N-m+1)m!}{\Gamma(2N-n+1)n!}} \quad (8)$$

В работах авторов [7-9] в формализме функционального интегрирования, при использовании метода функционала влияния, в энергетическом представлении, вне рамок приближения вращающейся волны были получены формулы для вычисления вероятностей переходов многоуровневой квантовой системы под действием электромагнитного поля из некоторого стационарного квантового состояния $|n_{in}\rangle$ в начальный момент времени t_{in} в стационарное состояние $|n_f\rangle$ в конечный момент времени t_f :

$$P(n_f, t_f | n_{in}, t_{in}) = \sum_{n_0, \dots, n_K=1}^N \sum_{m_0, \dots, m_K=1}^N \int_0^1 \dots \int_0^1 \times \cos \left[\sum_{k=1}^K (S_{n_k, n_{k-1}}(t_k, t_{k-1}; \xi_{k-1}) - S_{m_k, m_{k-1}}(t_k, t_{k-1}; \zeta_{k-1})) \right] d\xi_1 \dots d\xi_K d\zeta_1 \dots d\zeta_K \quad (9)$$

где

$$S[n_k, t_k; n_{k-1}, t_{k-1}; \xi_{k-1}] = 2\pi(n_k - n_{k-1})\xi_{k-1} + \Omega_{n_k n_{k-1}}^{R1} \times \times (\cos(2\pi(n_k - n_{k-1})\xi_{k-1} + (\Omega + \omega_{n_k, n_{k-1}}) \frac{t_k + t_{k-1}}{2}) + + \cos(2\pi(n_k - n_{k-1})\xi_{k-1} - (\Omega - \omega_{n_k, n_{k-1}}) \frac{t_k + t_{k-1}}{2}))(t_k - t_{k-1}). \quad (10)$$

— эффективное действие квантовой системы, взаимодействующей с электромагнитным полем в энергетическом представлении;

$$\Omega_{n_k n_{k-1}}^{R1} = \frac{er_{n_k n_{k-1}}}{\hbar} E_0(t)$$

– однофотонная частота Раби перехода между стационарными уровнями с энергиями $E_{n_{k-1}}$ и E_{n_k} ,

$$\omega_{n_k, n_{k-1}} = \frac{E_{n_k} - E_{n_{k-1}}}{\hbar}$$

– частоты квантовых переходов исследуемой квантовой системы;

Ω – частота электромагнитного излучения, действующего на исследуемую систему;

ξ_k, ζ_k – безразмерные параметры интегрирования.

Для проведения численного моделирования вероятностей квантовых переходов на основании формулы (9) с действием (10) был составлен алгоритм, реализованный в среде программирования C, для вычислений на суперкомпьютере.

3. КОЛЕБАТЕЛЬНАЯ ДИНАМИКА МОЛЕКУЛЫ HF В ПОЛЕ ПИКОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

Рассмотрим динамику данной системы под действием лазерного импульса с интенсивностью $I = 1.25 \times 10^{13} \text{ W} / \text{m}^2$, имеющего гауссову форму

$$E_0(t) = E_0 e^{-\frac{(t-t_0)^2}{2\sigma^2}}$$

с дисперсией σ^2 и пиком излучения в момент времени t_0 . Пусть лазерное излучение настроено на резонанс с четырех-фотонным квантовым переходом из основного состояния $|0\rangle$ в возбужденное состояние $|4\rangle$, то есть частота лазерного излучения $\Omega = \frac{\omega_{40}}{4} = 696 \text{ THz}$ с соответствующей длиной волны $\lambda = 2.71 \mu\text{m}$. Ограничимся также рассмотрением восьми нижних уровней исследуемой квантовой системы.

Рассмотрим колебательную динамику молекулы HF под действием лазерного импульса с дисперсией равной 14.5 fs.

Результаты вычислений вероятностей переходов P_i молекулы HF из начального основного квантового состояния $|0\rangle$ в состояния $|i\rangle$, $i=0,1,2,...,7$. за интервал времени t в поле лазерного импульса при данных параметрах представлены на рис. 1.

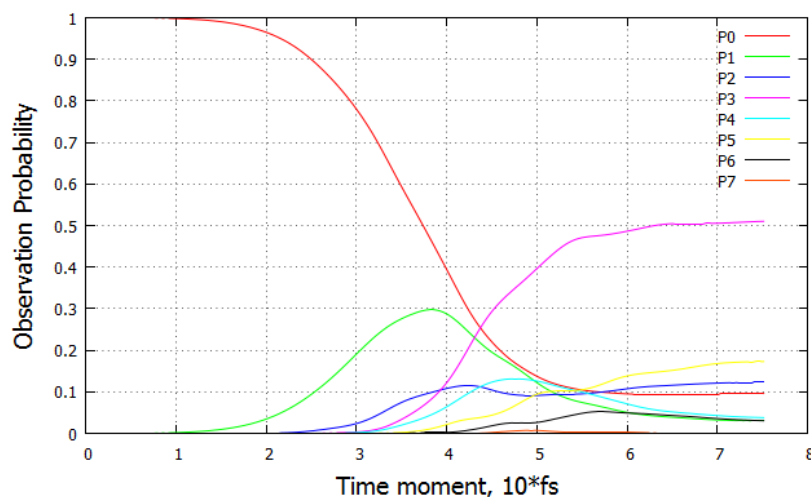


Рис. 1. Вероятность наблюдения квантовой системы в различных уровнях под действием лазерного импульса с дисперсией $\sigma^2 = 14.5 \text{ fs}$ и пиком в момент времени $t_0 = 38 \text{ fs}$

Из рис. 1 видно, что после взаимодействия с лазерным импульсом вероятность P_3 имеет значения 0.5, в тоже время остальные вероятности P_i меньше значения 0,15. Таким образом, проводится селективное заселение уровня $|3\rangle$ при условии, что в начальный момент времени молекула HF находилась в основном квантовом состоянии $|0\rangle$.

Во втором эксперименте была увеличена дисперсия (длительность лазерного излучения) до 30.5 fs, при неизменности величины его амплитуды. Полученные временные зависимости вероятностей наблюдения квантовой системы в различных состояниях представлены на рис. 2.

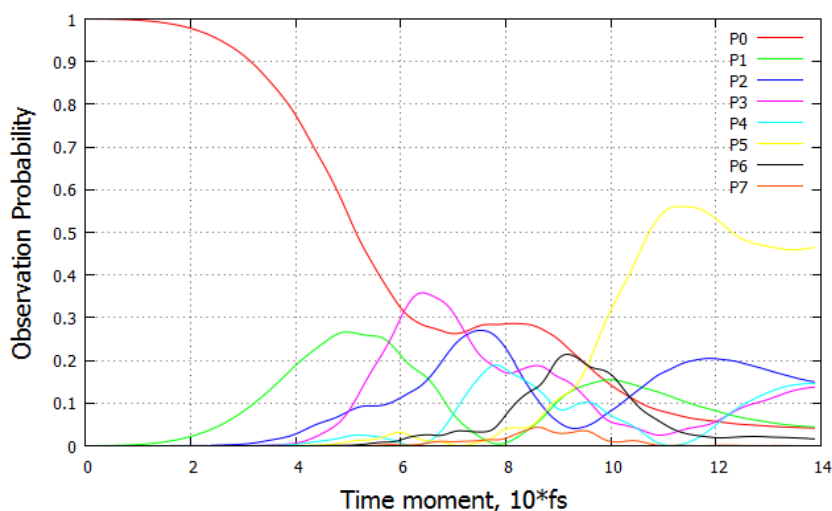


Рис. 2. Вероятность наблюдения квантовой системы в различных уровнях под действием лазерного импульса с дисперсией $\sigma^2 = 30.5 \text{ fs}$ и пиком в момент времени $t_0 = 70 \text{ fs}$

Из анализа графиков для вероятностей следует, что после взаимодействия с лазерным импульсом вероятность P_5 имеет значение 0.5, в тоже время остальные вероятности P_i меньше значения 0,15. Таким образом, под действием импульса проводится селективное заселение состояния $|5\rangle$ при условии, что в начальный момент времени молекула HF находилась в основном квантовом состоянии $|0\rangle$.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе описание динамики многоуровневых квантовых систем, взаимодействующими с лазерными импульсами, проводится в формализме интегрирования по траекториям и базируется на авторском методе представления вероятностей квантовых переходов функциональными интегралами от действительных функционалов (9).

Данный метод использован для описания колебательной динамики молекулы HF, взаимодействующей с пикосекундным лазерным импульсом с интенсивностью порядка $I = 1.25 \times 10^{13} \text{ W} / \text{m}^2$.

В рамках модели Морзе молекулы HF с учетом восьми нижних энергетических уровней, найдены параметры лазерного импульса, при которых наблюдается селективное заселение третьего (рис. 1) и пятого колебательный уровней (рис. 2) с вероятностью 0.5 при условии, что в начальный момент времени молекула находилась в основном состоянии.

Исследования показывают, что можно управлять возбуждением молекулы подбором параметров лазерного импульса.

Работа выполнена в рамках задания Министерства образования и науки Российской Федерации № 2.2459.2012. Для проведения компьютерного моделирования использовался суперкомпьютер «Сергей Королев» на базе СКЦ Самарского Государственного Аэрокосмического Университета.

СПИСОКЛИТЕРАТУРЫ

6. В. С. Летохов, А. А. Макаров, Многоатомные молекулы в сильном инфракрасном поле // УФН, 1981, т. 134, вып. 1, с. 45-91.
7. В. С. Летохов, Лазерно-индуцированные процессы в атомах и молекулах // В мире науки, 1987, № 13, с. 46-57.
8. А. Л. Фрадков, О. А. Якубовский, Управление молекулярными и квантовыми системами // Москва-Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2003, 416 с.

9. T. Topcu, F. Robicheaux, Multiphoton population transfer between rovibrational states of HF: adiabatic rapid passage in a diatomic molecule // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., 2010, v. 43, 205101 (9pp).
10. R. P. Feynman, F. L. Vernon, Jr., The Theory of a General Quantum System Interacting with a Linear Dissipative System // Annals of Physics, 1963, vol. 24, № 1, p. 118-173.
11. Р. Фейнман, А. Хибс, Квантовая механика и интегралы по траекториям // М.: Мир, 1968, 382 с.
12. А. А. Бирюков, М. А. Шлеенков, Описание динамики наносистем методом функционала влияния // Наносистемы: Физика, Химия, Математика, 2012, № 3(1), с. 42-50.
13. А. А. Бирюков, М. А. Шлеенков, Описание динамики многоуровневых квантовых систем в сильных лазерных полях методом функционала влияния // Известия Самарского научного центра Российской академии наук, 2012, т. 14, № 4, с. 236-242.
14. А. А. Бирюков, М. А. Шлеенков, Функциональный метод описания динамики квантовых систем, взаимодействующих с электромагнитным излучением // Известия Самарского научного центра Российской академии наук, 2013, т. 15, № 4, с. 140-144.
15. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Теоретическая физика: т. III, Квантовая механика (нерелятивистская теория) // М.: Наука, 1989, 786 с.
16. E. F. De Lima, J. E. M. Hornos, Matrix elements for the Morse potential under an external field // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., 2005, 38, 815–825.

ОСОБЕННОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ И НАКОПЛЕНИЯ ФОТОСЕНСИБИЛИЗАТОРА У МЫШЕЙ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ МОДЕЛЬЮ ВОСПАЛЕНИЯ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ СПОСОБАХ ЕГО ВВЕДЕНИЯ

А.С. Саидов¹, Д.М. Ягудаев^{1,2}, Е.И. Брехов¹,
Ю.О.Кузнецова³, Н.А.Калягина⁴

¹Управление делами Президента РФ ФГБУ
«Учебно-научный медицинский центр»

(121359, г.Москва, улица Маршала Тимошенко, 21).

² ГБУЗ «ГКБ № 51» Департамента здравоохранения города Москвы
(г. Москва, 121309, ул. Алябьева, 7/33).

³ Национальный Исследовательский Ядерный Университет «МИФИ»
(115409, г. Москва, Каширское шоссе, 31)

⁴ ФГБУН «Институт Общей Физики им. А.М.Прохорова РАН»
(119991, г. Москва, ул. Вавилова, 38)
e-mail: odatov@list.ru

АННОТАЦИЯ

Работа посвящена созданию экспериментальной модели воспаления яичек у мышей и изучению на ней особенностей диффузного отражения и флуоресценции фотосенсибилизатора «Фотодитазин» в различные временные промежутки в зависимости от способа введения. Посредством спектрального анализа изучено влияние воспаления на распределение и накопление фотосенсибилизатора при лимфотропном и внутривенном введении.

1.ВВЕДЕНИЕ

Лечение острых воспалительных заболеваний яичка и его придатка является одним из наиболее актуальных вопросов урологии [1]. Это обусловлено, в том числе, тем, что не существует единого подхода к лечению пациентов с данной патологией. Многие авторы полагают, что оперативное лечение показано только при хроническом и рецидивирующем эпидидимите или при гнойно-деструктивных формах острого эпидидимоорхита, а также при безуспешности консервативной терапии [1,2]. Другие, при-

держиваются мнения, что хирургическое вмешательство является эффективным методом лечения [3,4,5], в том числе, и в комплексе с консервативными методами, которые, все же, обладают такими недостатками, как плохое проникновение препаратов в ткань яичка (за счет гематотестикулярного барьера и «пропотевания» стенок сосудов белками плазмы), а также необходимость введения лекарственных препаратов несколько раз в сутки [6]. При этом даже самые высокие концентрации антибиотиков в крови не обеспечивают соответствующий уровень антибактериальных веществ в тканях яичка, необходимых для элиминации возбудителя [7]. Поэтому, чрезвычайно важными являются, в том числе, поиск и разработка новых путей введения лекарственных веществ. Поскольку лимфатическая система осуществляет барьерно-фильтрационную, транспортно-дренажную, гемопоэтическую и иммунологическую функции, а также именно в нее в первую очередь всасываются продукты распада и патогенная микрофлора [8,9], обеспечение в лимфатическом регионе очага воспаления достаточных и стабильных терапевтических концентраций антибактериальных препаратов (а, следовательно, и в органе-мишени), представляется наиболее перспективным для решения данной проблемы.

Наиболее эффективным и одновременно простым методом насыщения лимфатической системы медикаментами является лимфотропная терапия, обеспечивающая высокие и длительно сохраняющиеся, концентрации в патологическом очаге и региональных лимфатических капиллярах и узлах лекарственных препаратов [10]. Лимфотропная терапия с успехом применяется в современной практике [11,12]. В литературе представлены данные о накоплении препаратов в печени, почках, поджелудочной железе, костной ткани [10], однако комплексного представления о распределении препаратов по всему организму при лимфотропном введении в паховую область в доступной литературе не обнаружено.

Поскольку данные об экспериментальной модели воспаления яичек у мышей отсутствуют (в литературе описаны модели асептического воспаления внутренних органов, суставов, кожи, моделируемого формалином, кротоновым маслом [13,14,15]), целью работы, в первую очередь, является создание воспаления яичек у мышей с последующим изучением особенностей распределения и накопления фотосенсибилизатора после лимфотропного и внутривенного введения.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Острое асептическое воспаление яичка было вызвано посредством введения 10-ти мкл 10%-го раствора формалина в яичко белым лабораторным мышам. В качестве маркера для спектральных измерений был использован фотосенсибилизатор хлоринового ряда «Фотодитазин». Способность фотодитазина связываться с клеточными мембранами, а также хорошее проникновение через тканевые и клеточные барьеры, обуславливает его широкое применение в фотодинамической диагностике, фотодинамической терапии [16].

Спустя 2-е суток после моделирования воспаления, мышам вводился фотосенсибилизатор инсулиновым шприцом в концентрации 5 мг/кг в объеме 20 мкл. По способу введения мыши были разделены на 2 группы: основную (25 шт) и контрольную (25 шт). Животным основной группы «Фотодитазин» вводился лимфотропно (подкожно в паховую область), контрольной группы – в хвостовую вену. Сразу после выведения животных из эксперимента (цервикальной дислокацией) производились измерения флюоресценции, обусловленной содержанием фотосенсибилизатора (ФС), с помощью спектроанализатора «LESA-01-BIOSPEC». Детектирование сигнала обратного рассеяния и флюоресценции внутренних органов мышей (яичек, печени, почек и селезенки) в обеих группах осуществлялось через 15 мин, 130 мин, 6 часов, 14 часов и 24 часа. К спектрометру подсоединялся волоконно-оптический зонд с одним освещающим и шестью приемными волокнами (диаметром около 200 мкм) и к He-Ne лазеру (632,8 нм, 5мВт). При измерениях зонд находился «в контакте» с органами и тканями мыши. Регистрация спектров производилась в диапазоне 400-900 нм.

После обработки спектральных сигналов были получены данные в виде индекса флюоресценции (ИФ, отн.ед.) (сигнала флюоресценции, отнесенного к сигналу обратного рассеяния). Для анализа были отобраны спектрограммы по максимальному полученному сигналу для каждого органа и исследуемой временной точки.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Посредством сравнительного анализа было выявлено, что на отрезке времени от 15-ти минут до 6-ти часов ИФ яичек с воспалением при внутривенном введении превышает ИФ при лимфотропном, в среднем, в 1,27 раз (представлено на рисунке 1). Тем не менее, ИФ при лимфотропном

введении все равно остается на высоком уровне в течение этого временного промежутка. На временном отрезке от 6-ти и до 24-х часов ИФ при лимфотропном введении, в среднем, в 2,1 раза выше, чем при внутривенном. Также стоит отметить, что и при лимфотропном, и при внутривенном введении ИФ здорового яичка значительно ниже, чем у больного, и при обоих методах введения находится на одном уровне.

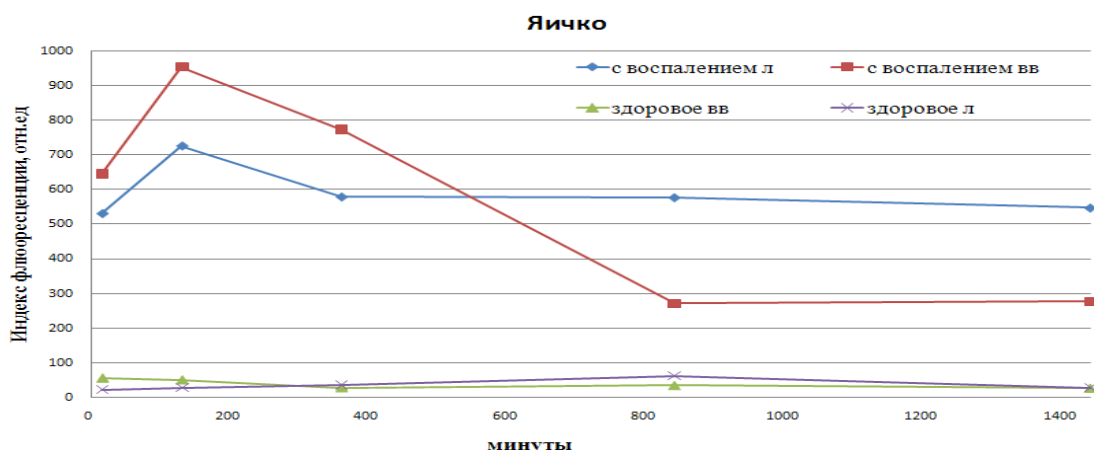


Рис. 1. Индекс флуоресценции здоровых яичек (здоровое) и яичек с воспалением (с воспалением) при внутривенном (вв) и лимфотропном (л) введении

При анализе спектральных сигналов других органов, представленных на рисунке 2, было отмечено, что на 15-ти минутах ИФ печени в 2,21 раза выше при внутривенном введении, чем при лимфотропном. Далее, на временном промежутке от 15-ти минут до 14-ти часов относительный сигнал флуоресценции при внутривенном введении в 1,24-1,93 раз был выше, чем при лимфотропном. В дальнейшем, с 14-ти и до 24-х часов было отмечено превышение ИФ при лимфотропном введении над ИФ при внутривенном в 1,27-1,7 раз.

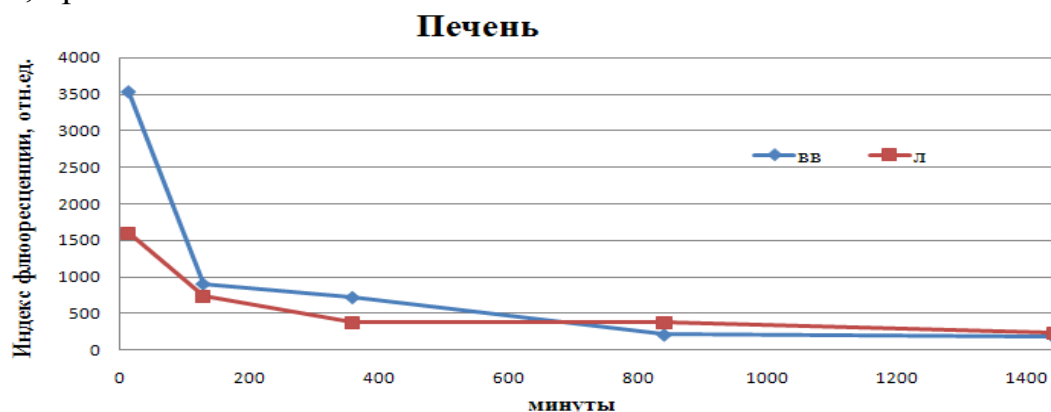


Рис. 2. Индекс флуоресценции печени при внутривенном (вв) и лимфотропном (л) введении

Как показывает исследование, результаты которого представлены на рисунке 3, ИФ селезенки при лимфотропном введении на временном промежутке от 15-ти минут до 6-ти часов в 1,28-2,47 раз ниже, чем при внутривенном (Рис.3). На 6-ти часах ИФ при лимфотропном введении становится в 1,14 раз выше, чем при внутривенном. Однако на 6-24-х часах ИФ при обоих методах выходит на один уровень.

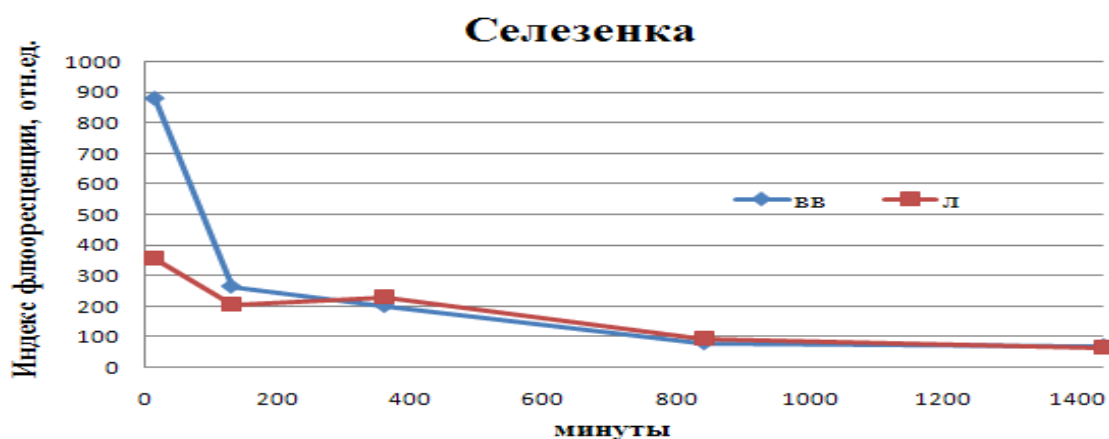


Рис. 3. Индекс флюоресценции селезенки при внутривенном (в) и лимфотропном (л) введении

Данные о флюоресценции почек в различные временные промежутки на рисунке 4 говорят о том, что ИФ при лимфотропном введении на временном промежутке от 15-ти до 6-ти часов в 1,31-2,58 раз ниже, чем при внутривенном. В дальнейшем, на 14-24-х часах, ИФ при лимфотропном введении начинает незначительно превышать (в 1,10-1,19 раз) ИФ при внутривенном.

Как и ИФ селезенки, ИФ печени, почек после 14-ти часов при обоих способах введения выходят на один уровень.

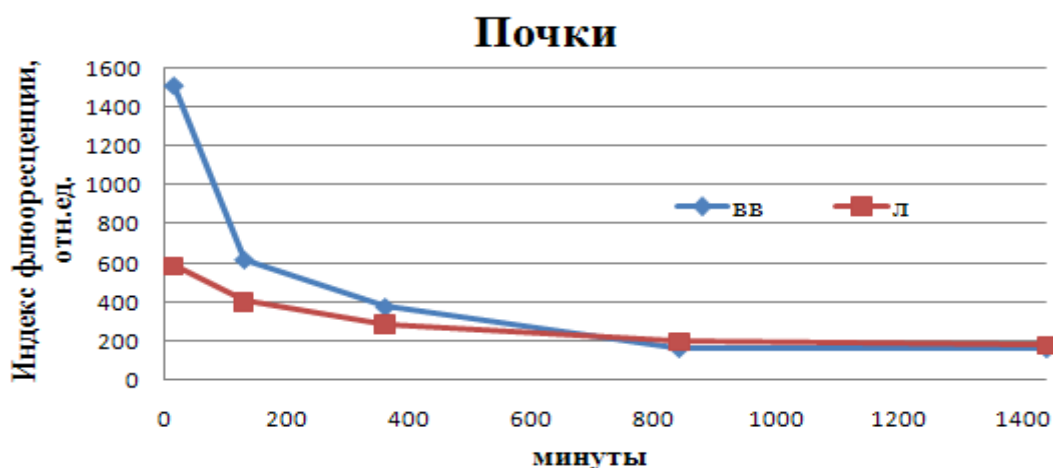


Рис. 4. Индекс флюоресценции почек при внутривенном (вв) и лимфотропном (л)

4.ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Посредством введения раствора формалина в яичко было создано асептическое воспаление у мышей. Экспериментальным путем на животных с воспалением яичка было выявлено, что внутривенное введение позволяет создавать высокие концентрации препарата в пораженном органе в течение короткого промежутка времени (до 6-ти часов) в отличие от лимфотропного. Лимфотропное введение, в свою очередь, позволяет сохранять концентрацию препарата в яичке на высоком уровне в течение более длительного времени (до 24-х часов). Такое длительное сохранение высоких концентраций препаратов в пораженных органах позволяет сделать вывод о возможности сокращения кратности введения и снижении дозы лекарственных веществ. Отмечено, что разница между ИФ здорового яичка и яичка с воспалением при лимфотропном введении выше, чем при внутривенном (в 18,1 и в 14,7 раз соответственно), что может говорить об избирательности накопления препаратов при лимфотропном введении.

Кроме того, было выявлено, что содержание препарата в печени, почках, селезенке при лимфотропном введении до 14-ти часов значительно ниже, чем при внутривенном введении. Однако, с приближением к 14-часовой временной точке, такая разница становится все меньше. Такое снижение концентрации препарата свидетельствует о том, что лимфотропное введение позволит снизить гепато-, нефро- и спленотоксичность лекарственных веществ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. О.Л. Тиктинский, В.В. Михайличенко. Андрология.// -СПб.: Медиа-пресс, 1999, 431с.
2. Н.А. Лопаткин. Руководство по урологии. В 3-х томах.//М.: Медицина,1998,т.2,768 с.
3. Ш.А. Сафаров. Современные подходы к лечению острого эпидидиморхита:Дисс.... канд. мед.наук. - М., 2007,145с.
4. M.D. Melekos, H.W. Asbach. Epididymetes: aspects concerning etiology and treatment.//J. Urol,1987,v.138,№1,p.83-86.
5. М.Н.Зильберман, Ю.Ф. Феняк, В.П. Попов. Хирургическая тактика при острых заболеваниях органов мошонки/ //Хирургия, 1984,N4,с.102-104.
6. Миронов В.Л. Методы лабораторного исследования в этиологии острого эпидидимита // Урология,2003, № 4, С.36-41

7. В.Н. Лесовой, А.В. Аркатов, А.В. Книгавко. Повышение эффективности лечения острых орхоэпидидимитов при использовании венотоников системного действия. //Здоровье мужчины, 2008, №4, с. 146-148
8. А.Р. Антонов, Ю.И. Бородин. Лимфатическая система, стресс, метаболизм.//— Н., 1999, 194 с.
9. В.И. Коненков, Ю.И. Бородин, М.С. Любарский. Лимфология.//—Н: Издательский дом «Манускрипт», 2012, 1104 с.
10. В.М. Буянов, К.Ю. Данилов, А.П. Радзиховский. Лекарственное насыщение лимфатической системы// - Киев: Наук. Думка, 1991, 136 с.
11. П.Н. Зубарев, Г.П. Синченко, А.А. Курыгин. Эндолимфатическая и лимфотропная лекарственная терапия в абдоминальной хирургии.// - СПб.: Фолиант, 2005, 224 с.
12. М.С. Любарский, А.А. Смагин, В.В. Морозов. Новые методы регионарной лимфотромной терапии в клинической практике// Бюллетень СО РАМН, 2007, № 2, с. 65-71.
13. Н.Ф. Воробьева, В.К. Спиридонов, Е.В. Никитенко. морфологические особенности ткани печени при повреждении капсаицин-чувствительных нейронов и индукции воспаления формалином и зимозаном.//БЮЛЛЕТЕНЬ СО РАМН, 2005, №3, с.91-95.
14. В.М. Брюханов, И.В. Смирнов, А.А. Бондарев, О.С. Талалаева, В. М. Шабанова, Я.Ф. Зверев, В.В. Удуг. Влияние арбутина и гидрохинона на процессы свободно-радикального окисления в крови крыс //Биомедицина, 2011, №1, с.41-49.
15. Е.Е. Кириченко, И.А. Сычев, Г.Ю. Чекулаева. Исследование противовоспалительной активности полисахарида цветков пижмы обыкновенной.// Российский медико-биологический вестник имени академика И.П. Павлова, 2012, №3, 2012, с.54-58.
16. Д.М. Ягудаев. Внутриполостная фотодинамическая терапия рака мочевого пузыря и аденомы предстательной железы: Дис.... докт.мед.наук.- Москва, 2008, 200 с.

ГЕНЕРАЦИЯ КВАДРАТНОЙ РЕШЕТКИ ОПТИЧЕСКИХ ВИХРЕЙ В ШИРОКОАПЕРТУРНЫХ ЛАЗЕРАХ

Д.А. Анчиков^{1,2}, А.В. Пахомов^{1,2}, Д.И. Завершинский^{1,2}

¹*Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН
(443011 Россия, г. Самара, ул. Ново-Садовая, 221)*

²*Самарский государственный аэрокосмический университет (националь-
ный исследовательский университет)
(443086 Россия, г. Самара, Московское шоссе, 34)
e-mail: swadimaz@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

Работа посвящена численному и аналитическому исследованию образования решеток оптических вихрей в поперечном профиле излучения широкоапертурных лазерных систем. На основе численного моделирования двумерной системы уравнений Максвелла-Блоха рассмотрена пространственно-временная динамика широкоапертурного лазера при положительной частотной отстройке излучения на конечной апертуре. Установлено соответствие результатов численного моделирования с построенными ранее аналитически диаграммами.

1. ВВЕДЕНИЕ

В оптике вихрями называются точки фазовых дефектов, или фазовые сингулярности, в распределении оптических полей. Им соответствуют точки с нулевой интенсивностью света. Важнейшей особенностью фазовых дефектов является винтовая структура волнового фронта, которая описывается как $\sim \exp(in\Phi)$, где n – топологический заряд, Φ – азимутальный угол вокруг оси вихря. Величина топологического заряда определяет степень спиральности волнового фронта, т.е. количество 2π -циклов фазы вокруг вихря. Знак топологического заряда определяет направление спиральности волнового фронта оптического вихря вдоль оси распространения пучка.

В большинстве практических приложений такие структуры являются нежелательными, т.к. они существенно ухудшают качество излучения. Однако одним из самых интересных свойств вихревых пучков является обла-

дание оптическим угловым моментом, что делает их полезными в некоторых областях. В настоящее время оптические вихревые структуры уже успешно используются в приложениях оптической манипуляции объектами с размерами от единиц нанометров до десятков микрометров (оптический пинцет, ловушка).

Оптические вихри могут возникать как случайно в спекл-полях, так и контролируемо, в частности, с целью создания массивов оптических вихрей. Решение задачи управления массивами оптических вихрей помимо параллельной манипуляции микрообъектами интересно в таких областях, как многопоточная оптическая обработка информации, трехмерное структурирование материалов, формирование астрономических изображений, сверхразрешающая микроскопия и оптическая метрология.

На сегодня существуют различные способы генерации массивов оптических вихрей, или решеток оптических вихрей (РВ), например, многолучевая интерференция [1-3], деление волнового фронта [4], дифракционные методы [5] и некоторые другие [например, 6]. Наиболее распространенный способ – интерферометрический. Он основан на применении модифицированного интерферометра Маха-Цендера и нескольких интерферометров Майкельсона для создания и соединения 3х, 4х или 5и плоских волновых фронтов. Однако этот метод требует наличия множества делителей и расширителей пучка, зеркал, иногда некоторых дополнительных оптических элементов (призма Дове, фазовая пластинка и прочие), а также хорошей виброизоляции. Существующие экспериментальные системы для генерации устойчивых РВ достаточно сложны, дороги и для качественной работы требуют тщательной и утомительной настройки.

Однако существует экспериментально подтвержденные данные о возможности самопроизвольного возникновения устойчивых РВ в поперечном сечении пучков широкоапертурных лазеров без дополнительных оптических элементов. Квадратные решетки оптических вихрей наблюдались в микроциповом лазере на кристалле Nd:YVO_4 [7], в широкоапертурном одномодовом CO_2 -лазере [8], в твердотельном лазере с оптической накачкой на кристалле $\text{LiNdP}_4\text{O}_{12}$ [9], в Na_2 лазере [10], в полупроводниковых вертикально излучающих лазерах [11]. Наблюдаемые структуры в разных типах лазеров поразительно похожи, несмотря на различие между физическими процессами, участвующими в излучении света.

РВ интенсивно изучались последние 10 лет. Имеется большое количество экспериментальных результатов, в которых описываются подвижные и неподвижные РВ в широкоапертурных лазерах. В [8] экспериментально показано, что при варьировании добротности резонатора в поперечном распределении оптического поля лазера с большим числом Френеля ($Fr \sim 150$) наблюдался переход от простых мод Гаусса-Лагерра к решетке оптических вихрей и турбулентности. В [7] экспериментально наблюдается переход к пространственно-временному хаосу в поверхностно-излучающем лазере с вертикальным резонатором при увеличении тока накачки. При токах накачки близких к пороговому значению, поперечная структура выходного пучка представляет собой моды Гаусса-Лагерра (рис. 1 слева). С ростом тока накачки наблюдаются решетки вихрей (рис. 1 центр). При значительном превышении порогового значения решетка вихрей становится неустойчивой (рис. 1 справа), и лазер переходит в режим пространственно-временного хаоса.

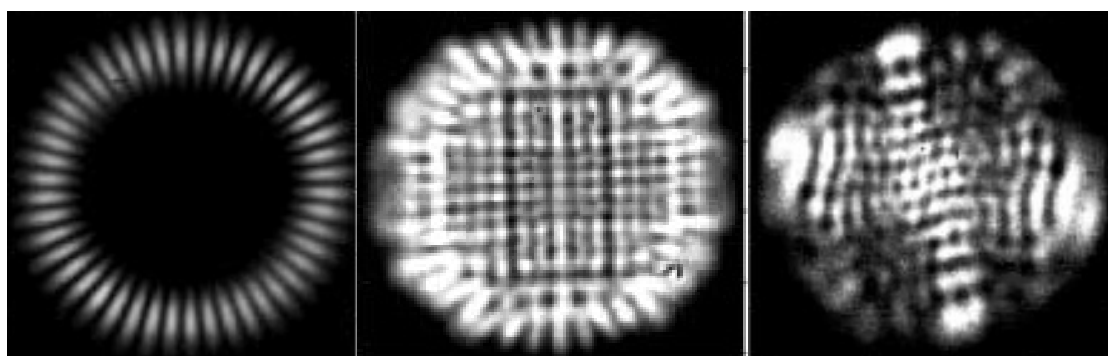


Рис. 1. Поперечные профили интенсивности в ближней зоне с решетками вихрей в вертикально-излучающих лазерах (VCSEL)

Для практических приложений, в которых РВ потенциально перспективна, важно обладать информацией об устойчивости данной структуры при различных параметрах эксплуатации. Однако в настоящее время не существует стройной и законченной теории, которая бы объясняла и описывала динамику рождения, существования и разрушения РВ в широкоапертурных лазерах. Имеющиеся теоретические работы по РВ проведены в приближении упрощенных моделей и для предельных случаев лазеров класса А [12, 14] (одно уравнение Свифта-Хохенберга) и В [13] (упрощенная система уравнений Максвелла-Блоха из двух уравнений). Было получено, что РВ устойчивы при любых значениях накачек для случая лазеров класса А. В то время как для лазеров класса В они всегда неустойчивы при

любых накачках. Однако общим недостатком этих работ является частная направленность на лазеры классов А и В.

В связи с этим актуальным представляется проведение более общего теоретического исследования условий формирования стационарных и нестационарных РВ в широкоапертурных лазерах с помощью полной системы уравнений Максвелла-Блоха для широкого диапазона параметров эксплуатации. Это поможет эффективно раскрыть потенциал РВ для различных практических приложений.

В связи с этим целью предлагаемой работы было теоретическое исследование закономерностей в динамике существования РВ в широкоапертурных лазерах. С помощью аналитических и численных методов были изучены:

1. условия формирования и механизм разрушения РВ на конечной лазерной апертуре;
2. пространственные и временные константы и частоты, характерные РВ.

2. МОДЕЛЬ ЛАЗЕРА. ОСНОВНЫЕ ВИДЫ ДИНАМИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ

Лазер, работающий на одной продольной моде плоскопараллельного резонатора и имеющий однородно уширенную линию, описывается полуклассической системой уравнений Максвелла-Блоха [1]:

$$\begin{cases} \partial_t E = ia\Delta_{\perp} E + \sigma(P - E), \\ \partial_t P = -(1 + i\delta)P + DE, \\ \partial_t D = -\gamma \left[D - r + \frac{1}{2}(E^* P + EP^*) \right]. \end{cases} \quad (1)$$

E, P, D - безразмерные огибающие электрического поля, поляризуемости и инверсии населенности соответственно, $\gamma = \gamma_{\parallel} / \gamma_{\perp}$ и $\sigma = \kappa / \gamma_{\perp}$, где $\gamma_{\perp}$, $\gamma_{\parallel}$ и κ - скорости релаксации поляризуемости, инверсии населенности и оптического поля соответственно, $\delta = (\omega_{21} - \omega) / \gamma_{\perp}$ - отстройка между центром линии усиления и частотой генерации, обезразмеренная на ширину линии. $\Delta_{\perp}$ - двумерный оператор Лапласа, a - дифракционный параметр, r - накачка, нормированная на пороговое значение.

Как известно, решетки оптических вихрей могут образовываться при положительной отстройке излучения, поскольку лишь в этом случае в лазере происходит спонтанная генерация внеосевого излучения. В результате суперпозиции четырех наклонных волн со специальным фазовым соотношением возникают квадратные решетки оптических вихрей.

3. ДИНАМИКА ПРИ ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ ОТСТРОЙКЕ

В результате проведения наиболее полного линейного анализа решения в виде решетки оптических вихрей при положительной отстройке ранее нами было установлено, что устойчивость этого режима генерации зависит от параметров лазера γ , σ и r , и в общем случае это решение устойчиво при небольших превышениях уровня накачки относительно порога генерации. Затем в результате бифуркации Андронова-Хопфа решетка вихрей становится неустойчивой. Кроме того, были построены двумерные диаграммы устойчивости решеток вихрей в плоскости параметров отстройка/накачка (рис. 2), которые хорошо согласовывались с результатами, полученными ранее для предельных случаев лазеров классов А и В в упрощенных моделях.

В настоящей работе представлены результаты наиболее реалистичного численного моделирования решеток оптических вихрей в лазерах с ко-

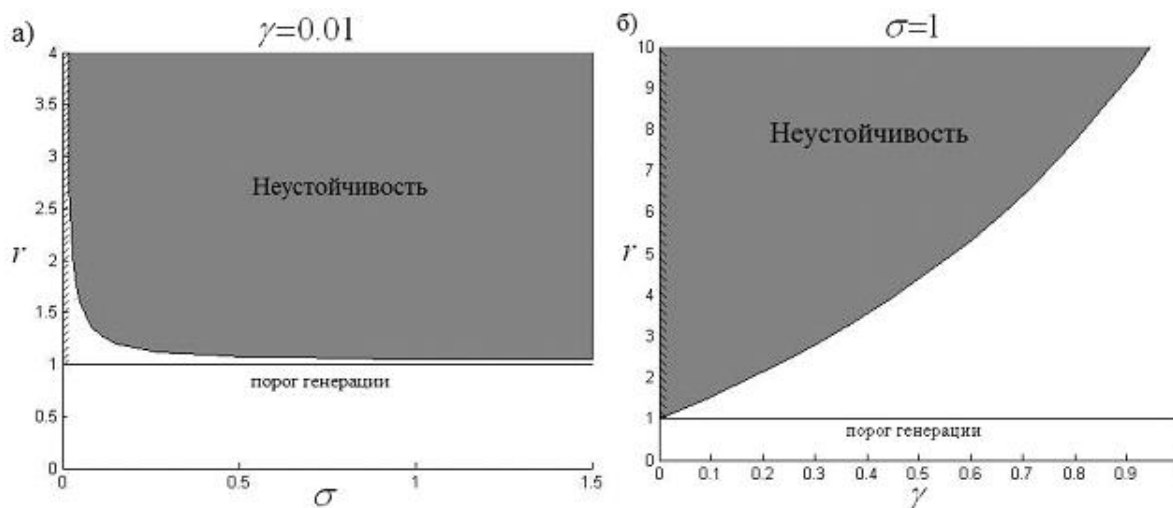


Рис. 2. Диаграммы устойчивости решеток вихрей: (а) – на плоскости $\{\sigma; r\}$ для $\gamma = 0.01$; (б) – на плоскости $\{\gamma; r\}$ для $\sigma = 1$

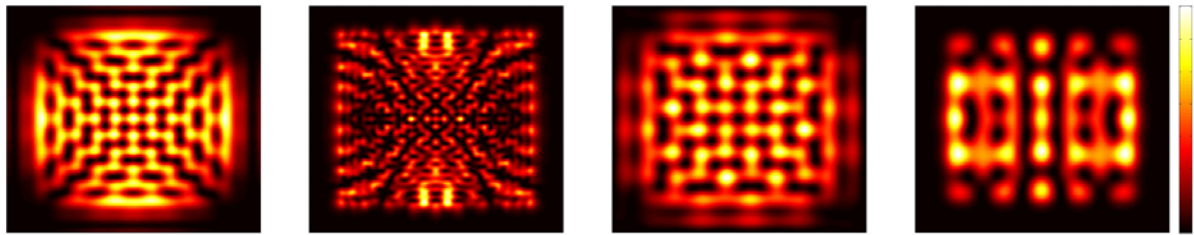


Рис. 3. Численно смоделированные профили интенсивности в виде решеток оптических вихрей на конечной апертуре

нечной апертурой (рис. 3), в отличие от предыдущих работ, где апертура считалась бесконечно широкой.

Установлено, что решетки вихрей являются устойчивой стационарной структурой на конечной лазерной апертуре также вблизи порога генерации. При увеличении мощности накачки вихри в узлах решетки становились подвижными, и затем решетка разрушалась, аналогично тому сценарию, что был обнаружен при моделировании на бесконечной апертуре.

Кроме того, определена постоянная решетки λ_{SVL} :

$$\lambda_{SVL} = \pi \sqrt{\frac{a}{\delta}} = \pi c \sqrt{\frac{1}{2\omega(\omega_{21} - \omega)}} \quad (2)$$

где c – скорость света. То есть расстояние между соседними вихрями зависит от частотной отстройки излучения.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Аналитически рассмотрена устойчивость решетки оптических вихрей при положительной отстройке в модели широкоапертурного лазера, описываемого полной системой уравнений Максвелла-Блоха в частных производных.

Было проведено моделирование динамики лазера с решетками оптических вихрей на конечной апертуре. Показано, что решетки вихрей на конечной апертуре устойчивы в конечном интервале значений накачки выше порога. Найдена в явном виде зависимость постоянной решетки от отстройки частоты.

Работа была частично поддержана ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009-2013 гг.» (контракты №№ 14.740.11.1140, 14.740.11.0999, 14.132.21.1423), контрактом № 2.560.2011 Минобрнауки РФ и НИР ГР 01201156352.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Chu S.-C., Chen Y.-T., Tsai K.-F., Otsuka K. Generation of high-order Hermite-Gaussian modes in end-pumped solid-state lasers for square vortex array laser beam generation // Opt. Expr., Vol. 20, №7, 7128, 2012.
2. Singh B., Singh G., Senthilkumaran P., Mehta D.S. Generation of Optical Vortex Arrays Using Single-Element Reversed-Wavefront Folding Interferometer // Int. J. of Opt., V. 2012, Article ID 689612.
3. Xavier J., Vyas S., Senthilkumaran P., Joseph J. Complex 3D Vortex Lattice Formation by Phase-Engineered Multiple Beam Interference // Int. J. of Opt., V. 2012, Article ID 863875.
4. Vyas S., Senthilkumaran P. Two dimensional vortex lattices from pure wavefront tilts // Opt. Com. 283 (2010) 2767–2771.
5. Yu J., Zhou C., Jia W., Hu A., Cao W., Wu J., Wang S. Generation of dipole vortex array using spiral Damman zone plates // Apl. Opt., 2012, Vol. 51, No. 28.
6. Brasselet E. Tunable Optical Vortex Arrays from a Single Nematic Topological Defect // Phys. Rev. Lett., 108, 087801 (2012).
7. Chen Y.F., Lan Y.P. Spontaneous transverse pattern formation in a microchip laser excited by a doughnut pump profile // Appl. Phys. B. – 2002. – Vol. 75. – P. 453-456.
8. Chen Y.F., Lan Y.P. // Phys. Rev. A. – 2001. – Vol. 64. – P. 063807.
9. Louvergneaux E., Hennequin D., Dangoisse D., Glorieux P. // Phys. Rev. A. – 1996. – Vol. 53. - №6. – P. 4435-4438.
10. Otsuka K., Chu S. // Opt. Lett. – 2009. – Vol. 34. – issue 1. - P. 10.
11. Microcavities // Science. – 1999. – Vol. 285. – P. 230-233.
12. Staliunas K., Sanchez-Morsillo V.J. *Transverse patterns in nonlinear optical resonators* // STMP 183, 2003.
13. Staliunas K., Weiss C.O. *Nonstationary vortex lattices in large-aperture class B lasers* // J. Opt. Soc. Am. B, 1995, V. 12, № 6.
14. Кренц А.А., Анчиков Д.А. *Решетки вихрей в широкоапертурных лазерах*. Известия СИЦ РАН, 2012, т. 14, №4, с. 201.

МЕТОД РАСШИРЕННЫХ РЕГУЛЯРИЗОВАННЫХ СИСТЕМ ДЛЯ РЕШЕНИЯ НЕКОРРЕКТНЫХ ЗАДАЧ ПРИКЛАДНОЙ ОПТИКИ

А.А. Иванов

*Самарский государственный аэрокосмический университет
им. акад. С.П. Королева (национальный исследовательский университет),
кафедра прикладной математики и информатики
(443011, г. Самара, ул. Академика Павлова, 1)
e-mail: ssauivanov@gmail.com*

АННОТАЦИЯ

В работе исследуется метод расширенных регуляризованных систем для решения задачи восстановления спектра терагерцового излучения по результатам измерений, полученных с использованием интерференционного спектрометра Фабри-Перо. Решаемая задача осложняется тем, что в модельном сигнале присутствуют различные длины волн, что в силу суперпозиции приводит к тому, что наблюдаемая интерференционная картина оказывается крайне сложной для однозначного восстановления спектра исходного излучения.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе опускаются физические аспекты и реализация схемы интерферометра Фабри-Перо [1] и решается система линейных алгебраических уравнений (с.л.а.у.), полученная после дискретизации интегрального уравнения, описывающего многолучевую интерференцию в спектрометре Фабри-Перо

$$Au = f, A \in R^{n \times n}, u \in R^n, f \in R^n, \quad (1)$$

$$n = 501, \text{rank}(A) = 441.$$

Полученная задача не имеет классического решения в смысле метода наименьших квадратов (МНК) так как матрица коэффициентов с.л.а.у. оказывается вырожденной. Более того, на практике, рассматриваемая с.л.а.у является несовместной, за счет того, что в векторе правой части системы

присутствует неустранимая погрешность, обусловленная наличием шумовой компоненты в результатах измерений. Поэтому под решением задачи (1) будем понимать нормальное псевдорешение в смысле метода МНК.

Устойчивое решение u_* определяется как решение задачи минимизации

$$\min_{u \in R^n} \left\{ \|Au - f\|_2^2 - \alpha^2 \|Lu\|_2^2 \right\}, \quad (2)$$

где $\alpha > 0$ - параметр регуляризации.

Основная идея, излагаемая в данной работе, состоит в том, чтобы преобразовать исходную вырожденную и несовместную систему (1) к регуляризованной расширенной с.л.а.у. следующего вида

$$\begin{pmatrix} \omega I_{2n-1} & \vdots & A \\ & & \alpha L \\ \dots & \dots & \dots \\ A^T & \alpha L^T & \vdots & -\omega I_n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y \\ u \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где $y \in R^{2n-1}$, а I_{2n-1} , I_n единичные матрицы. В работе [2] показано, что система (3) всегда совместна и невырожденная, а параметр $\omega = 10^{-8}$.

На рисунках 1 (а,б) представлены графическое изображение матрицы системы (портрет матрицы), а так же сингулярный спектр, изображенный в логарифмических координатах. (1).

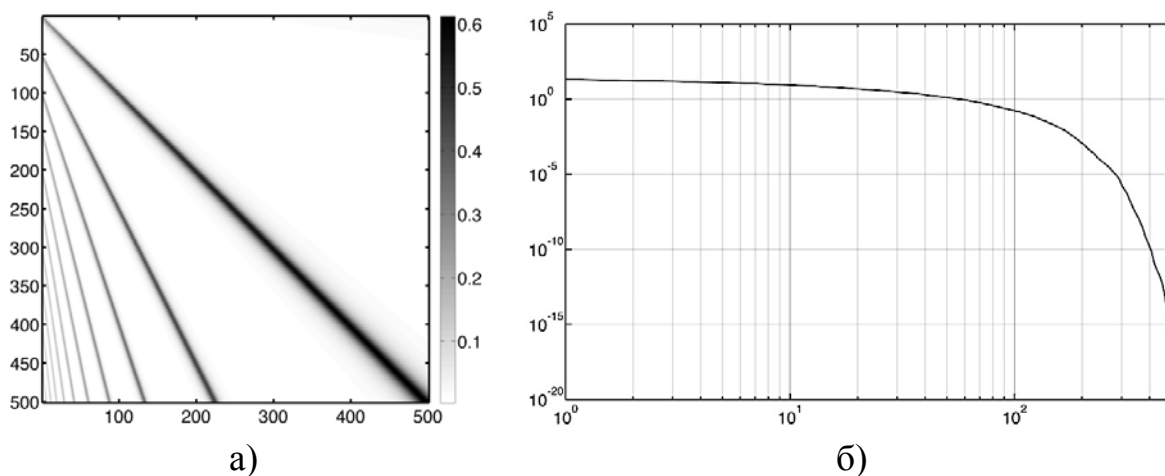


Рис. 1. Характеристики матрицы с.л.а.у (1): а) портрет матрицы, б) сингулярный спектр матрицы

Сингулярный спектр матрицы на рисунке 1(б) является типичным для плохо обусловленных задач [3]. Однако классические методы регуляризации, основанные на фильтрации малых сингулярных чисел (например, TSVD [3]) с целью улучшения обусловленности задачи, не позволяют получить удовлетворительное решение при наличии сколько-нибудь малого шума в измерениях.

2. ВЫБОР ПАРАМЕТРА РЕГУЛЯРИЗАЦИИ

Основную проблему при использовании метода регуляризации А.Н. Тихонова определяет задача адекватного выбора параметра регуляризации α . Для рассматриваемой задачи был выбран эвристический метод из [4, с. 80]

$$\alpha = \delta \frac{\sigma_{\max}^2(A)}{\|\tilde{f}\|_2 + \delta}, \quad \|f - \tilde{f}\| \leq \delta, \quad (4)$$

где $\tilde{f} = \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K \tilde{f}_k$, $\tilde{f}_k = (f + \varepsilon_k)$, а ε_k - шумовая компонента вектора правой части. Таким образом, на практике, для уменьшения влияния неустранимых погрешностей измерений, предлагается выполнять не одно а серию измерений (K штук) [7, 8], результаты которых усредняются, а сами реализации используются для оценки параметра

$$\delta^2 = \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K \|\tilde{f} - \tilde{f}_k\|^2. \quad (5)$$

Необходимость производить серию измерений естественным образом увеличивает время исследования спектра, однако эта операция может быть выполнена один раз в рамках задачи калибровки измерительного устройства.

3. ВЫБОР СТАБИЛИЗИРУЮЩЕГО ОПЕРАТОРА

Дополнительная априорная информация, которая используется при решении задачи (2) состоит в том, что решение задачи ищется в классе гладких функций. Таким образом, искомое решение обеспечивает минимум невязке в смысле

$$u_\alpha = \arg \min_{u \in R^n} \left(\|Au - f\|_2^2 + \alpha \|Lu\|_2^2 \right), \quad (6)$$

где матрица $L \in R^{(n-1) \times n}$ – дискретный оператор дифференцирования 1-ого порядка оператора [9], и определяется так

$$L = \begin{pmatrix} 1 & -1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 1 & -1 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & -1 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & \dots & 0 & 1 & -1 \end{pmatrix}.$$

Задача (2) существенно отличается от стандартной задачи регуляризации Тихонова тем, что $L^T L \in R^{n \times n}$ не является матрицей полного ранга (в отличие от стандартной задачи). Известные методы решения задачи регуляризации в такой постановке чрезвычайно сложны и неэффективны. Поэтому для решения этой задачи используется метод основанный на расширенных регуляризованных системах уравнений [2,5].

3. МЕТОД РАСШИРЕННЫХ РЕГУЛЯРИЗОВАННЫХ СИСТЕМ

Решение задачи (2) эквивалентно задаче вычисления нормального псевдорешения задачи

$$\min_{u \in R^n} \left\| \begin{pmatrix} A \\ \alpha L \end{pmatrix} u - \begin{pmatrix} f \\ 0 \end{pmatrix} \right\|_2, \quad (7)$$

то есть решением задачи (7) является вектор

$$u_* = \left(\begin{pmatrix} A \\ \alpha L \end{pmatrix}^+ \right) f, \quad (8)$$

где $(\bullet)^+$ - псевдообратная матрица. Учитывая, что матрица в (8) имеет большую размерность и очень плохо обусловлена, для вычисления решения (8) используется метод расширенных регуляризованных нормальных уравнений [2,5], в соответствии с которым решение (8) определяется из решения расширенной с.л.а.у. (3). Для решения этой системы используется метод [6] на основе отражения Хаусхолдера (ортогональный метод исключения Гаусса или QR метод на основе отражений).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных исследований, построен алгоритм, применение которого на практике позволяет достаточно точно восстанавливать спектр терагерцового излучения. Алгоритм предусматривает этапы калибровки и эксплуатации измерительного устройства на основе интерференционного спектрометра Фабри-Перо. Результаты работы, частично опубликованы в [7,8,9].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А.Г. Жиглинский, В.В. Кучинский, Реальный интерферометр Фабри-Перо. – Л.: Машиностроение, Ленингр. отд-ние, 1983 – 176 с., ил.
2. A.I. Zhdanov, The method of augmented regularized normal equations, Computational Mathematics and Mathematical Physics, 52 (2012), pp.194-197.
3. P. C. Hansen, The truncated SVD as a method for regularization, BIT 27 (1987), 543-553.
4. V.A. Morozov, Methods of solving incorrectly posed problems, Springer Verlag, New York, 1984.
5. А. И. Жданов, “Об одном численно устойчивом алгоритме решения систем линейных алгебраических уравнений неполного ранга”, Вестн. Сам. гос. техн. ун-та. Сер. Физ.-мат. науки, 1(16) (2008), 149–153
6. J.H. Wilkinson. The algebraic eigenvalue problem. Oxford, Clarendon: Press, 1965, XVIII + 662 pp.
7. А. Иванов, Об одном алгоритме решения линейных алгебраических систем неполного ранга с множеством правых частей, Сборник тезисов докладов конгресса молодых ученых, Выпуск 2. Труды молодых ученых / Главный редактор д.т.н., проф. В.О. Никифоров. – СПб: НИУ ИТМО, 2012. – 414 с., С.-253
8. Andrey K. Kaveev, Grigory I. Kropotov, Ekaterina V. Tsygankova, Ivan A. Tzibizov, Sergey D. Ganichev, Sergey N. Danilov, Peter Olbrich, Christina Zoth, Elizaveta G. Kaveeva, Alexander I. Zhdanov, Andrey A. Ivanov, Ramil Z. Deyanov, and Britta Redlich, "Terahertz polarization conversion with quartz waveplate sets," // Appl. Opt. 52, B60-B69 (2013)
9. А. И. Жданов, А. А. Иванов, Оценка оптимального номера останова итераций при восстановлении импульсной характеристики искажающей системы // Компьютерная оптика, Т. 34, N3, С. 367-373

ТРЁХЭТАПНЫЙ МЕТОД ДИАГНОСТИКИ РАКА КОЖИ НА ОСНОВЕ ДЕРМАТОСКОПИИ, ОПТИЧЕСКОЙ КОГЕРЕНТНОЙ ТОМОГРАФИИ И СПЕКТРОСКОПИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ

О.О. Мякинин, И.А. Братченко, В.П. Захаров

*Самарский государственный аэрокосмический университет
имени академика С.П. Королёва
(национальный исследовательский университет),
НИЛ-96 «Фотоника»
(443086 Россия, г. Самара, Московское шоссе, 34)
e-mail: myakole@gmail.com*

АННОТАЦИЯ

В работе предложен трёхэтапный мультимодальный метод оптико-цифровой диагностики рака кожи.

Первый этап («визуальный осмотр» поверхности) состоит в цифровом анализе дерматоскопических снимков новообразования кожи.

Второй этап (трёхмерная визуализация новообразования) состоит в сканировании подозрительного новообразования посредством метода оптической когерентной томографии для выявления степени инвазивности новообразования.

Третий этап («физическое сканирование» малого объема внутри новообразования) состоит в определении специфичности новообразования посредством спектроскопии комбинационного рассеяния.

Показано, что такой подход позволяет не только повысить точность диагностики такого опасного заболевания, как злокачественная меланома кожи, до 90% и выше. Представлены автоматические методы обучения и распознавания для первого и третьего этапов.

1. ВВЕДЕНИЕ

Среди особо важных проблем здравоохранения может быть выделена проблема диагностики раковых заболеваний, как наиболее остро стоящая перед медициной XXI века. По данным главного онколога РФ В.И. Чиссова [1] в России у 505 тысяч человек в год впервые диагностируют рак, а

общая заболеваемость составляет 231 человек на 100 тысяч населения. Наиболее распространены онкологические заболевания кожи, и среди них – меланома. Рост заболеваемости примерно удваивается каждые 10-20 лет. Показатель среднегодового темпа прироста заболеваемости этой опухолью в мире составляет около 5% и считается одним из самых высоких среди всех злокачественных опухолей, уступая лишь раку легкого. На этот диагноз приходится 80% смертельных исходов среди всех раковых заболеваний кожи. В России ежегодно регистрируется свыше 5700 человек, у которых впервые диагностирована меланома кожи. При этом ежегодно умирают от меланомы более 2200 человек. Согласно экспериментам, проведенным в работе [2], врачи (дерматологи и онкологи) способны поставить правильный диагноз онкологического заболевания кожи лишь в 39% случаях.

Используя современные методики диагностики, затронутые в теме данной работы, ученым удалось добиться довольно значительных результатов. Научная группа J. Zhao создала диагностический прибор Verisante Aura на основе спектроскопии комбинационного рассеяния (КР) для диагностики кожных раковых патологий, диагностическая чувствительность которого достигает 99% [3]. Однако в этом случае специфичность составляет всего 17%, что не удовлетворяет требованиям Всемирной организации здравоохранения (минимум 50%). Прибор был удостоен престижной мировой премией SPIE Prism Awards 2013.

Используя текстурный анализ и метод главных компонент авторам [4] удалось получить рекордные 94% чувствительности и специфичности при диагностики плоскоклеточного рака кишечника с помощью совместного использования Оптической когерентной томографии (ОКТ) и спектроскопии КР. Однако меланома очень трудно распознается по ОКТ-снимкам, что делает подход авторов неэффективным.

Авторам [5], используя только распознавание меланомы по фотоснимкам (дерматоскопия), удалось достичь 87% чувствительности. Однако данные цифры может подпортить тот факт, что онкологических кожных заболеваний существует десятки видов, которые различаются по форме, пигментации и характеру метастазирования.

Мы предлагаем использовать совместно три метода (не обязательно все вместе): дерматоскопия, ОКТ и спектроскопия КР для повышения точ-

ности диагностики раковых заболеваний кожи, в том числе, на ранних стадиях.

2. ОСНОВНЫЕ ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ

2.1. Дерматоскопия

Дерматоскопия (или визуальный/компьютерный анализ цифровых фотоснимков поверхности новообразований) является самым быстрым и экономичным способом диагностики. Из оборудования необходима только цифровая камера и вычислительное устройство. С развитием смартфонов стало возможным интегрировать дерматоскопический анализ прямо в мобильное устройство [5].

Одним из недостатков метода (как и любого другого, ориентированного на распознавание злокачественности какого-то одного новообразования) является тот факт, что последовательное сканирование всех новообразований на коже человека (количество пигментных пятен, невусов и т.д. может превышать 50-100) займет очень много времени.

Мы предлагаем перед распознаванием конкретного новообразования, проводить общее макро-сканирование участка кожи (английский термин *TBD – Total Body Photography*), содержащих скопления. Делается снимок крупного участка кожи, например, спины. Затем, программа автоматически определяет подозрительные по размерам образования. Подобный подход позволяет организовывать эволюционный анализ, т.е. поиск изменений (по размерам, окраске и т.д.) во времени.

Предлагаемый алгоритм обработки макро-фотографий TBD:

1. Нормализация изображений: уменьшение разрешения исходного изображения до примерно 0.3 – 0.5 мегапикселей.

2. Удаление фона: изображение переводится из палитры RGB в цветное пространство HSV. Пороговая обработка канала H позволяет отделить фон от самого изображения, т.к. кожа человека находится в первой трети динамического диапазона тона, что позволяет использовать пороговую обработку: метод Оцу [6], если гистограмма бимодальна и Капура [7], если одномодальная

3. Сопоставление изображений: производится через сопоставление контуров изображений. Для одного из изображений производится изме-

нение масштаба в диапазоне $\pm 10\%$, и после производится поиск точки смещения через максимальную корреляцию изображений

4. Обнаружение новообразований: основу обнаружения точек составляет выделение контуров методом Канни [8]. Далее производится операция морфологического «закрытия» для удаления полостей новообразований. После удаляются все «длинные» контура, площадь которых меньше площади описанной вокруг них окружности в 4 раза, и контура которые находятся рядом с границей области интереса.

5. Сопоставление точек: перед сопоставлением точек производится их кластеризация [9]. Для сопоставления точек строится граф расстояний. После используется алгоритм построения минимального остового дерева для удаления лишних связей. После устанавливаются связи 1 к 1. Все несвязанные точки считаются новыми объектами.

6. Фиксирование изменений площади новообразований: Площадь новообразований производится через сравнение количества пикселей занимающей точкой на изображении

2.2. ОКТ+КР

Совместное использование технологии ОКТ и спектроскопии КР дает ряд преимуществ перед отдельным использованием каждой из технологий. ОКТ позволяет сканировать объект с высокой скоростью (частота получения А-сканов – 10-30 кГц). Время сканирования одного образца не превосходит 15 секунд. КР характеризуется крайне низким уровнем сигнала и сканирование только одной точки образца займет те же 15 секунд. С другой стороны только спектроскопия КР способна различить специфичность ткани. На ОКТ-снимках все ткани с примерно одинаковым показателем преломления имеют одинаковую текстуру и контраст.

Мы использовали ОКТ-снимки для первичного анализа (экспертного) и выбора точки сканирования прибором КР для выяснения специфичности биоткани.

При сканировании КР неизбежно образование фона флюоресценции, которая удаляется при помощи модуля цифровой обработки при помощи алгоритма VRA [10].

В качестве диагностических признаков выступали спектральные полосы КР-спектров. Использовались следующие четыре признака:

$$I_s = \frac{R(s)}{R(1450)}, s \in \{1320, 1660\},$$

$$\Delta I_s = \frac{|R_{tumor}(s) - R_{norma}(s)|}{R_{tumor}(s) + R_{norma}(s)}, s \in \{1320, 1450\},$$

где $R_{tumor}(s)$, $R_{norma}(s)$, $R(s)$ – интенсивность пика КР в полосе s для пораженной, здоровой и произвольной ткани соответственно.

Для разделения на фазовой плоскости этих признаков использовался квадратичный дискриминантный анализ [11], разделяющий попарно I_s и ΔI_s . Полученных два классификатора (рисунок 1) объединялись в один с помощью механизма адаптивного усиления (AdaBoost) [12].

3. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Для оценки качества работы алгоритма обработки дерматоскопических снимков (TBD) использовались следующие характеристики:

$$k_{FT} = \frac{F}{T}, k_{RT} = \frac{R}{T}, k_{RF} = \frac{R}{F},$$

где T – общее количество пигментных пятен на изображении (количество оценено экспертом), F – число пигментных пятен, найденных с помощью алгоритма, а R – количество правильно обнаруженных пигментных образований ($R \leq F$). Отметим, что, вообще говоря, F может превосходить T .

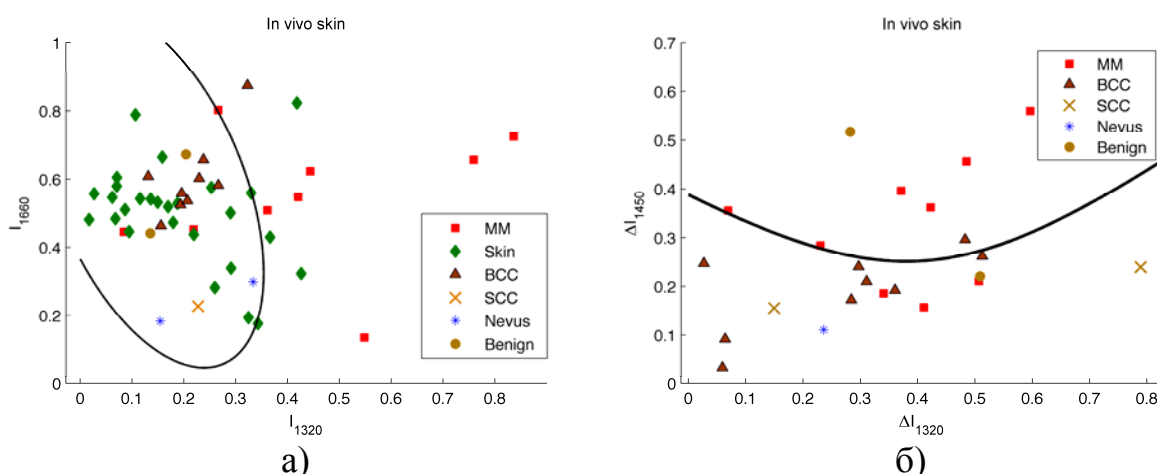


Рис. 1. Фазовые пространства спектров КР кожи in-vivo для а) I_s и б) ΔI_s признаков с автоматически построенными дискриминантными кривыми (гиперквадриками). Обозначения: Skin – кожа без патологий, ММ – меланома, ВСС – базально-клеточный рак, SCC – плоскоклеточный рак, Nevus – невус, Benign – прочие доброкачественные новообразования

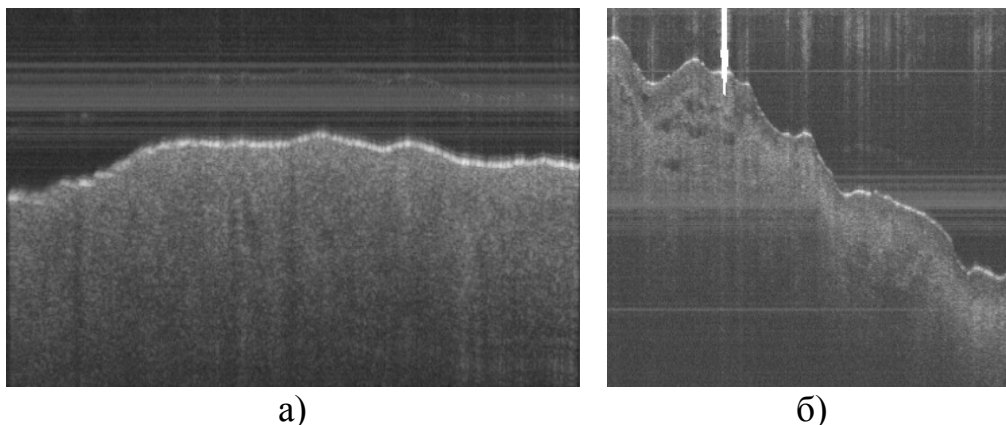


Рис. 2. ОКТ-изображения (В-сканы) а) здоровой ткани и б) меланомы; стрелкой отмечены скопление меланоцитарных образований

Тестирование метода на 19 натуральных изображениях показало, что $k_{FT} = 1.32, k_{RT} = 0.68, k_{RF} = 0.80$. Предложенный алгоритм обнаруживает и мелкие пигментные образования, как веснушки, однако процент верно определённых пятен достаточно высок, учитывая, что сама съёмка участков кожи была не регламентирована (разное освещение, положение пациента и т.д.).

Чувствительность диагностики меланомы при помощи КР составила 88.89%, а специфичность – 87.80%. При использовании в связке с ОКТ эти значения возрастают до 92% и 90% соответственно. На рисунке 2(б) показан типичный пример (В-скан) меланоцитарного образования. Меланому (а точнее злокачественный характер самого образования) выдает неравномерная толщина ткани (в отличие от здоровой ткани, показанной на рисунке 2(а)), наличие крупных сосудистых образований, однако сказать точнее, что это за новообразование, способна только КР-спектроскопия.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен трёхэтапный мультимодальный метод оптико-цифровой диагностики рака кожи, состоящий из алгоритма анализа дерматоскопических снимков (TBD), ОКТ и спектроскопии КР. TBD может применяться отдельно для скрининга и мониторинга, ОКТ+КР – для клинических обследований. Суммарно это позволяет добиться 92% и 90% чувствительности и специфичности соответственно.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. <http://ria.ru/interview/20130204/920936338.html>
2. R.J. Friedman, D. Gutkowitz-Krusin, M.J. Farber et al, The diagnostic performance of expert dermoscopists vs a computer-vision system on small-diameter melanomas. // Archives of dermatology, 2008, v. 144, n. 4, p. 476–482.
3. H. Lui, J. Zhao, D. McLean et al, Real-time Raman Spectroscopy for In Vivo Skin Cancer Diagnosis. // Cancer Res., 2012, v. 72, p. 2491-2500.
4. P.C. Ashok, B.B. Praveen, N. Bellini et al, Multi-modal approach using Raman spectroscopy and optical coherence tomography for the discrimination of colonic adenocarcinoma from normal colon. // Biomedical Optics Express, 2013, v. 4, n. 10, p. 2179-2186.
5. T. Wadhawan, N. Situ, H. Rui et al, Implementation of the 7-point checklist for melanoma detection on smart handheld devices. // Conf. Proc. IEEE Eng. Med. Biol. Soc., 2011, p. 3180–3183.
6. N. Otsu, A threshold selection method from gray-level histograms. // IEEE Trans. Sys., Man., Cyber, 1979, v. 9, p. 62-66.
7. J.N. Kapur, P.K. Sahoo, A.K.C. Wong, A New Method for Gray-Level Picture Thresholding Using the Entropy of the Histogram. // CVGIP, 1985, v. 29, p. 273-285.
8. J. Canny, A Computational Approach To Edge Detection. // IEEE Trans. Pattern Analysis and Machine Intelligence, 1986, v. 8, n. 6, p. 679–698.
9. J. MacQueen, Some methods for classification and analysis of multivariate observations. // In Proc. 5th Berkeley Symp. on Math. Statistics and Probability, 1967, p. 281-297.
10. J. Zhao, H. Lui, D. McLean, H. Zeng, Automated Autofluorescence Background Subtraction Algorithm for Biomedical Raman Spectroscopy. // Applied Spectroscopy, 2007, v. 61, n. 11, p. 1225-1232.
11. Р. Дуда, П. Харт, Распознавание образов и анализ сцен. // М.: Мир, 1976, 511 с.
12. Y. Freund, R.E. Schapire, A Decision-Theoretic Generalization of On-Line Learning and an Application to Boosting. // Journal of Computer and System Sciences, 1997, v. 55, n. 1, p. 119–139.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНСТАНТ СКОРОСТЕЙ РЕАКЦИИ И ШИРИН СПЕКТРАЛЬНЫХ ПОЛОС ДИМОЛЬНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СИНГЛЕТНОГО КИСЛОРОДА В ДИАПАЗОНЕ ТЕМПЕРАТУР 100-200К

А.С. Инсапов

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

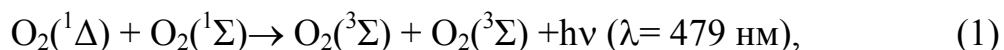
АННОТАЦИЯ

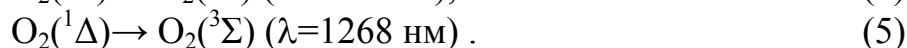
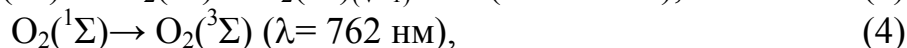
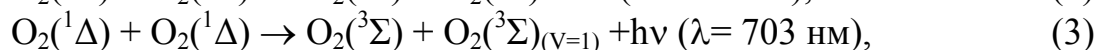
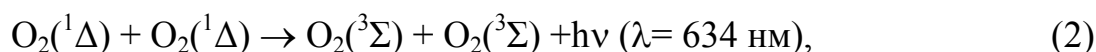
Исследуются процессы димольного излучения синглетного кислорода в полосах 479, 634 и 703 нм. Найдены зависимости соответствующих констант скоростей реакций от температуры в диапазоне 100-200 К. Так же были найдены зависимости ширин линий и положений пиков.

1. ВВЕДЕНИЕ

Синглетный кислород это молекулярный кислород O_2 , находящийся в первом $^1\Delta_g$ или втором $^1\Sigma_g$ электронно-возбужденных состояниях, в которых спин электронов равен нулю. Синглетный кислород используется в химических и разрядных кислородно-йодных лазерах [1]. Синглетный кислород играет важную роль в биологии и медицине. Синглетный кислород играет важную роль в процессах атмосферы. Комплекс O_4 поглощает порядка 1% в видимом и ближних ультрафиолетовом и инфракрасном диапазонах [2]. Изучению синглетного кислорода посвящено множество работ в России и за рубежом, где находились константы скоростей реакций, протекающих в синглетном кислороде при различных температурах, однако в области низких температур проводились работы на поглощении лазерного излучения. Данная работа состоит в определении качественного поведения констант скоростей реакции 1, 2 и 3 в области температур 90-200 К, а так же ширин полос соответствующих реакций от температуры.

В данной работе рассматривались следующие реакции синглетного кислорода [3]:





Реакции 4 и 5 позволяют определить температуру с точностью порядка 5К. Реакции 4 и 5 позволяют определить концентрацию синглетного кислорода в первом и втором электронно-возбужденных состояниях соответственно.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В работе использовались исходные данные, полученные на установке в лаборатории химических и газоразрядных лазеров СФ ФИАН им. П.Н. Лебедева. Основные узлы установки представлены на Рис 1. Источником синглетного кислорода выступал химический струйный газогенератор. Затем газовый поток пропусклся через двухсекционный теплообменник, охлаждающийся спиртом и жидким азотом. Сечение трубок теплообменника 2мм. Длина трубок 75 и 35мм соответственно. Затем поток попадает в цилиндр диаметром 10мм и длиной 35мм. Спектр излучения синглетного кислорода вдоль оси канала двумя монохроматорами, калиброванными на абсолютную чувствительность. Подобная конструкция позволяет охладить кислород до температур 90-100К и снизить при этом концентрацию воды. Уникальность установки в высокой доле и давлении синглетного кислорода, которая позволяет изучать процессы не по поглощению, а по излучению.

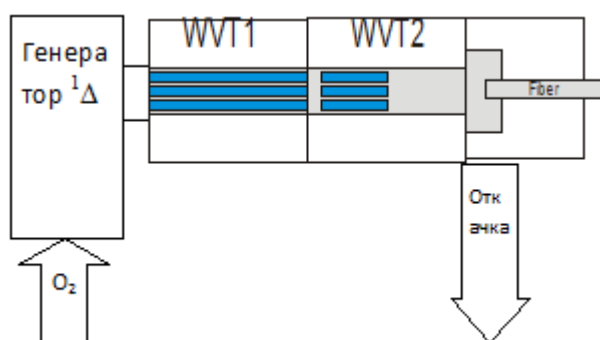


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

3. ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Удельная мощность спонтанного излучения процессов 5 и 4 определяется формулами 6 и 7 для полос 1270 и 763 нм соответственно:

$$I_a = A_a n_a, \quad (6)$$

$$I_b = A_b n_b, \quad (7)$$

где n_a - концентрация кислорода $O_2 (^1\Delta_g)$;

n_b - концентрация кислорода $O_2 (^1\Sigma_g)$;

A_a, A_b – коэффициенты Эйнштейна для спонтанного перехода 4 и 5.

Для димольного излучения 2 и 3 на полосе 634 и 703нм соответственно удельная мощность излучения определяется формулами 8 и 9.

$$I_{634} = k_{634} n_a^2, \quad (8)$$

$$I_{703} = k_{703} n_a^2, \quad (9)$$

где k_{634} - константа скорости димольного излучения в реакции 2;

k_{703} – константа скорости дипольного излучения в реакции 3.

Для димольного излучения 1 на полосе 479 нм удельная мощность излучения определяется формулой 10.

$$I_{479} = k_{479} n_a n_b, \quad (10)$$

Удельную мощность излучения, снимаемого спектрометром, в полосе излучения на длине волны λ можно вычислить по формуле 11.

$$I_i = \frac{4}{TLt_e} \int_{\lambda_i}^{\lambda_j} C(\lambda) R(\lambda) d\lambda, \quad (11)$$

где $C(\lambda)$ -число отсчетов пикселя на длине волны λ ;

$R(\lambda) [ффото \times отсчет^{-1} \times см^{-2} \times нм^{-1}]$ - абсолютная спектральная чувствительность системы оптоволокну-спектрометр;

T – коэффициент пропускания равный 0,93;

L – расстояние, с которого снимается спектр;

t_e – время экспозиции;

λ_1, λ_2 – граница полосы.

Интегрирование в формуле 11 ведется в пределах спектра излучения данной полосы.

Таким образом, из соотношений 6-11 можно найти константы скоростей реакции. Например, для процесса 1 константа скорости реакции определяется формулой 12.

$$k_{479} = \frac{I_{479}}{n_a n_b} = \frac{I_{479} A_a A_b}{I_a I_b} = \frac{\left(\int_{479} C(\lambda) R(\lambda) d\lambda \right) A_a A_b}{\frac{4}{TLt_e} \left(\int_{1280} C(\lambda) R(\lambda) d\lambda \right) \left(\int_{763} C(\lambda) R(\lambda) d\lambda \right)}, \quad (12)$$

В качестве инструмента для расчета ширины линии использовался метод градиентного спуска, реализованный в библиотеке `common-math` организации Apache. В качестве базовой функции использовалась функция псевдо-Фойхта.

Температура определялась путем сравнения экспериментальных данных и синтезированного спектра, полученного с помощью базы HITRAN.

На Рис 2 изображены отношения констант скоростей реакций к значению при температуре 200К. Было обнаружено возрастание констант при температурах около 100К. Полученные константы хорошо совпадают с полученными ранее результатами в более высоких диапазонах температур [4].

На Рис 3-5 изображены положения центров пиков полос 1-3 соответственно.

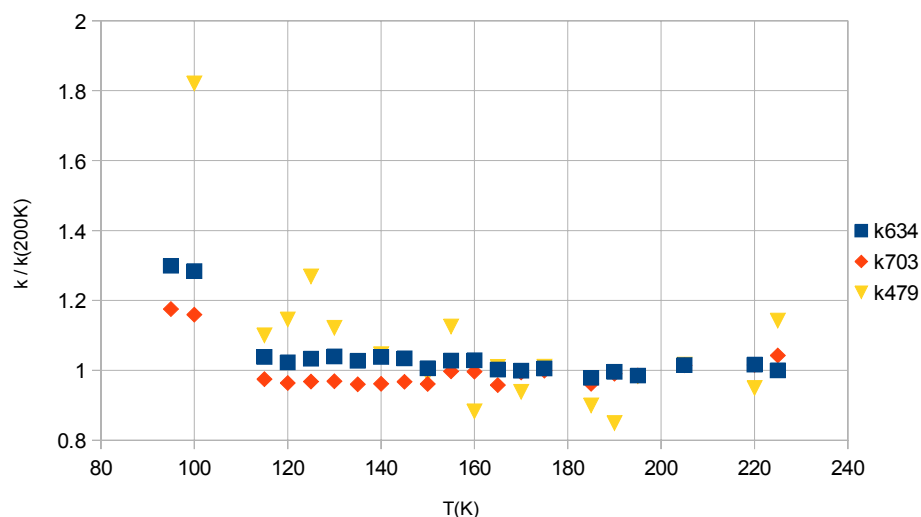


Рис. 2. Отношение констант скоростей реакций димольного излучения

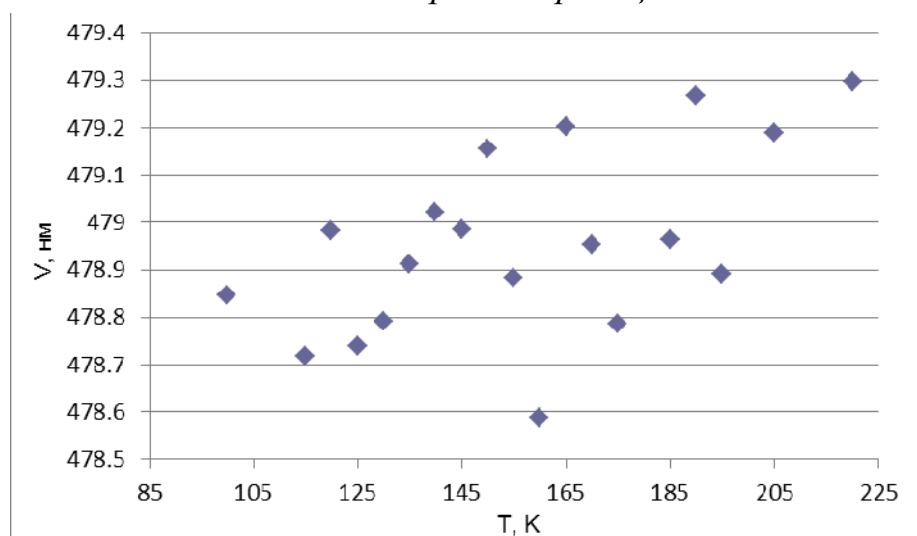


Рис. 3. Зависимость центра полосы процесса 1 от температуры

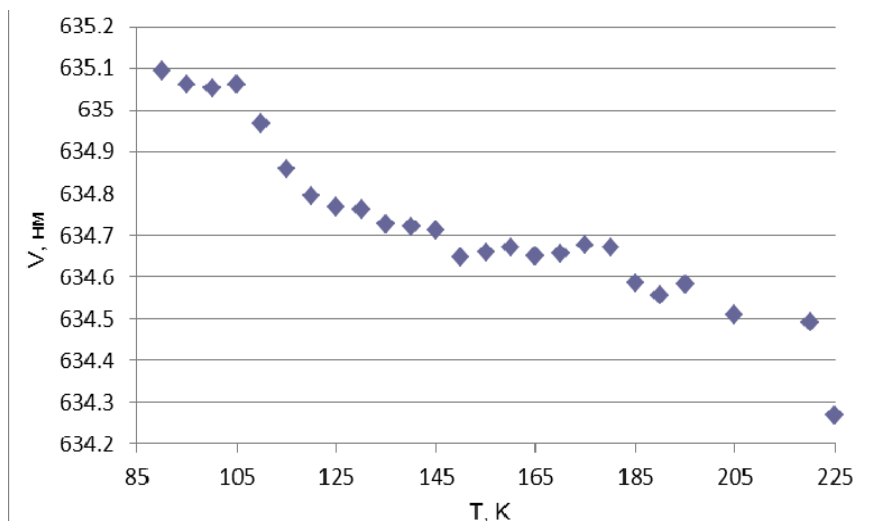


Рис. 4. Зависимость центра полосы процесса 2 от температуры

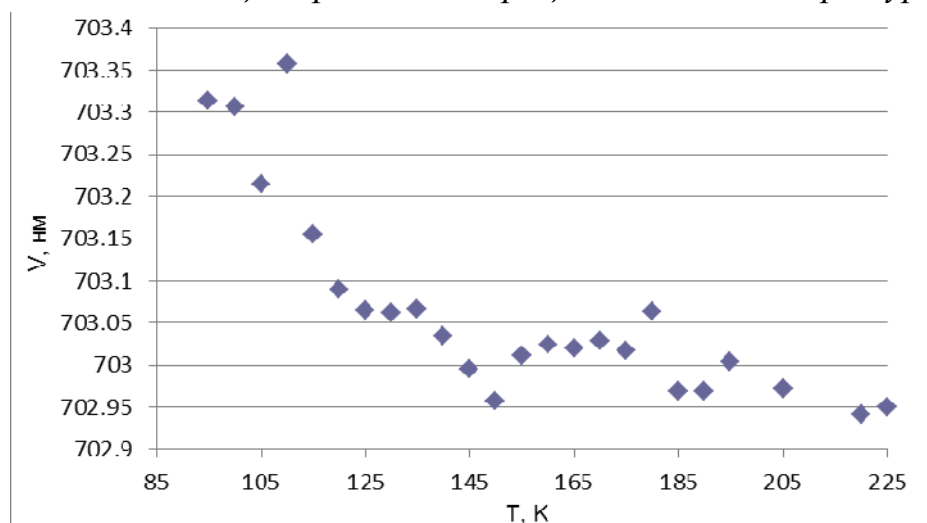


Рис. 5. Зависимость центра полосы процесса 3 от температуры

На Рис 6 изображена зависимость ширин линий от температуры. Полученные зависимости ширин линий $0.01T+2.5\text{nm}$, $0.03T+5.64\text{nm}$ и $0.03T+6.24\text{nm}$ для полос 479, 634 и 703 соответственно.

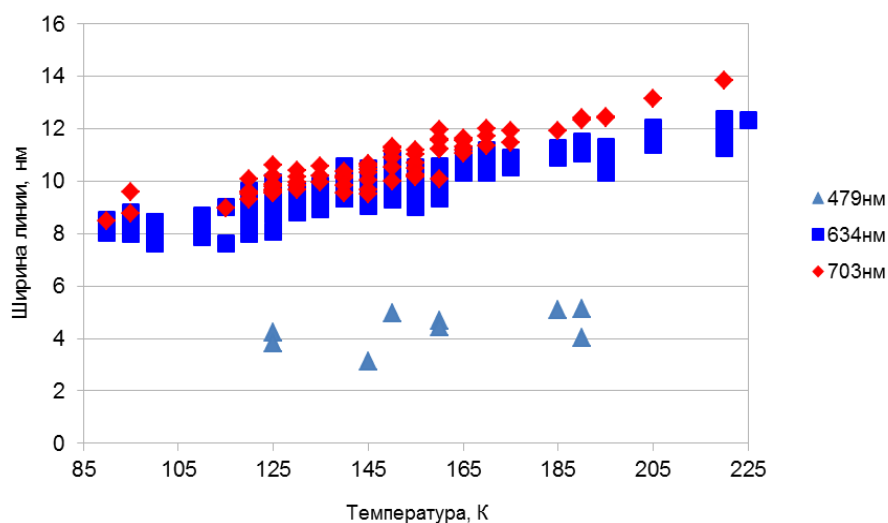


Рис 6 Зависимость ширин линий на полосах процессов 1-3

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе данной работы было рассмотрено поведение полос димольного излучения синглетного кислорода на длинах волн 479, 634 и 703 нм. Были рассмотрены ширины линий, положения пиков, а так же константы соответствующих скоростей реакций.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ:

1. Manish Gupta, Thomas Owano, Douglas S. Baer, Anthony O'Keefe, Skip Williams *Quantitative determination of singlet oxygen density and temperature for Oxygen-Iodine Laser Applications* // Chemical Physics Letters 400 (2004) 42–46
2. Pfeilsticker K., Erle F., Platt U. Absorption of Solar Radiation by Atmospheric O₄ // J. Atmospheric Sci. 1997. Vol. 54, № 7. P. 933–939.
3. S.H. Whitlow, F.D. Findlay *Single and double electronic transitions in molecular oxygen* // Canadian Journal of Chemistry V45, 2087(1967) P. 2087-2091
4. Загидуллин М.В. Константы скорости димольного излучения синглетного кислорода на длинах волн 634 и 703 нм // Химическая Физика. 2011. Том 30. №2. С. 3-7.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИФРАКЦИИ КОРОТКОГО ИМПУЛЬСА В СРЕДЕ С ДИСПЕРСИЕЙ

Е.С. Козлова

*Институт систем обработки изображений РАН
(443001, г. Самара, ул. Молодогвардейская, 151)
e-mail: kozlova.elena.s@gmail.com*

АННОТАЦИЯ

Предложен алгоритм решения волнового уравнения для ТЕ-поляризации с учётом частотной дисперсии материала, с помощью явной разностной схемы. Анализ численного моделирования распространения прямоугольного фемтосекундного импульса в кварце позволил обнаружить предвестники, которые приходят в точку наблюдения раньше основного импульса в 1,4 раза и по интенсивности в 700 раз меньше его. Рассчитанное время задержки предвестников Зоммерфельда и Бриллюэна отличается от теоретического на 7%.

1. ВВЕДЕНИЕ

Ультракороткие импульсы имеют широкое применение в современной науке и технике [1]. Для моделирования распространения света в дисперсных материалах были разработаны различные модификации FDTD-метода, позволяющие в процессе вычислений учитывать зависимость диэлектрической проницаемости от частоты [2].

В данной работе (2+1)-мерное волновое уравнение записано в новой форме: вторая производная по времени внесена под интеграл свёртки, описывающий электрическую индукцию или поляризацию вещества. Разработана явная конечно-разностная схема для решения такого волнового уравнения (случай ТЕ-поляризации), позволяющая моделировать распространение электромагнитного излучения в планарном волноводе с учётом зависимости диэлектрической проницаемости вещества от частоты излучения. В этом случае требуется меньше ресурсов памяти, так как на каждом временном слое хранятся только отсчёты напряжённости поля E_y^k и E_y^{k-1} . В FDTD-методе на каждом временном слое в случае ТЕ-поляризации хранятся отсчёты 3-х проекций поля: E_y^k , $H_x^{k+1/2}$, $H_z^{k+1/2}$. Проведено сравнение ре-

зультатов численного моделирования, полученных с помощью разработанной схемы и программного пакета FullWAVE (RSoft), реализующего дисперсионный FDTD-метод. Моделирование распространения фемтосекундного прямоугольного импульса с резким передним фронтом в планарном волноводе из кварцевого стекла с учётом дисперсии показало наличие предвестников Зоммерфельда и Бриддюзона, разделённых в пространстве.

2. КОНЕЧНО-РАЗНОСТНАЯ СХЕМА ДЛЯ РЕШЕНИЯ ВОЛНОВОГО УРАВНЕНИЯ С УЧЕТОМ ДИСПЕРСИИ

Распространение света в двумерной линейной изотропной диспергирующей среде для напряжённости электрического поля описывается волновым уравнением [3]:

$$\Delta_{xz} E_y - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 D_y}{\partial t^2} = 0, \quad (1)$$

где $\Delta_{xz} = \partial^2 / \partial x^2 = \partial^2 / \partial z^2$ – оператор Лапласа, E_y – проекция вектора напряжённости электрического поля на ось y (ТЕ-поляризация); x и z – поперечная и продольная пространственные координаты; t – время; c – скорость света в вакууме; D_y – проекция вектора электрической индукции на ось y . В случае немагнитной среды электрическая индукция будет представлена интегралом свёртки [3]:

$$D_y(x, z, t) = \int_0^\infty \varepsilon(x, z, \hat{t}) E_y(x, z, t - \hat{t}) d\hat{t}. \quad (2)$$

Будем считать, что свет распространяется в паланарном волноводе, грани которого выполнены из идеально отражающего материала, и в начальный момент времени поле в волноводе отсутствует.

Воспользуемся принципом причинности и будем считать, что в моменты времени $t < 0$ диэлектрическая проницаемость и напряжённость электрического поля равны 0:

$$D_y(x, z, t) = \int_0^t \varepsilon(x, z, \hat{t}) E_y(x, z, t - \hat{t}) d\hat{t}. \quad (3)$$

Подставим (3) в уравнение (1), воспользуемся формулой Лейбница и учтем граничные условия, тогда получим:

$$\Delta_{xz} E_y - \frac{1}{c^2} \int_0^t \varepsilon(\hat{t}) \frac{\partial^2 E_y(x, z, t - \hat{t})}{\partial t^2} d\hat{t} = 0. \quad (4)$$

Для учёта зависимости диэлектрической проницаемости от частоты излучения воспользуемся следующей обобщенной моделью:

$$\tilde{\varepsilon}(x, z, \omega) = \varepsilon_{\infty}(x, z) + \sum_m \tilde{\chi}_m(x, z, \omega), \quad (5)$$

где $\varepsilon_{\infty}(x, z)$ - диэлектрическая проницаемость на высоких частотах; $\tilde{\chi}_m(x, z, \omega)$ - резонансная составляющая. Данная модель, путем определения формы зависимости резонансной составляющей от частоты, преобразуется во все общепринятые модели дисперсии: Лоренца, Дебая, Друде, Селмейера.

Временные отсчёты диэлектрической проницаемости могут быть получены с помощью обратного преобразования Фурье:

$$\varepsilon(x, z, t) = \varepsilon_{\infty}(x, z) \delta(t) + \sum_m \chi_m(x, z, t), \quad (6)$$

где $\delta(t)$ - дельта-функция.

Построим на равномерной сетке явную конечно-разностную схему. Для этого в уравнении (4) произведём замену частных производных разностными соотношениями, а интеграл заменим интегральной суммой и учтем соотношение (6):

$$\frac{1}{c^2} \left(\hat{\varepsilon}_{ij}^{\infty} \Lambda_t \hat{E}_{ij}^k + \sum_{s=0}^k \hat{\chi}_{ij}^s \Lambda_t \hat{E}_{ij}^{k-s} \right) = \Lambda_x \hat{E}_{ij}^k + \Lambda_z \hat{E}_{ij}^k, \quad (7)$$

где $\hat{E}_{ij}^k, \hat{\varepsilon}_{ij}^{\infty}, \hat{\chi}_{ij}^s$ - сеточные аналоги функций $E_y(x, z, t)$, $\varepsilon(x, z, t)$ и $\chi(x, z, t)$, взятые в узле (i, j, k) ; $\Lambda \hat{E}_i = (\hat{E}_{i+1} - 2\hat{E}_i + \hat{E}_{i-1}) / h^2$ - разностный оператор Лапласа; h - шаг аппроксимации; I, J, K - количество интервалов разбиения по переменным x, z и t ; $h_x = l_x / I$, $h_z = l_z / J$ и $h_t = T / K$ - шаги аппроксимации по переменным x, z и t ; l_x и l_z - ширина и длина волновода; T - время моделирования. Выделим первое и последнее слагаемые в ряду свёртки, после чего воспользуемся начальными условиями:

$$\sum_{s=0}^k \hat{\chi}_{ij}^s \Lambda_t \hat{E}_{ij}^{k-s} = \sum_{s=1}^{k-1} \hat{\chi}_{ij}^s \Lambda_t \hat{E}_{ij}^{k-s} + \hat{\chi}_{ij}^0 \Lambda_t \hat{E}_{ij}^k. \quad (8)$$

В итоге мы получили явную конечно разностную схему для волнового уравнения с учетом зависимости диэлектрической проницаемости от частоты:

$$\Lambda_t \hat{E}_{ij}^k = \frac{c^2}{\hat{\chi}_{ij}^0 + \hat{\varepsilon}_{ij}^{\infty}} \left(\Lambda_x \hat{E}_{ij}^k + \Lambda_z \hat{E}_{ij}^k \right) - \sum_{s=1}^{k-1} \frac{\hat{\chi}_{ij}^s}{\hat{\chi}_{ij}^0 + \hat{\varepsilon}_{ij}^{\infty}} \Lambda_t \hat{E}_{ij}^{k-s}. \quad (9)$$

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИМПУЛЬСА В ВОЛНОВОДЕ ИЗ КВАРЦЕВОГО СТЕКЛА

Проведём моделирование процесса прохождения ультракороткого импульса света внутри планарного волновода из кварцевого стекла. Для учёта зависимости диэлектрической проницаемости (6) от частоты излучения воспользуемся моделью Селлмейера [4]:

$$\tilde{\varepsilon}(x, z, \lambda) = \varepsilon_{\infty}(x, z) + \sum_m \frac{\Delta \varepsilon_m(x, z) \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_m^2(x, z) + i \lambda \eta_m(x, z)}, \quad (10)$$

где λ – длина волны; $\varepsilon_{\infty}(x, z)$ – диэлектрическая проницаемость на высоких частотах; $\Delta \varepsilon_m(x, z)$ – величина резонанса; $\lambda_m(x, z)$ – резонансная длина волны; i – мнимая единица; $\eta_m(x, z)$ – коэффициент демпфирования. Параметры модели Селлмейера для кварца взяты из работы [4].

Резонансная составляющая в (6) с учётом (10) представляет собой экспоненциальную функцию (для удобства записи зависимость от переменных x и z опущена) ($\eta_m(x, z) = 0$):

$$\chi_m(t) = -i \frac{2\pi c \Delta \varepsilon_m}{\lambda_m} \exp\left(\frac{2i\pi c t}{\lambda_m}\right). \quad (11)$$

Зададим начальное условие в виде:

$$\psi(x, t) = \cos\left(\frac{\pi x}{l_x}\right) \cdot \sin\left(\frac{\pi t}{t_s}\right) \cdot \sin(\omega_0 t), \quad (12)$$

где t_s – время подачи импульса; $\omega_0 = 2\pi c / \lambda_0$ – центральная частота излучения; λ_0 – центральная длина волны излучения.

Зададим параметры входного излучения для моделирования: $t_s = 3,36$ фс. На рисунке 1а представлен начальный импульс и его спектр. Для проверки правильности решения волнового уравнения (4) было проведено сравнение с решением уравнений Максвелла FDTD-методом. Решение уравнения (4) было реализовано с помощью разработанной программы в среде MATLAB, а FDTD-метод был реализован с помощью коммерческой программы FullWAVE. Сравнению подвергались результаты, полученные с учётом частотной дисперсии материала. В программе, реализующая конечно-разностную схему для волнового уравнения, использовались следующие шаги аппроксимации: $h_x = \lambda_0 / 26$ мкм, $h_z = \lambda_0 / 53$ мкм, $h_t = \lambda_0 / 3192$ мкм. Для FDTD-метода были выбраны следующие параметры сетки: $h_x = \lambda_0 / 26$ мкм, $h_z = \lambda_0 / 106$ мкм, $h_t = \lambda_0 / 5320$ мкм. Из рисунка 1б видно, что полученные решения близки. Среднеквадратическое отклонение составило 3,6%.

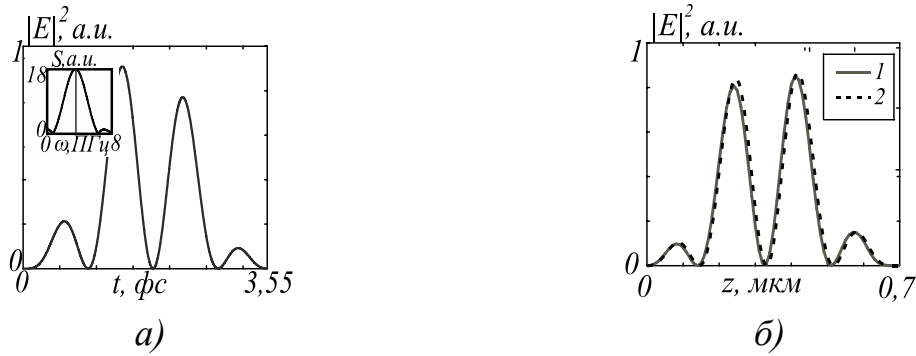


Рис.1. а) Интенсивность $|E_y|^2$ и амплитуда спектра S входного импульса в точке $(x,z)=(0,0)$ мкм; б) мгновенная интенсивность импульса вдоль оси z , полученная: по схеме (9) (линия 1) и FDTD-методом (линия 2)

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРЕДВЕСТНИКОВ ИМПУЛЬСА С РЕЗКИМ ПЕРЕДНИМ ФРОНТОМ

В случае распространения в диспергирующей среде ультракороткого светового импульса с резким передним фронтом можно наблюдать появление предвестников [3]. Так в точку $z \neq 0$ сначала в момент времени t_Z придёт предвестник Зоммерфельда, потом в момент t_B - предвестник Бриллюэна и лишь в момент t_{GR} - оптический импульс. Формулы для расчёта времени прибытия каждого из импульсов даны в [3]:

$$t_Z = \frac{z}{c}; t_B = \frac{z}{v}; t_{GR} = \frac{z}{u} \quad (12)$$

где v – фазовая скорость; u – групповая скорость.

Промоделируем распространение прямоугольного импульса в волноводе из кварцевого стекла. Зададим начальное условие в виде:

$$\psi(x, t) = \cos\left(\frac{\pi x}{l_x}\right) \cdot \text{rect}\left(\frac{t}{t_s}\right) \cdot \sin(\omega_0 t). \quad (13)$$

Для моделирования были выбраны следующие параметры: $t_s = 3,55$ фс, $\lambda_0 = 0,532$ мкм, $l_x = 1$ мкм, $l_z = 30$ мкм, $T = 100,1$ фс, $h_x = \lambda_0/266$ мкм, $h_z = \lambda_0/354$ мкм, $h_t = \lambda_0/886$. На рисунке 2а приведена интенсивность начального импульса с резким передним и задним фронтом и его спектр. На рисунке 2б приведена зависимость интенсивности импульса от времени в точке $(x,z) = (0,7)$ мкм, полученная после распространения ультракороткого импульса вида (13) длительностью 3,55 фс внутри волновода из кварцевого стекла. Ошибка в расчётах составила – $0,004\lambda_0$.

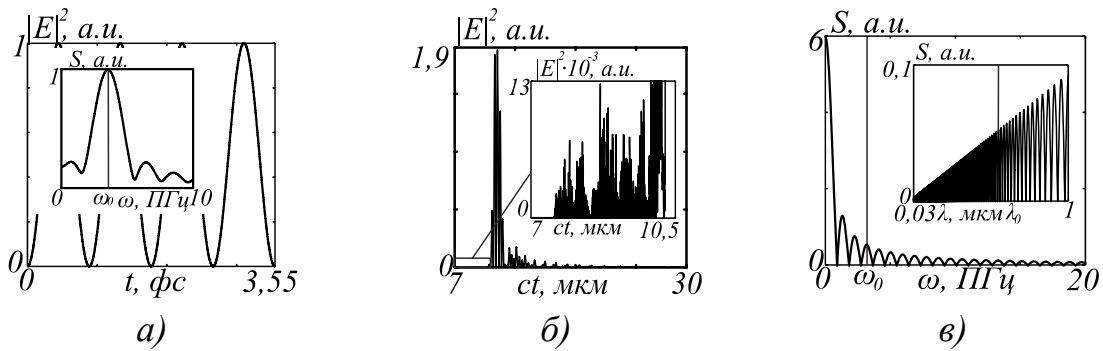


Рис.2 а) Интенсивность $|E_y|^2$ и амплитуда спектра S входного прямоугольного импульса в точке $(x,z)=(0,0)$ мкм; временная зависимость интенсивности $|E_y|^2$ (б) и спектр S (в) импульса в точке $(x,z) = (0,7)$ мкм

Пройдя всего 7 мкм в волноводе, начальный импульс (рисунок 2а) и его начальный спектр кардинально изменились. Из рисунок 2б видно, что основному импульсу предшествуют два предвестника. Однако интенсивность этих предвестников (в особенности предвестник Зоммерфельда) много меньше интенсивности несущего импульса (в 700 раз). На рисунке 2в приведен спектр импульса, показанного на рисунке 2б. Из рисунка 2в видно, что в спектре преобладают низкие частоты, характерные для предвестника Бриллюэна, в то время как высокие частоты, характерные для предвестника Зоммерфельда, гораздо слабее. Несущая частота ω_0 так же не вносит основной вклад в спектр импульса. В таблице 1 приведено время $t_{теор}$ и $t_{расч}$ появления предвестников Зоммерфельда и Бриллюэна и основного импульса в точке $(x,z) = (0,7)$ мкм, полученные с помощью формул (12), а также рассчитанные на основе данных моделирования.

Таблица 1. Время появления предвестников и основного импульса в точке $(x,z)=(0,7)$ мкм.

Тип импульса	$t_{теор}$, фс	$t_{расч}$, фс	Отклонение, %
Предвестник Зоммерфельда	23,35	25,09	7,45
Предвестник Бриллюэна	35,37	32,89	7,53
Несущий импульс	39,02	34,19	12,38

Из таблицы 1 видно, что предвестник Зоммерфельда приходит точку наблюдения в 1,36 раз быстрее, чем основной импульс. эта цифра согласуется с показателем преломления кварца на несущей длине волны $n_0=1,46$ ($\lambda_0=532$ нм).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1) Волновое уравнение размерностью $(2+1)$ записано в нестандартной форме, в котором вторая производная по времени от напряжённости электрического поля находится под знаком интеграла свёртки, описывающим временную зависимость электрической индукции (уравнение (4));

2) предложена явная конечно-разностная схема (9) для решения волнового уравнения (4), учитывающего зависимость диэлектрической проницаемости от частоты; алгоритм решения уравнения (4) реализован в виде программы в среде MATLAB;

3) проведено сравнение результатов численного моделирования, распространения фемтосекундного импульса длительностью 3,55 фс с длиной волны 532 нм в планарном волноводе из кварцевого стекла, дисперсия которого описывается моделью Селлмейера, полученных с помощью решения волнового уравнения (4), и решения уравнений Максвелла методом FDTD с учётом дисперсии, реализованном в программе FullWAVE; среднеквадратическое отклонение составило 4% (рисунок 1б);

4) моделирование распространения фемтосекундного прямоугольного импульса длительностью 3,55 фс в том же волноводе, показало наличие разделённых во времени предвестников Зоммерфельда и Бриллюэна, интенсивность которых в 700 раз меньше интенсивности несущего импульса (рисунок 2б); среднеквадратическое отклонение времени появления предвестников, полученного с помощью теоретических формул, от времени, полученного при моделировании, составило для предвестника Зоммерфельда и предвестника Бриллюэна около 7% (таблица 1);

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. Block, J. Jahns, and R. Grunwald, Few-cycle high-contrast vortex pulses // Optics Letters. – 2012. – Vol. 37(18). – P. 3804-3806.
2. Y. Liu, W. Yu, Formulation of the finite-difference time-domain method for the analysis of axially symmetric metal nanodevices // Journal of Modern Optics . 2012. V. 59. №16. P. 1439-1447.
3. С.А. Ахманов, В.А. Высолюх, А.С.Чиркин, Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. // М.: Наука, 1988. 312 с.
4. Couairon, L. Sudrie, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, Filamentation and damage in fused silica induced by tightly focused femtosecond laser pulses // Phys. Rev. B. 2005. Vol. 71. P. 125435-125441.

ВЛИЯНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ФОТОСЕНСОРОВ НА КАЧЕСТВО ВОССТАНОВЛЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ С ЦИФРОВЫХ ГОЛОГРАММ ФРЕНЕЛЯ

П.А. Черёмхин

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,
(115409, Каширское шоссе 31, Москва, Россия)
e-mail: holo@pico.mephi.ru*

АННОТАЦИЯ

Проведено сравнение численных методов восстановления изображений с цифровых голограмм Френеля и улучшения их качества. Используя созданную экспериментальную установку, записаны цифровые голограммы и проверены расчётные оценки предельных параметров регистрируемых объектов, результаты сравнения методов. Измерены радиометрические и шумовые характеристики фото- и видеокамер различного типа. Проанализировано их влияние на отношение сигнал/шум в цифровых голограммах и восстановленных изображениях, получены расчётные зависимости и экспериментальные оценки.

1. ВВЕДЕНИЕ

Понятие «цифровая голография» включает в себя регистрацию интерференционной картины от объектной и опорной волн на цифровой фоторегистратор в виде матрицы чисел, методы математической реконструкции и преобразования зарегистрированных волновых полей, а также цифровую пост-обработку голограмм перед их использованием. Полученная таким образом голограмма называется «цифровой» [1]. Среди недостатков и ограничений цифровой голографии наиболее фундаментальным является размер и количество пикселей камер. Также недостатками являются недостаточная точность и ресурсоёмкость методов численного восстановления, необходимость пространственного разделения полезного порядка дифракции с нежелательными, наличие спеклов, ограниченность динамического диапазона и наличие шумов камер. Проблематика влияния шумов и радиометрических характеристик особенно слабо освещена в литературе.

Таким образом, целью работы являлось получение расчётных и экспериментальных оценок влияния характеристик (количества и размера пикселей, временных и пространственных шумов, радиометрических характеристик) фотосенсоров регистрирующих камер на качество восстановления изображений с цифровых голограмм Френеля.

2. ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ РЕГИСТРИРУЕМЫХ ОБЪЕКТОВ И СРАВНЕНИЕ МЕТОДОВ УЛУЧШЕНИЯ КАЧЕСТВА ЦИФРОВЫХ ГОЛОГРАММ И ЧИСЛЕННОГО ВОССТАНОВЛЕНИЯ

Систематизированы и дополнены оценки параметров регистрируемых объектов при записи цифровых голограмм [2]. В качестве оцениваемых параметров выбраны максимальный поперечный размер голографируемого объекта L и размер элемента разрешения объекта Δx , которые определяют число отсчётов на объекте $M = L / \Delta x$ в поперечном направлении. Исходными параметрами являлись размер элемента разрешения голограммы Δh (размер пикселя фоторегистратора), число отсчётов голограммы $N \times N$, расстояние от голограммы до ближайшей точки объекта z , длина волны излучения λ . Для схемы записи с наклонным пучком получены оценки для случаев допущения (выражение (1)) и недопущения циклического сдвига порядков дифракции (выражение (2)) на численно восстановленном поле:

$$L \leq \frac{\lambda \cdot z}{2 \cdot \Delta h} - \frac{3}{2} N \cdot \Delta h, \quad M \leq \frac{N}{2} \left(1 - 3 \frac{N \cdot (\Delta h)^2}{\lambda \cdot z} \right), \quad \Delta x = \frac{\lambda \cdot z}{N \cdot \Delta h}; \quad (1)$$

$$L \leq \frac{\lambda \cdot z}{2 \cdot \Delta h} - N \cdot \Delta h, \quad M \leq \frac{N}{2} \left(1 - 2 \frac{N \cdot (\Delta h)^2}{\lambda \cdot z} \right), \quad \Delta x = \frac{\lambda \cdot z}{N \cdot \Delta h}. \quad (2)$$

При записи цифровых голограмм Френеля в случае использовании схемы с осевыми пучками и реализацией метода фазовых шагов ограничения на параметры голографируемой объёмной сцены имеют такой вид:

$$L \leq \frac{\lambda \cdot z}{\Delta h} - N \cdot \Delta h, \quad M \leq N \left(1 - \frac{N \cdot (\Delta h)^2}{\lambda \cdot z} \right), \quad \Delta x = \frac{\lambda \cdot z}{N \cdot \Delta h}. \quad (3)$$

С использованием теории зон Френеля получены оценки размера и числа отсчётов регистрируемых объектов в продольном направлении.

Проведено сравнение различных методов численного восстановления изображений с цифровых голограмм Френеля [3]. При численном моделировании использовались диффузные объекты, отличающиеся по линейным размерам до 4 раз, расстояние между объектом и голограммой варьирова-

лось в 100 раз, число отсчётов голограммы – $512 \times 512 \div 2048 \times 2048$. Получено, что наилучшим по критерию наименьшего нормированного средне-квадратического отклонения восстановленного изображения объекта от оригинала является метод прямого расчёта дифракции Френеля (ПР).

Проведено сравнение методов улучшения качества восстановленных изображений путём подавления нежелательных дифракционных порядков: фильтрация в пространственной плоскости вычитанием из голограммы её среднего значения (СЗ), средних значений по группам элементов голограммы, значений, полученных медианной фильтрацией голограммы (МФ); фильтрация в частотной плоскости выбором области обнуления частот (ВО), обнулением частот по порогу (ОЧП), вычислением лапласиана, использованием оконного фильтра (ОФ₁, ОФ₂); нелинейная фильтрация по квадрантам в частотной плоскости. Методы ВО, МФ, ОЧП, ОФ₁ и СЗ показали наилучшие результаты в серии численных экспериментов.

Экспериментальная проверка полученных расчётных оценок и результатов сравнения методов численного восстановления и улучшения качества восстановления изображений описывается в следующей главе.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЗАПИСЬ ЦИФРОВЫХ ГОЛОГРАММ ФРЕНЕЛЯ И ВОССТАНОВЛЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ ОБЪЕКТОВ

Создана экспериментальная установка для записи цифровых голограмм Френеля «плоских» объектов и объёмных сцен [3]: а) источник излучения - неодимовый лазер с длиной волны 532 нм длиной когерентности 50 м мощностью 50 мВт, б) число отсчётов в голограммах до 2048×2048 , элемент разрешения голограммы – $3,5 \div 11,4$ мкм в зависимости от камеры, в) расстояние от объекта до голограммы - $200 \div 1400$ мм. Записаны цифровые голограммы, проведено численное восстановление изображений различными методами. Как и при моделировании, метод ПР показал наилучшие результаты, поэтому он использовался при дальнейших экспериментах. Проведено сравнение методов фильтрация от нежелательных порядков дифракции - лучшие результаты показали методы ВО и ОФ₁.

Проведена экспериментальная проверка оценок параметров регистрируемых на голограммы объектов [2]. Полученные результаты свидетельствуют о правильности зависимостей для ограничений поперечных размеров объектов при допущении и недопущении циклического сдвига порядков дифракции. Также получено согласие величин поперечного и продольного

пространственного разрешения в восстановленных изображениях с расчётными. Так, на восстановленном изображении миры разрешаются поперечные элементы с размером $0,12 \pm 0,02$ мм (расчёт - 0,12 мм), а размер отчёта в продольном направлении составляет $12 \pm 0,5$ мм (расчёт - 12 мм).

Экспериментальная установка модернизирована для записи цифровых голограмм в монохроматическом пространственно-некогерентном излучении. Период интерференционных полос составлял 10 пикселей. Численно восстановлены изображения с полученных голограмм.

Проведены эксперименты по динамическому отображению объёмных сцен с помощью видеопоследовательностей цифровых голограмм численно и оптически [3]. Голограммы регистрировались при освещении лазерным излучением с длиной волны 532 нм, а восстанавливались излучением лазера с длиной волны 633 нм. Частота смены кадров составляла 2 Гц.

Таким образом, в разделе 3 получены расчётные и экспериментальные результаты по оценке влияния количества пикселей и пространственного разрешения фотосенсоров камер на качество восстановления изображений с цифровых голограмм. Это позволило перейти к исследованию влияния следующих основных характеристик фотосенсоров: временных и пространственных шумов, радиометрических параметров.

4. ИЗМЕРЕНИЕ ШУМОВЫХ, РАДИОМЕТРИЧЕСКИХ И СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ФОТО- И ВИДЕОКАМЕР

Измерены радиометрические характеристики, временные и пространственные шумы камер 4 типов: бытовой камеры Canon EOS 400D, научной измерительной камеры MegaPlus II ES11000, камеры технического зрения PixeLink PL-B781F и камеры видеонаблюдения с аналоговым выходом Watec LCL-902C. Для всех камер полученные радиометрические функции линейны на большей части динамического диапазона.

Разработаны и экспериментально проверены методики для измерения характеристик камер [4]. Методика измерения временных шумов позволяет по результатам съёмки одной сцены измерять временные шумы для всех уровней сигнала фотосенсора. Экспериментально показано, что достаточно съёмки только 2 кадров сцены. Методика измерения пространственных шумов отличается пониженными требованиями к пространственной однородности освещения, что позволило измерить неоднородности фоточувствительности в 3-6 раз меньшие неоднородности используемого освещения.

Предложена методика измерения спектральных характеристик фотосенсоров, снабжённых массивом цветных фильтров Байера, использующая извлечение линейных данных из пикселей фотосенсора и апробирована на трёх камерах: Canon EOS 1000D, Nikon D50 и Nikon D90 [5]. Предложено использование спектральных характеристик цветовых каналов камер для одновременной записи 1 камерой 3 голограмм излучением 3 длин волн.

Разработана оригинальная модификация методики нахождения портрета световых пространственных шумов фотосенсоров [6]. Методику отличает способ создания освещения, адаптивный к конструкции камеры, и улучшенный метод удаления темновых шумов. С её помощью получен портрет световых пространственных шумов (с погрешностью $15 \div 20\%$) для экземпляра камеры Canon EOS 400D. С использованием измеренного портрета проведён эксперимент по идентификации экземпляра камеры по 9 снимкам, сделанным различными камерами. Минимальное отношение коэффициентов корреляции свой снимок / чужой снимок составило 60.

Все параметры, из числа предоставляемых производителями камер, совпадали с полученными в пределах погрешности измерений. Эти результаты позволили перейти к анализу влияния шумов и радиометрических характеристик фотосенсоров на качество восстанавливаемых изображений.

5. ОТНОШЕНИЕ СИГНАЛ/ШУМ И ЕГО УВЕЛИЧЕНИЕ ДЛЯ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ ЦИФРОВЫМИ ГОЛОГРАММАМИ

Разработана методика моделирования снимка цифровой камерой с учётом измеренных в разделе 4 характеристик камер [7]. С использованием методики получены расчётные оценки отношения сигнал/шум (ОСШ) в регистрируемых изображениях, в том числе цифровых голограммах, при однократной экспозиции. Результаты, полученные при моделировании с использованием камеры MegaPlus, хорошо согласуются с расчётными.

Получено, что при заданном соотношении средней интенсивности объектного и опорного пучков и полном использовании линейного динамического диапазона сенсора, ОСШ в изображениях, восстановленных с голограмм, зависит только от шумов камеры и площади регистрируемого диффузного объекта, нормированной на площадь восстановленного поля. Для случаев однократной и многократной экспозиций получены выражения, описывающие данную зависимость. Эти результаты базируются на

оценках ОСШ в регистрируемых изображениях, экспериментально проверенных с помощью камеры MegaPlus. Результаты численных экспериментов согласуются с полученной зависимостью. Проведено качественное сравнение результатов моделирования с характеристиками реальных цифровых голограмм, записанных камерами MegaPlus и Watec (см. рисунок 1).

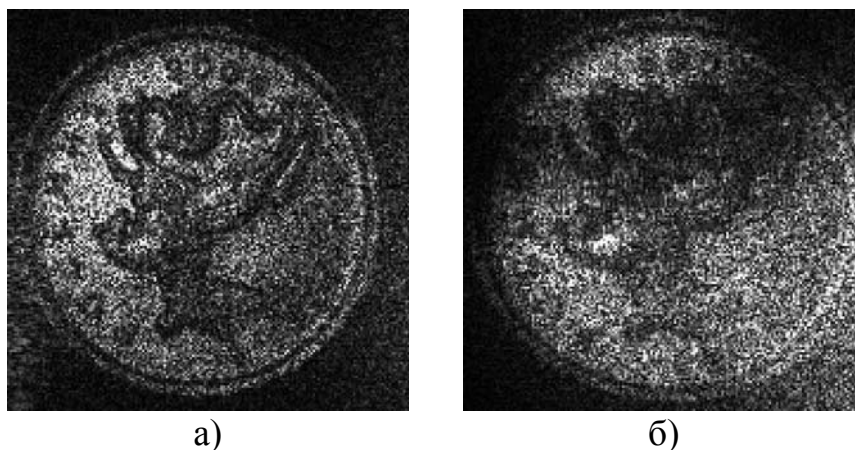


Рис. 1. Изображения объекта, восстановленные с цифровых голограмм размером 512×512 отсчётов, записанных камерами MegaPlus(a), Watec(б)

Предложено использование пространственного усреднения для увеличения ОСШ в снимках и восстановленных изображениях [8]. Получены расчётные оценки и выполнена экспериментальная проверка их обоснованности. Так, при использовании одиночной экспозиции с пространственным усреднением по 16 пикселям экспериментально получено увеличение ОСШ в снимках в $3,9 \pm 0,4$ раза (при расчётном 4).

Разработан метод увеличения ОСШ в снимках и в восстановленных с голограмм изображениях за счёт компенсации пространственных шумов с помощью их портретов [6]. Получены расчётные оценки увеличения ОСШ и выполнена экспериментальная проверка их обоснованности.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе получены следующие основные результаты и выводы:

- систематизированы, дополнены и экспериментально подтверждены оценки размеров и разрешения объектов, регистрируемых цифровой голограммой Френеля, от количества и размеров элементов сенсора;
- отобраны лучшие методы численного восстановления изображений и подавления неинформативных порядков дифракции;

- разработаны и экспериментально апробированы 4 методики измерения шумовых и спектральных характеристик фотосенсоров;
- получены и подтверждены аналитические зависимости ОСШ в восстановленных с цифровых голограмм Френеля изображениях диффузных объектов от их размеров и характеристик фотосенсора;
- разработаны и экспериментально обоснованы 2 метода увеличения ОСШ в восстановленных с цифровых голограмм изображениях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. W. Juptner, U. Schnars. Digital Holography. Berlin: Springer, 2005, 164 с.
2. С.Н. Стариков, П.А. Черёмхин, В.В. Краснов Запись и численное восстановление цифровых голограмм Френеля – Вестник РУДН, Серия «Математика. Информатика. Физика», № 4, 2011, с. 113-123.
3. N.N. Evtikhiev, S.N. Starikov, P.A. Cheryomkhin, V.V. Krasnov, V.G. Rodin. Numerical and optical reconstruction of digital off-axis Fresnel holograms // Proceedings of SPIE, 2012, Vol. 8429, 2012, 84291M.
4. Н.Н. Евтихий, С.Н. Стариков, П.А. Черёмхин. Оценка влияния динамического диапазона и шумов регистрирующих камер на качество цифровых голограмм // Оптический журнал, 2013, Т.80, № 5, с. 53-64.
5. В.В. Лесничий, Н.В. Петров, П.А. Черёмхин. Методика измерения спектральных характеристик матричных приемников любительских и профессиональных фотокамер и их применение для задач цифровой голографии // Оптика и спектроскопия, 2013, Т.115, № 4, с. 99-109.
6. Н.Н. Евтихий, С.Н. Стариков, П.А. Черёмхин, О.А. Яцушко. Получение портрета световых пространственных шумов фотосенсора камеры для идентификации цифровых камер и увеличения отношения сигнал/шум при регистрации изображений // Научно-технические технологии 7, 2013, 55-64.
7. N.N. Evtikhiev, S.N. Starikov, P.A. Cheryomkhin, V.V. Krasnov. Measurement of noises and modulation transfer function of cameras used in optical-digital correlators // Proceedings of SPIE, 2012, Vol. 8301, 830113.
8. Н.Н. Евтихий, В.В. Краснов, В.Г. Родин, И.В. Солякин, С.Н. Стариков, П.А. Черёмхин, Е.А. Шапкарина. Увеличение отношения сигнал/шум за счёт пространственного усреднения при регистрации изображений // Вестник РУДН, Серия «Математика. Информатика. Физика», 2012, № 4, с. 122-136.

ФОРМИРОВАНИЕ КЛЮЧЕЙ ДЛЯ ОПТИЧЕСКОГО КОДИРОВАНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ В ПРОСТРАНСТВЕННО-НЕКОГЕРЕНТНОМ СВЕТЕ С ЦЕЛЬЮ ПОВЫШЕНИЯ КАЧЕСТВА ДЕКОДИРОВАНИЯ

В.В. Краснов

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
(115409, г. Москва, Каширское ш., 31)
e-mail: vitally.krasnov@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

Проведен анализ влияния вида ключа на качество декодирования изображений в схеме конволюционного кодирования с пространственно-некогерентным освещением. Сформулирована характеристика ключа, определяющая качество декодирования – отношение значения пика на нулевой частоте к среднему значению распределения амплитуд Фурье-спектра (ОПС) ключа. Для генерации ключей с минимальным ОПС использован метод прямого поиска со случайной траекторией. Минимизация ОПС ключей позволяет снизить среднеквадратическое отклонение декодированных изображений до 20%.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время существуют и активно развиваются методы оптического кодирования информации, характеризующиеся высоким быстродействием, параллелизмом и отсутствием сопутствующего излучения в радиодиапазоне. Широко распространены системы кодирования в пространственно-когерентном монохроматическом свете. Среди наиболее известных – кодирование с двойной случайной фазой. [1-5]. Кодирование при этом осуществляется в монохроматическом пространственно-когерентном свете с использованием двух случайных фазовых масок. В результате применения двумерных кодирующих ключей, в качестве которых используются случайные фазовые маски, такие системы обладают высокой криптостойкостью. Однако, ввиду необходимости регистрации фазы, такие системы требуют голографических методов регистрации и, соответственно сложных оптических схем. Также, протяженность импульсных откликов слу-

чайных фазовых масок приводит к низкому качеству декодируемых изображений.

Для упрощения схемы кодирования и повышения качества декодирования возможен переход от использования пространственно-когерентного излучения к использованию пространственно-некогерентного [6]. В этом случае уже не требуется регистрация фазы, что позволяет отказаться от голографической схемы записи. Процесс кодирования при этом может быть осуществлен прохождением монохроматического пространственно-некогерентного излучения от кодируемого объекта через дифракционный оптический элемент (ДОЭ), в результате чего образуется свертка изображения объекта с функцией рассеяния точки (ФРТ) – импульсным откликом ДОЭ [7-8]. Принципиальная возможность оптического кодирования в некогерентном свете была продемонстрирована В. Javidi и др. в работе 9, однако использование случайных масок в качестве кодирующих ДОЭ не позволило достичь приемлемого качества декодирования.

Принципиальная схема кодирования приведена на рисунке 1. Объект освещается пространственно-некогерентным монохроматическим светом. При прохождении излучения через ДОЭ происходит свёртка изображения объекта f с функцией рассеяния точки (ФРТ) ДОЭ h . Полученное таким образом изображение сверки $g = f \otimes h$ фиксируется матричным фотосенсором (фотоприёмником).

Поскольку кодирование осуществляется сверткой, возникают ограничения на распределение амплитуд Фурье-спектра кодирующего ключа – его спектр должен перекрывать спектр кодирующего изображения, в противном случае неизбежны потери частот при кодировании. Идеальный ключ не должен содержать в спектре нулевых и близких к нулю значений во избежание потерь информации при кодировании.

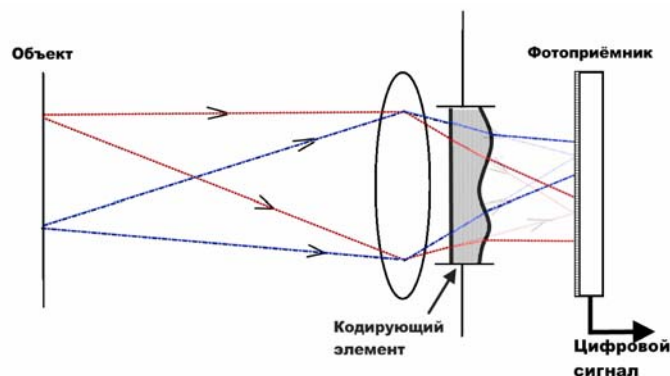


Рис. 1. Принципиальная схема оптического кодирования с использованием ДОЭ

2. ФОРМИРОВАНИЕ КЛЮЧЕЙ ДЛЯ ОПТИЧЕСКОГО КОДИРОВАНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ В ПРОСТРАНСТВЕННО-НЕКОГЕРЕНТНОМ СВЕТЕ

Как уже упоминалось ранее, для качественного декодирования изображений кодированных конволюционными методами необходимым условием является полное перекрытие спектров кодируемого изображения и ключа, соответственно в общем случае ключ должен обладать белым спектром. С другой стороны, поскольку при кодировании в пространственно-некогерентном свете регистрируется только амплитуда светового распределения, спектр кодированного изображения всегда будет иметь пик на нулевой пространственной частоте, причем высота этого пика будет зависеть от суммарной энергии изображения.

Поскольку кодированное изображение содержит шумы, отношение средней энергии спектра кодированного изображения нормированного на нулевую частоту к средней энергии нормированного спектра шумов определяет отношение сигнал/шум декодированного изображения. Соответственно отношение величины пика на нулевой частоте к среднему (за исключением нулевой частоты) уровню спектра (ОПС) будет определять качество декодированных изображений. При этом, поскольку спектр кодированного изображения есть произведение спектров кодируемого изображения и ключа, ОПС кодированного изображения будет равно произведению ОПС кодируемого изображения и ОПС ключа. Величина ОПС зависит как от вида ключа, так и от его энергии.

Для получения ключей с наименьшим ОПС был использован метод прямого поиска со случайной траекторией (ППСТ) [10]. Были проведены численные эксперименты, в которых моделировалось кодирование тестовых изображений ключами с различными значениями ОПС. Для моделирования использовались шумовые характеристики камеры PixeLink PL-B781F. Использовался набор из 20 полутоновых тестовых изображений размером 512×512 отсчетов с 256 градациями яркости, а также набор из 20 массивов псевдослучайных двоичных чисел размером 512×512 отсчетов. Ключи генерировались с 4 градациями на поле 128×128 отсчетов и нормированной суммарной яркостью 0,004. Полученные зависимости приведены: на рисунке 2а для типичных полутоновых изображений и на рисунке 2б для массивов двоичных чисел. Следует отметить, что

при кодировании изображений массивов двоичных чисел качество декодирования больше зависит от ОПС ключа чем при кодировании типичных полутоновых изображений.

Были определены зависимости ОПС от нормированной суммарной яркости для ключей, полученных методом ППСТ и случайных ключей. Зависимости приведены на рисунке 3. Ключи генерировались с 4 градациями на поле 128×128 отсчетов.

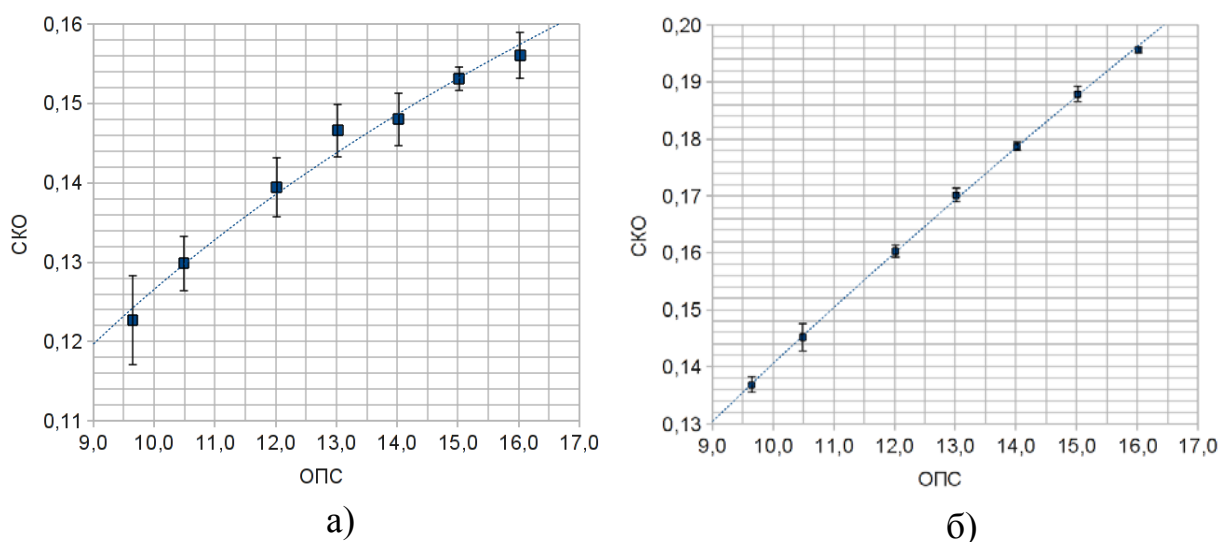


Рис. 2. Зависимости усредненных нормированных СКО восстановленных изображений от отношения значения пика на нулевой частоте к среднему по спектру значению ключа для: а) типичных полутоновых изображений и б) массивов двоичных чисел

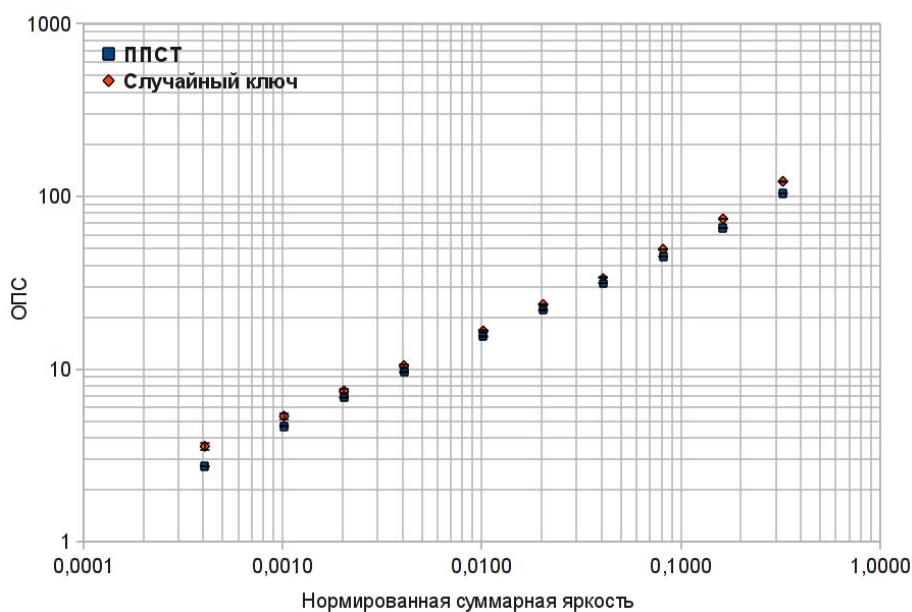


Рис. 3. Зависимости ОПС ключей от нормированной суммарной яркости для ключей полученных методом ППСТ и случайных ключей

Из полученных зависимостей видно, что метод ППСТ дает наилучшие результаты для ключей с малыми значениями нормированной суммарной яркости. Ключи с нормированной суммарной яркостью 0,0004, полученные посредством случайного распределения, имеют ОПС равное $3,6 \pm 0,2$ и характеризуются СКО восстановленных изображений от оригиналов $0,066 \pm 0,005$ для типичных полутоновых изображений. При этом ключи, полученные методом ППСТ, обладают ОПС равным $2,7351 \pm 0,0004$ и характеризуются СКО $0,053 \pm 0,002$, что на 20% ниже по сравнению с ключами, полученными посредством случайного распределения.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, по результатам численных экспериментов, установлено, что при оптическом кодировании в пространственно-некогерентном свете, отношение величины пика на нулевой частоте к среднему (за исключением нулевой частоты) значению распределения амплитуд Фурье-спектра ключа определяет качество декодирования изображений. Установлено, что ключи, полученные методом прямого поиска со случайной траекторией, дают до 20% лучшие результаты по сравнению с ключами, полученными посредством случайного распределения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. P. Réfrégier, B. Javidi, Optical image encryption based on input plane and Fourier plane random encoding. // Opt. Lett., 1995, v. 20, p. 767–769.
2. B. Javidi, A. Sergent, G.S. Zhang, L. Guibert, Fault tolerance properties of a double random phase encoding encryption techniques. // Opt. Eng., 1997, v. 36, p. 992-998.
3. GT. Unnikrishnan, J. Joseph, K. Singh, Optical encryption by double-random phase encoding in the fractional Fourier domain. // Opt. Lett, 2000, v. 25, p. 887-889.
4. B. Javidi, N. Towghi, N. Maghzi, S.C. Verall, Error reduction techniques and error analysis for fully phase- and amplitude-based encryption. // Appl. Opt., 2000, v. 39, p. 4117-4130.
5. B.M. Hennelly, J.T. Sheridan, Image encryption and the fractional Fresnel domain. // Opt. Eng., 2004, v. 43, p. 2239-2249.
6. Евтихийев Н.Н., Краснов В.В., Стариков С.Н. Моделирование системы оптического кодирования цифровой информации с пространственно-

- некогерентным освещением // Наукоемкие технологии. 2013. № 4. с. 3-11.
7. Rodrigo Henao, Edgar Rueda, John F. Barrera, Roberto Torroba, Noise-free recovery of optodigital encrypted and multiplexed images. // OPTICS LETTERS, 2010. v. 35, p. 333-335.
 8. Konnik M.V., Starikov S.N. The use of a consumer grade photo camera in optical–digital correlator for pattern recognition and input scene restoration. // Optics Communications, 2009, v.282, p.4210-4219.
 9. Bahram Javidi, Enrique Tajahuerce, Jesús Lancis, Pedro Andrés, Optical security and encryption with totally incoherent light. // OPTICS LETTERS, 2001, v. 26, p. 678-680.
 10. Евтихийев Н.Н., Краснов В.В., Стариков С.Н. Метод генерации амплитудных масок с постоянными спектрами мощности и их использование для измерения двумерных модуляционных передаточных функций оптических систем. // Оптический журнал, 2013. т. 80. № 5. с. 44-52.

СФЕРИЧЕСКАЯ НЕОДНОРОДНОСТЬ С ВНЕШНИМ ЛЕВООРИЕНТИРОВАННЫМ СЛОЕМ, СФОРМИРОВАННАЯ В РАСТВОРЕ ОРГАНИЧЕСКОГО КРАСИТЕЛЯ В ФОКУСЕ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА

Д.А. Конкин, Р.В. Литвинов

*¹Томский Государственный Университет Систем Управления и
Радиоэлектроники, Кафедра Радиоэлектроники и Защиты Информации
(634050, г. Томск, проспект Ленина, 40)
e-mail: konkinda@inbox.ru*

АННОТАЦИЯ

Представлены результаты экспериментального исследования сферической неоднородности, сформированной в фокусе лазерного пучка в растворе тимолового синего в изопропанол. Показано, что на длине световой волны 532 нм центральное правоориентированное ядро имеет диаметр порядка 1 мм и показатель преломления порядка 1,4. Внешний левоориентированный слой неоднородности толщиной порядка 0.2 мм имеет отрицательный показатель преломления -1,2, а его относительные магнитная и диэлектрическая проницаемости лежат в пределах от 0 до -1 и от 0 до -2, соответственно.

1. ВВЕДЕНИЕ

Материалы с одновременно отрицательными диэлектрической и магнитной проницаемостями, которые известны также как левоориентированные материалы, привлекли огромное внимание благодаря их уникальным свойствам, таким как отрицательное преломление, обратные доплеровский сдвиг, излучение Черенкова [1] и сдвиг Гуса-Хэнхена [2]. Появление таких материалов открывает перспективы для создания оптических систем, не ограниченных дифракционным пределом [3], и делает возможным полное сокрытие объектов от обнаружения [4]. К настоящему времени для радио- и терагерцового диапазона изготовлены различные левоориентированные метаматериалы [5, 6]. В естественных ферромагнетиках такие свойства наблюдались на частоте порядка 140 ГГц [7]. В оптическом диапазоне длин волн эффекты, характерные для левоориентированных сред,

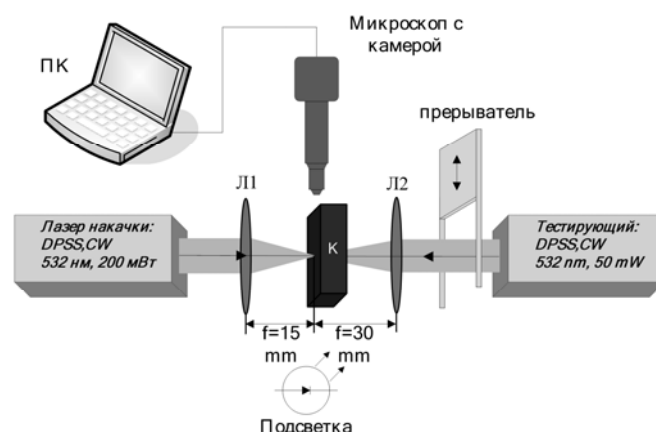


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

наблюдались в субмикронных слоях бикристалла YVO[8], в фотонных кристаллах [9], а также ряде искусственных сред [11,12]. В данной работе представлены результаты экспериментального исследования отрицательного преломления света в сферической неоднородности, сформированной в растворе органического красителя под действием сфокусированного лазерного излучения с длиной волны 532 нм.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 1. Исследуемый раствор тимолового синего в изопропанолe с концентрацией $13.2 \cdot 10^{-6}$ г/м³ находился в стеклянной кювете «К». Излучение первого, регулируемого по мощности лазера со световым пучком максимальной мощности 200 мВт и апертурой $a=1.6$ мм, использовалось для нагрева раствора за счет поглощения света. Пучок этого лазера фокусировался при помощи линзы Л1 на границе между раствором и передней стенкой кюветы. Излучение второго лазера со световым пучком мощностью до 50 мВт и апертурой $a=2$ мм, распространялось встречно излучению первого лазера и использовалось для сканирования формировавшейся неоднородности. Он фокусировался при помощи линзы Л2 в области, прилегающей к фокальной плоскости линзы Л1. При необходимости излучение второго лазера могло быть перекрыто при помощи механического прерывателя. Распространение лазерных пучков с длиной волны $\lambda=532$ нм через кювету с чистым спиртом сопровождалось слабой люминесценцией в области красного цвета. Аналогичной люминесценцией обладал и исследуемый раствор красителя. Наличие люминесценции и применение подсветки кюветы свето-

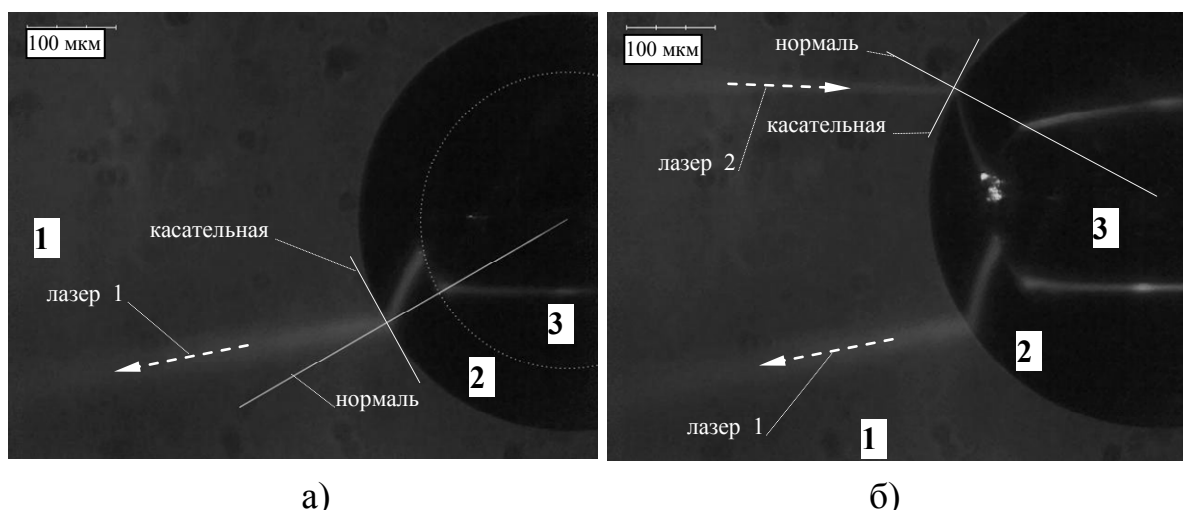


Рис. 2. Прохождение лазерных пучков через неоднородность, сформированную в растворе

диодами позволили визуализировать динамику формирования неоднородности в растворе. Запись треков лазерных пучков и динамики формирования неоднородности в растворе осуществлялась с помощью микроскопа с цифровой камерой разрешением 2 МП, с выходом на ПК.

Формирование неоднородности происходило при мощности первого лазера превышающей 150 мВт. В течение нескольких минут после включения лазера нагрев раствора приводил к формированию неоднородности, которая сначала увеличивалась, достигая критического размера, какое-то время находилась в этом состоянии, затем всплывала. Этот процесс повторялся многократно. Однако с каждым разом критический диаметр неоднородности и время ее жизни в этом состоянии увеличивались. После нескольких часов ее диаметр достигал максимальной величины порядка 1,2 мм, а она сама становилась стабильной, оставалась в фокусе вплоть до отключения лазера. В этом стабильном состоянии прохождение лазерных пучков через сформированную неоднородность показано на рис. 2.

Из рис. 2 следует, что неоднородность состоит из двух областей: центрального ядра диаметром порядка 0,8 мм (область 3) и окружающего переходного слоя шириной 0,2 мм (область 2). Граница между этими областями показана на рис. 2а пунктирной линией.

3. ОБСУЖДЕНИЕ

Из взаимной ориентации падающего и преломленного световых пучков, показанных на рис. 2 следует, что переходной слой (2) обладает отри-

цательным преломлением, характерным для сред с одновременно отрицательными диэлектрической и магнитной проницаемостями. Из этого рисунка также видно, что прохождения пучков через границы сред 2 и 3 сопровождается значительным, порядка 200 мкм, смещением преломленных лазерных пучков относительно падающих и слабым, практически не заметным отражением света от этой границы. Характерно, что эти особенности наблюдаются при распространении как пучка, формирующего неоднородность, так и сканирующего пучка. Смещение падающего и преломленного лазерных пучков такого порядка не может быть связано с хорошо известным эффектом продольного смещения на границах поглощающих свет сред [13, 14]. Подобное смещение и слабое отражение могут быть связаны с эффективным возбуждением поверхностной электромагнитной волны (ПЭВ) [15,16]. Предполагая среду 1 правоориентированной, немагнитной и используя полученные экспериментальные результаты нетрудно оценить оптические параметры ядра 3 и окружающего ее левоориентированного слоя 2 на основе закона Снеллиуса и условий существования ПЭВ [15].

Измерение углов падения и преломления сканирующего пучка на границе переходного слоя 2 и основной среды 1 показывает, что показатель преломления второй среды относительно первой заметно растет снизу вверх (см. рис. 2). В области этой границы, прилегающей к точке преломления первого пучка величина относительного показателя преломления приблизительно равна $n_{21} \approx 0.6$, а в точке преломления второго пучка эта величина равна $n_{21} \approx 0.9$. Так как абсолютный показатель преломления раствора равен $n_1 = 1.33$, то показатель преломления левоориентированного слоя в этом направлении меняется от значения $n_2 \approx 0.8$ до $n_2 \approx 1.2$.

Как известно, ПЭВ p -типа могут существовать на границах сред с диэлектрическими проницаемостями разных знаков, а ПЭВ s -типа – на границах сред с магнитными проницаемостями разных знаков. Среда 2, являясь левоориентированной, обладает одновременно отрицательными диэлектрической и магнитной проницаемостью. Если точки входа и выхода лазерных пучков на рис. 3 совместить, перемещая их вдоль границы 2-3, то окажется, что проекции направлений распространения падающих и преломленных лазерных пучков на касательную к границе противоположны по знаку. При условии левой ориентации среды 2 это дает основание считать среду 3 правоориентированной, обладающей положительной диэлек-

трической и магнитной проницаемостью. Рассмотренные условия разрешают распространение ПЭВ p - и s -типа на рассматриваемой границе.

Оценить величину показателя преломления среды 3 можно предполагая выполненными условия пространственного синхронизма для волновых векторов плоских волн, ассоциированных с лазерными лучами, падающими на границу раздела сред 2 и 3 и прошедшими ее (см. рис. 3). Тогда считая направления лазерных лучей параллельными волновым векторам и приравняв абсолютные значения их проекций на касательные к границе раздела сред нетрудно оценить относительный показатель преломления n_{32} . Оценка величины n_{32} на основе измерения угла падения пучка основного первого лазера на рассматриваемую границу и угла его выхода из нее дает значение $n_{32} \approx 1,7$. Аналогичная оценка для пучка второго лазера дает значение $n_{32} \approx 1,2$. Принимая во внимание оценки показателя преломления левоориентированного слоя вдоль направления распространения первого лазера ($n_2 \approx 0,8$) и вдоль направления распространения второго лазера ($n_2 \approx 1,2$), сделанные выше, нетрудно получить оценки для абсолютного показателя преломления среды 3. Эти оценки, выполненные для направлений распространения обоих пучков, дают практически одинаковое значение, приблизительно равное $n_3 \approx 1,4$.

Вещество в левоориентированном слое 2 обладает одновременно отрицательными диэлектрическими и магнитными проницаемостями ($\epsilon_2 < 0$ и $\mu_2 < 0$, $n_2 = \sqrt{\epsilon_2 \mu_2}$). Оценить эти параметры можно, принимая во внимание существование ПЭВ на границе этого слоя с ядром 3. Как следует из рис. 2, расстояние, на котором наблюдается распространение ПЭВ, составляет величину порядка 200 мкм. В условиях эксперимента поляризация лазерных пучков, падающих на сферическую неоднородность и выходящих из нее перпендикулярна плоскости их распространения. Поэтому на границе рассматриваемой среды может эффективно возбуждаться ПЭВ s -типа [15]. Выражения для продольной постоянной распространения (β) и поперечных коэффициентов затухания ПЭВ в прилегающих к границе слоях (γ_2 и γ_3), можно представить в виде:

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{\mu_2^2 n_3^2 - \mu_3^2 n_2^2}{\mu_2^2 - \mu_3^2}}, \gamma_{2,3} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{n_3^2 - n_2^2}{\mu_2^2 - \mu_3^2}} |\mu_{2,3}| \quad (1)$$

Отметим, что выражения для коэффициентов β и $\gamma_{2,3}$, соответствующих ПЭВ p -типа могут быть получены путем одновременной замены « $\epsilon \leftrightarrow \mu$ » в

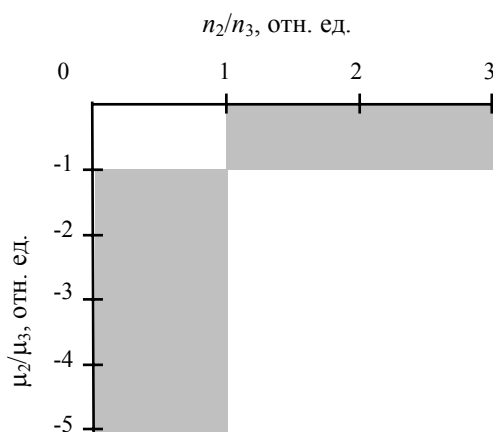


Рис. 3. Области существования поверхностных волн

формулах (1). Из этих формул следует, что постоянная распространения и коэффициенты затухания ПЭВ s -типа определяются как отношением показателей преломления n_2 и n_3 , так и отношением магнитных проницаемостей μ_2 и μ_3 , которое в рассматриваемом случае является отрицательным ($\mu_2/\mu_3 < 0$). При этом величины этих параметров ограничены требованием вещественности зависящих от них коэффициентов β , γ_2 и γ_3 и на плоскости координат $(n_2/n_3; \mu_2/\mu_3)$ лежат в двух прямоугольных областях: $(n_2/n_3 < 1; \mu_2/\mu_3 < -1)$ и $(n_2/n_3 > 1; -1 < \mu_2/\mu_3 < 0)$, соответственно (см. рис. 3). Нетрудно показать, что при отрицательной диэлектрической проницаемости левоориентированной среды ($\epsilon_2 < 0$) области существования ПЭВ p -типа на плоскости $(n_2/n_3; \epsilon_2/\epsilon_3)$ лежат в аналогичных прямоугольниках $(n_2/n_3 < 1; \epsilon_2/\epsilon_3 < -1)$ и $(n_2/n_3 > 1; -1 < \epsilon_2/\epsilon_3 < 0)$. Для рассматриваемых экспериментальных условий коэффициенты преломления левоориентированного переходного слоя и правоориентированного ядра сферической неоднородности удовлетворяют неравенству $n_2 < n_3$. Как следует из рис. 3 в этом случае ПЭВ s -типа (p -типа) существуют, если магнитные (диэлектрические) проницаемости μ_2 и μ_3 (ϵ_2 и ϵ_3) удовлетворяют неравенству $\mu_2 < -\mu_3$ ($\epsilon_2 < -\epsilon_3$). Для показателя преломления раствора, равного $n_3 \approx 1.4$, величина диэлектрической проницаемости оказывается приблизительно равной $\epsilon_3 \approx 2$. Тогда распространение ПЭВ на границе сред 2 и 3 оказывается возможным, если относительная магнитная и диэлектрическая проницаемость среды 3 удовлетворяет неравенствам $0 < \mu_2 < -1$ и $0 < \epsilon_2 < -2$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в растворе тимолового синего под действием фокусированного лазерного излучения с длиной волны 532 нм формируется неоднородность, которая в установившемся состоянии достигает диаметра порядка 1,2 мм. Неоднородность состоит из ядра диаметром 0,8 мм, окруженного левоориентированным слоем шириной порядка 0,2 мм и показателем преломления равным -1,2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В.Г. Веселаго, Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ϵ и μ . // УФН, 1967, Т.92, №7, с. 517.
2. P.R. Berman, Goos-Hänchen shift in negatively refractive media. // Phys. Rev. E 2002, vol. 66, p. 067603.
3. J. B. Pendry, Negative refraction makes a perfect lens. // Phys. Rev. Lett., 2000, vol. 85, p. 3966.
4. J.B. Pendry, D. Schurig and D. R. Smith, Controlling electromagnetic fields. // Science, 2006, vol. 312, p. 1780.
5. D.R. Smith et al, Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity. // Phys. Rev. Lett., 2000, vol. 84, p. 4184.
6. Jianqiang Gu et al, A close-ring pair terahertz metamaterial resonating at normal incidence. // Opt. Express, 2009, vol. 17, p. 20307.
7. S. Engelbrecht et al, Negative refraction in natural ferromagnetic metals. // EPL, 2011, vol. 95, p. 37005.
8. Yong Zhang, B. Fluegel, and A. Mascarenhas, Total negative refraction in real crystals for ballistic electrons and light. // Phys. Rev. Lett., 2003, vol. 91, p. 157404.
9. M. L. Povinelli, Steven G. Johnson, J. D. Joannopoulos and J. B. Pendry, Toward photonic-crystal metamaterials: Creating magnetic emitters in photonic crystals. // Appl. Phys. Lett., 2003, vol. 82, 1069.
10. W. Cai and V. Shalaev, Optical Metamaterials. // NY: Springer, 2010, 207 p.
11. J. Valentine et al, Three dimensional optical metamaterial exhibiting negative refractive index. // Nature, 2008, vol. 455, p. 376.
12. W. Wu et al, Optical metamaterials at near and mid-IR range fabricated by nanoimprint lithography. // Appl. Phys. A, 2007, vol. 87, 143.

13. Puri and J. L. Birman, Goos-Hänchen beam shift at total internal reflection with application to spatially dispersive media. // J. Opt. Soc. Am. A 1986, vol. 3, p. 543.
14. R. H. Renard, Total Reflection: A New Evaluation of the Goos-Hänchen Shift. // J. Opt. Soc. Am., 1964, vol. 54, p. 1190.
15. H. Zhang et al, Surface plasmon polaritons at interfaces associated with artificial composite materials. // J. Opt. Soc. Am. B, 2005, vol. 22, p. 2686.
16. R. Ruppin, Surface polaritons of a left-handed medium. // Phys. Let. A, 2000, vol. 277, p. 61.

СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ И ГЕНЕРАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ СТАБИЛИЗИРОВАННОГО ДИОКСИДА ЦИРКОНИЯ, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ Tm^{3+} И Ho^{3+} И ДВУХМИКРОННЫЕ ЛАЗЕРЫ НА ИХ ОСНОВЕ

П.А. Рябочкина¹, С.Н. Ушаков², А.Н. Чабушкин¹

¹Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва
(430005, г. Саранск, ул. Большевистская, 68)

²Институт общей физики им. А.М. Прохорова
(119991, Москва, ул. Вавилова, 38)
e-mail: chabushkin@mail.ru

АННОТАЦИЯ

В настоящей работе представлены результаты исследований спектрально-люминесцентных и генерационных свойств кристаллов стабилизированного иттрием диоксида циркония, активированных ионами Tm^{3+} и Ho^{3+} .

На кристаллах $ZrO_2-Y_2O_3-Tm_2O_3$ была получена лазерная генерация на длине волны 2046 нм в условиях полупроводниковой накачки. При накачке лазером YLF: Tm кристаллов $ZrO_2-Y_2O_3-Ho_2O_3$ длина волны излучения составила 2166 нм.

1. ВВЕДЕНИЕ

Для лазерной физики особый интерес представляют кристаллы, легированные тулнием, с полосой люминесценции простирающейся за 2 мкм. Перспективными материалами в этом плане являются кристаллы и керамика на основе полторных оксидов (Lu_2O_3 , Sc_2O_3) [1-2].

В настоящее время для туллиевых лазеров возможно использование полупроводниковой накачки мощными диодными линейками, что существенно повышает общую эффективность работы лазера. Ионы Tm^{3+} имеют поглощение в области генерации широко распространённых лазерных диодов с длиной волны излучения около 800 нм. Причём заселение верхнего лазерного уровня 3F_4 ионов Tm^{3+} происходит с участием процесса кросс-релаксации, в результате которого один квант света накачки преобразуется в два кванта излучения генерации.

Для ионов Ho^{3+} , как правило, используется резонансная накачка на верхний лазерный уровень $^5\text{I}_7$ излучением лазера с длиной волны вблизи 1,9 мкм.

Кристаллы стабилизированного диоксида циркония имеют множественные нарушения структуры в виде кислородных вакансий, что приводит к наличию нескольких типов активаторных центров, обуславливающих значительное неоднородное уширение спектральных линий [3]. Данный факт свидетельствует о возможности получения перестраиваемой лазерной генерации на кристаллах стабилизированного диоксида циркония, активированных РЗ-ионами. Также широкий контур люминесценции позволяет получить импульсы лазерной генерации с короткой длительностью в режиме синхронизации мод.

2. СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ И ГЕНЕРАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ СТАБИЛИЗИРОВАННОГО ДИОКСИДА ЦИРКОНИЯ, АКТИВИРОВАННОГО ИОНАМИ Tm^{3+} И Ho^{3+}

2.1. Спектроскопические характеристики кристаллов ZrO_2 -2мол.% Y_2O_3 -2мол.% Tm_2O_3 и ZrO_2 -13,6мол.% Y_2O_3 -0,4мол.% Ho_2O_3

Накачка ионов Tm^{3+} при проведении генерационного эксперимента на кристаллах ZrO_2 -12мол.% Y_2O_3 -2мол.% Tm_2O_3 осуществлялась в полосу поглощения, представленную на рисунке 2.1. На вставке показан процесс заселения верхнего лазерного уровня $^3\text{F}_4$ ионов Tm^{3+} . Под действием излучения накачки с длиной волны 798 нм происходит переход ионов Tm^{3+} на верхний мультиплет $^3\text{H}_4$ (красная стрелка), затем происходит безызлучательный перенос энергии возбуждения на соседний ион Tm^{3+} в результате процесса кросс-релаксации ($^3\text{H}_4 \rightarrow ^3\text{F}_4$, $^3\text{H}_6 \rightarrow ^3\text{F}_4$ – выделено зелёным цветом). Для лазерного перехода $^3\text{F}_4 \rightarrow ^3\text{H}_6$ (синяя стрелка) формируется инверсная населённость, необходимая для получения двухмикронной лазерной генерации.

Спектр поглощения вместе с сечением люминесценции вынужденного перехода $^5\text{I}_7 \leftrightarrow ^5\text{I}_8$ ионов Ho^{3+} в данных кристаллах представлены на рисунке 2.2.

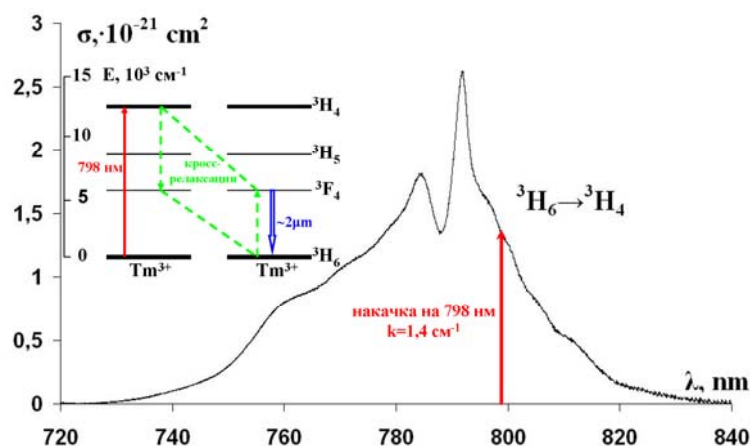


Рис. 2.1. Спектр поглощения в единицах сечения для кристаллов ZrO_2 -12мол.% Y_2O_3 -2мол.% Tm_2O_3 , обусловленный переходом с основного состояния 3H_6 на возбужденный мультиплет 3H_4

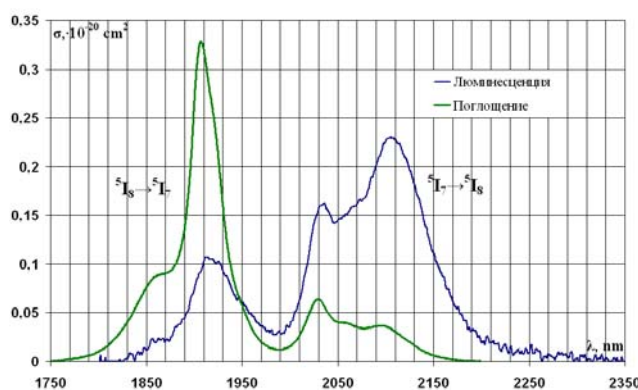


Рис. 2.2. Спектры поглощения и люминесценции для переходов $^5I_7 \leftrightarrow ^5I_8$ ионов Ho^{3+} в кристаллах ZrO_2 - Y_2O_3 - Ho_2O_3 , $T=300 K$

2.2. Генерационные свойства кристаллов ZrO_2 - Y_2O_3 - Tm_2O_3 и ZrO_2 - Y_2O_3 - Ho_2O_3

Оптическая схема лазера на кристаллах ZrO_2 - Y_2O_3 - Tm_2O_3 , реализованная при проведении генерационного эксперимента, показана на рисунке 2.3.

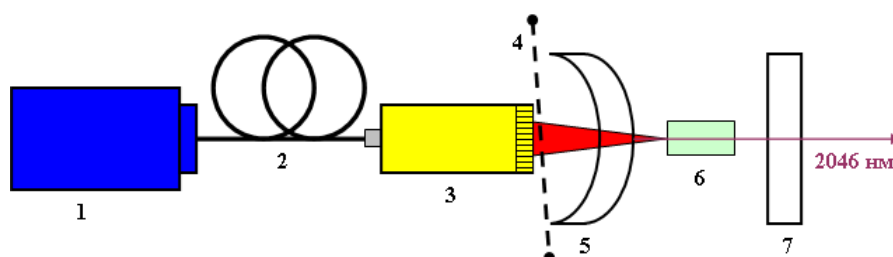


Рис.2.3. Схема лазера на кристаллах ZrO_2 - Y_2O_3 - Tm_2O_3

Для накачки активного элемента использовалась лазерная диодная линейка фирмы «DILAS» с оптоволоконным выходом и максимальной оптической мощностью около 60 Вт (1). Длина волны излучения в экспериментах составляла 799 нм. Излучение подводилось с помощью оптического волокна (2) диаметром $d=400$ мкм и числовой апертурой $N_A=0.22$ к объективу (3) с однократным увеличением, фокусирующему излучение накачки на торец активного элемента (6). Для снижения тепловыделения в кристалле $ZrO_2-Y_2O_3-Tm_2O_3$ применялся обтюратор (4), формирующий импульсы накачки длительностью 10 мс и частотой порядка 3 Гц. Выпуклое сферическое зеркало (5) с радиусом кривизны рабочей поверхности 600 мм с коэффициентом пропускания на длине накачки более 90% и менее 1% на 2 мкм, и плоское зеркало (7), имеющее коэффициент отражения более 99% на длине волны генерации, образовывали неустойчивый резонатор. Общая длина резонатора не превышала 10 мм. Под действием излучения накачки в активном элементе из кристалла $ZrO_2-Y_2O_3-Tm_2O_3$ наводилась положительная термолинза с фокусным расстоянием $f \sim 13$ мм, что обеспечивало устойчивость резонатора. Методика определения фокусного расстояния термолинзы представлена в приложении 3. Температура активного элемента в ходе эксперимента поддерживалась на уровне 18 °С с помощью водоохлаждаемого элемента Пельтье.

В результате генерационного эксперимента, при продольной диодной накачке в «глухом» резонаторе удалось получить генерацию на кристаллах $ZrO_2-Y_2O_3-Tm_2O_3$ на длине волны 2046 нм. На рисунке 2.4 показаны импульсы накачки и лазерной генерации кристалла $ZrO_2-Y_2O_3-Tm_2O_3$, зарегистрированные с помощью цифрового осциллографа GDS 720C.

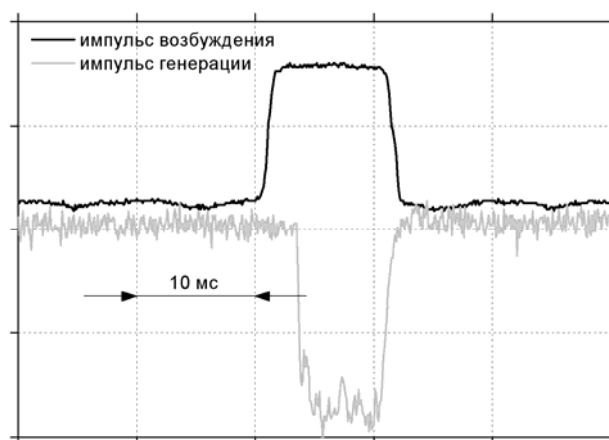


Рис. 2.4. Осциллограммы импульса генерации кристалла $ZrO_2-Y_2O_3-Tm_2O_3$ относительно импульса возбуждения

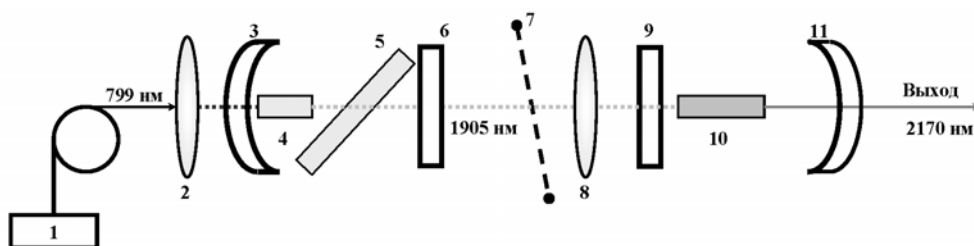


Рис. 2.5. Схема лазера на кристаллах $\text{ZrO}_2\text{-}13,6\text{мол.}\%\text{Y}_2\text{O}_3\text{-}0,4\text{мол.}\%\text{Ho}_2\text{O}_3$. 1 – лазерная диодная линейка с длиной волны излучения ~ 800 нм, использовавшаяся для накачки лазера YLF:Tm; 2 – фокусирующий объектив; 3, 6 – зеркала резонатора лазера YLF:Tm; 4 – активный элемент YLF:Tm; 5 – фильтр Вуда, использовавшийся для перестройки длины волны генерации лазера YLF:Tm; 7 – обтюратор, формирующий импульсы накачки 30 мс и повторяемостью около 3 Гц и служащий для уменьшения тепловой нагрузки на активный элемент $\text{ZrO}_2\text{-}13,6\text{мол.}\%\text{Y}_2\text{O}_3\text{-}0,4\text{мол.}\%\text{Ho}_2\text{O}_3$; 8 – линза с фокусным расстоянием $f=5$ см, формирующая перетяжку порядка 300 мкм излучения накачки лазера YLF:Tm в активном элементе $\text{ZrO}_2\text{-}13,6\text{мол.}\%\text{Y}_2\text{O}_3\text{-}0,4\text{мол.}\%\text{Ho}_2\text{O}_3$; 10 – активный элемент, вырезанный из кристаллов $\text{ZrO}_2\text{-}13,6\text{мол.}\%\text{Y}_2\text{O}_3\text{-}0,4\text{мол.}\%\text{Ho}_2\text{O}_3$ в форме прямоугольного параллелепипеда с размерами $3\times 3\times 20$ мм; 9-11 – зеркала полуконфокального резонатора лазера на кристаллах $\text{ZrO}_2\text{-}13,6\text{мол.}\%\text{Y}_2\text{O}_3\text{-}0,4\text{мол.}\%\text{Ho}_2\text{O}_3$.

Порог генерации при этом составил 5 Вт по поглощённой мощности накачки.

Схема эксперимента по получению лазерного излучения на кристаллах $\text{ZrO}_2\text{-}13,6\text{мол.}\%\text{Y}_2\text{O}_3\text{-}0,4\text{мол.}\%\text{Ho}_2\text{O}_3$ при накачке на уровень $^5\text{I}_7$ ионов Ho^{3+} лазером YLF:Tm показана на рисунке 2.5.

Длина волны излучения лазера на кристаллах $\text{ZrO}_2\text{-Y}_2\text{O}_3\text{-Ho}_2\text{O}_3$ в эксперименте составила 2166 нм. На рисунке 2.6 показан спектр генерации лазера на $\text{ZrO}_2\text{-Y}_2\text{O}_3\text{-Ho}_2\text{O}_3$ зарегистрированный с помощью монохроматора M233 производства фирмы «SOLAR». Порог генерации оказался равным 380 мВт по поглощенной мощности накачки.

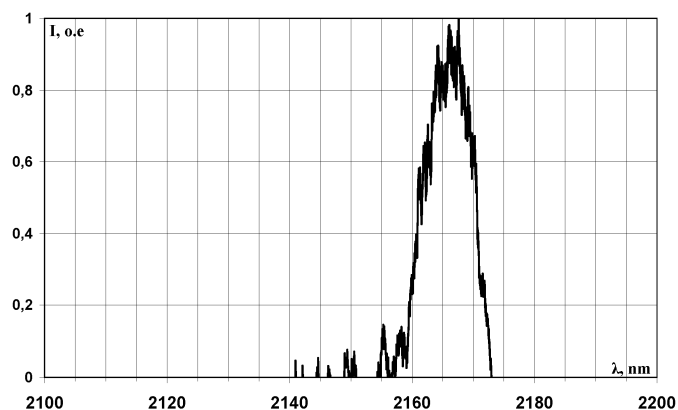


Рис. 2.6. Спектр генерации лазера на кристаллах $\text{ZrO}_2\text{-Y}_2\text{O}_3\text{-Ho}_2\text{O}_3$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. P.Koopmann, R. Peters, K. Petermann, G. Huber/ Crystal growth, spectroscopy, and highly efficient laser operation of thulium-doped Lu_2O_3 around 2 μm //Appl. Phys. 2011, 102, 19-24
2. P. Koopmann, S. Lamrini, K. Scholle, P. Fuhrberg/Long Wavelength Laser Operation of $\text{Tm}:\text{Sc}_2\text{O}_3$ at 2116 nm and Beyond
3. Воронько Ю. К., Ломонова Е. Е., Вишнякова М. А. и др./Спектроскопия ионов Yb^{3+} в кристаллах кубического $\text{ZrO}_2:\text{Yb}^{3+}$, стабилизированного иттрием//Неорганические материалы. 2004. Т.40. №5. С.585-592

КОНФОКАЛЬНЫЙ ВИЗУАЛИЗАТОР ДЛЯ ТОЧНОГО СВЕДЕНИЯ ЛУЧЕЙ В «PUMP-PROBE» СПЕКТРОСКОПИИ

М.В. Князев^{1,2}, К.Р. Каримуллин^{1,3}, А.В. Наумов^{1,4}

¹*Институт спектроскопии Российской академии наук
(142190, Москва, Троицк, ул. Физическая, 5)*

²*Московский физико-технический институт
(государственный университет)*

(141700, Долгопрудный, Институтский переулок, 9)

³*Казанский физико-технический институт
им. Е. К. Завойского КазНЦ РАН*

(420029, Казань, ул. Сибирский тракт, 10/7)

⁴*Московский педагогический государственный университет
(119991, Москва, ул. М. Пироговская, 1)*

e-mail: knyazev@isan.troitsk.ru

АННОТАЦИЯ

В работе предложен удобный и эффективный метод фокусировки двух и более лазерных лучей в одной точке люминесцирующего образца для использования в экспериментах типа "накачка-зондирование" (спектроскопия фотонного эха и четырехволнового смешения и др.). Эффективность разработанной схемы подтверждена экспериментальными исследованиями по фотонному эху на полимерной пленке, допированной молекулами люминесцирующего красителя.

1. ВВЕДЕНИЕ

Методы оптической спектроскопии типа «pump-probe», в частности, фотонное эхо (ФЭ) и четырехволновое смешение (ЧВС) широко используются при изучении процессов оптической дефазировки в твердых телах [1,2], жидкостях [3] и газах [4], а также сложных неупорядоченных системах [5,6]. В качестве примесных центров в данных исследованиях используются специально подобранные молекулы. Такие «хромофорные», т.е. поглощающие свет в некотором диапазоне спектра, молекулы внедряются в малой концентрации в исследуемую прозрачную среду и играют роль спектральных зондов. Оптические спектры хромофоров чрезвычайно чув-

ствительны к параметрам ближнего окружения, что дает возможность исследовать внутреннюю динамику в различных матрицах. Для получения дополнительной информации измеряются зависимости спектров хромофорных молекул от различных параметров: температуры, давления, электромагнитных полей. В частности, анализ температурного уширения спектров позволяет исследовать вклады процессов, определяющих оптическую дефазировку при разных температурах [5,7]. Изучение влияния давления на спектры хромофоров способно дать дополнительную информацию, например, о динамике свободного объема в неупорядоченных системах [8,9].

Для варьирования температуры и/или давления исследуемый образец необходимо размещать внутри специальных устройств – оптических криостатов и камер высокого давления. Проведение такого рода исследований сопряжено с серьезными техническими трудностями, возникающими при юстировке оптической схемы, замене образца и других манипуляциях. Интенсивность сигналов ФЭ и ЧВС сильно зависит от процедуры сведения лазерных лучей, то есть от точности их фокусировки в одной и той же точке образца. Помимо этого существует зависимость и от других параметров эксперимента, например, от временной задержки между импульсами, от их мощности, от угла между лазерными лучами и т.д. Как правило, процедура сведения лучей осуществляется при помощи простейших оптических устройств, либо визуально. Однако в случае исследования образцов, находящихся внутри специальных ячеек (камер) и оптических криостатов осуществить непосредственный визуальный контроль над фокусировкой лучей невозможно. Кроме того в подобных схемах существуют дополнительные ограничения, связанные с малыми размерами образца и большим вкладом рассеянного излучения в полезный сигнал. В связи с этим очень важно иметь инструмент, позволяющий контролировать процедуру сведения лучей на исследуемом образце. В условиях эксперимента с конденсированными средами, легированными флуоресцирующими в видимом диапазоне молекулами, становится возможным визуализировать образцы и контролировать с высокой точностью процесс фокусировки излучения за счет использования методов люминесцентной микроскопии [10]. Основным преимуществом такой методики является то, что возбуждение сигналов люминесценции производится на одной длине волны, а сами сигналы излучаются на другой. Благодаря этому можно, используя светофильтр, выделить люминесценцию на фоне мощного возбуждающего излучения. В дан-

ной работе предлагается удобная и эффективная методика, позволяющая с большим увеличением рассматривать люминесцентное изображение исследуемого образца, и наиболее точным образом фокусировать на нем несколько неколлинеарных лазерных лучей.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И ЕЕ АПРОБАЦИЯ

Установка, схематически представленная на рисунке 1, представляет собой конфокальный люминесцентный микроскоп, снабженный чувствительным матричным детектором, интегрированный в спектрометр некогерентного ФЭ (НФЭ) [11,12]. Лазерное излучение от самодельного суперлюминесцентного источника делится на два канала, один из которых включает в себя линию временных задержек. Далее лазерные импульсы отражаются от зеркал, юстируемых независимо друг от друга, и посредством линзы фокусируются в точку на образце. Сигналы ФЭ генерируются средой в соответствии с условиями фазового синхронизма. Для простоты мы рассматривали лишь случай двухимпульсного ФЭ с нулевой временной задержкой между импульсами, то есть наблюдали сигналы ЧВС в направлениях $\vec{k}_3 = 2\vec{k}_1 - \vec{k}_2$ и $\vec{k}_4 = 2\vec{k}_2 - \vec{k}_1$, где $\vec{k}_1$ и $\vec{k}_2$ – волновые векторы возбуждающих импульсов. Сигналы регистрировали ПЗС-камерой VideoScan и анализировали при помощи специализированного программного обеспечения, входящего в состав экспериментального комплекса [12]. В качестве образца использовали полиизобутилен, допированный молекулами тетра-трет-бутил-террилена. Образец, находящийся внутри камеры высокого давления, помещали в оптический гелиевый криостат. Давление в камере составляло около 700 МПа. Все измерения были выполнены при комнатной температуре.

Основная идея предлагаемого метода сведения лучей состоит в визуализации стоксовой компоненты люминесценции образца (т.н. «люминесцентных изображений») при его возбуждении непрерывным лазером. Для возбуждения люминесценции использовали диодный лазер с длиной волны 532 нм. Отметим, что в принципе можно применить импульсный лазер установки НФЭ. Использование дополнительного диодного лазера обусловлено лишь удобством работы с последним и ограниченным ресурсом самодельного лазера на красителе.

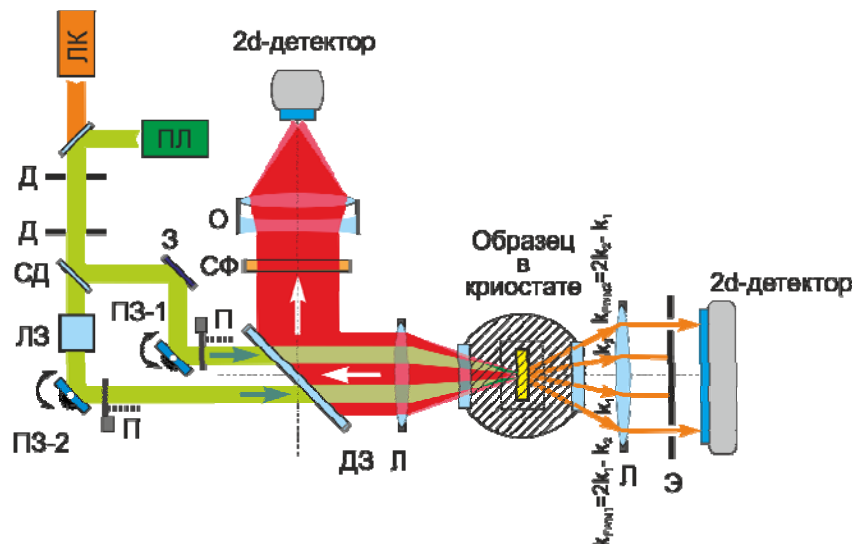


Рис. 1. Схема конфокального люминесцентного визуализатора, предназначенного для сведения лучей в экспериментах по ФЭ и ЧВС. Обозначения: ЛК – лазер на красителе в установке ФЭ, ПЛ – полупроводниковый (диодный) лазер, Д – диафрагмы, СД – светоделительная пластина, ЛЗ – оптическая линия временных задержек, З – зеркало, ПЗ – юстируемые подстроечные зеркала, П – затворы для перекрывания лучей, ДЗ – дихроичное зеркало, СФ – светофильтр, О – объектив, Л – линзы, Э – специальный экран с отверстиями, $\vec{k}_i$ ($i = 1, 2, 3, 4$) – волновые векторы возбуждающих импульсов и детектируемых сигналов ЧВС

Излучение диодного лазера направляли по тому же самому оптическому пути, что и лучи в установке НФЭ. Высокая точность юстировки достигалась за счёт пропускания лучей через специальные диафрагмы (Д на рисунке 1). Люминесценцию образца собирали при помощи линзы и плоско-параллельной пластины. Мы использовали обычную стеклянную пластинку, что позволяло регистрировать лишь несколько процентов полезного сигнала. В других случаях для более эффективного детектирования используется специальное дихроичное зеркало. Люминесцентные изображения от каждого из возбуждающих лучей регистрировали на матричном детекторе (специализированная CMOS-камера Moticam 2300) после выделения стоксовой компоненты при помощи стеклянного светофильтра. Анализ люминесцентных изображений от каждого из возбуждающих лучей в отдельности (за счёт использования специальных затворов – перекрывателей) позволяет с высокой точностью контролировать фокусировку лучей

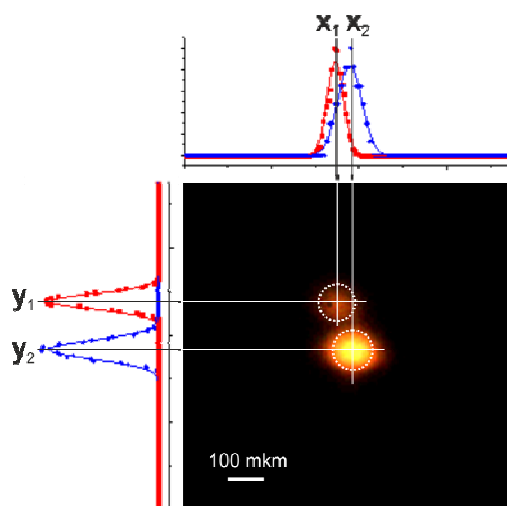


Рис. 2. Люминесцентное изображение двух лазерных лучей, сфокусированных в разных точках образца, помещенного в камеру высокого давления. Слева и сверху показаны профили изображений, аппроксимированные функциями Гаусса; x_i и y_i , $i=1, 2$ – координаты их центров. Пунктирной линией показан уровень интенсивности сигналов люминесценции равный 0.1 от максимального значения

в одной и той же точке образца.

Для апробации созданной техники мы исследовали зависимость интенсивности сигналов ЧВС от расстояния между центрами люминесцентных изображений на образце r , которое определяли как $r = [(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2]^{0.5}$. Координаты центров пятен (x_i, y_i) , $i=1, 2$ определяли фитированием распределения интенсивности люминесценции двумерной функцией Гаусса (см. рис. 3). Для нескольких значений r были измерены интенсивности соответствующих сигналов ЧВС. Таким образом, была построена зависимость интенсивности сигналов ЧВС от расстояния между центрами возбуждающих лучей (рис. 4). Как видим, интенсивность откликов может отличаться более чем на порядок, в то время как раздвижка между лучами уже не видна на глаз, но может быть точно измерена нашим методом (см. вставку на рисунке 4).

Необходимо отметить преимущества развитой техники по сравнению с имеющимися методами контроля над сведением лучей при помощи ПЗС-визуализаторов. Использование последних сильно ограничено необходимостью помещать чувствительную матрицу детектора на место образца и затем точно восстанавливать положение образца. Кроме того, применение

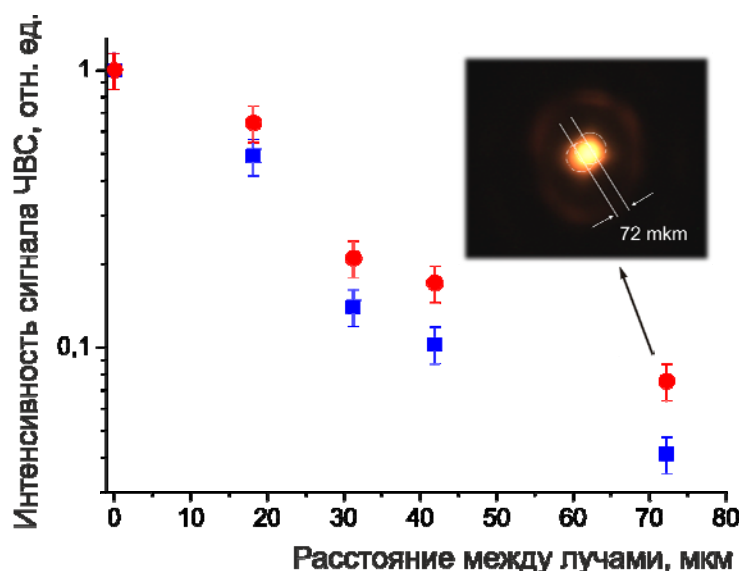


Рис. 3. Зависимость интенсивности сигналов ЧВС от расстояния между возбуждающими лучами. На вставке – люминесцентное изображение двух сфокусированных на образце лучей, расстояние между центрами которых равно 72 мкм. Пунктирной линией показан уровень интенсивности сигналов люминесценции равный 0.1 от максимального значения

таких визуализаторов невозможно в случае образцов, помещенных внутрь специальных ячеек, камер и криостатов. Предлагаемая методика свободна от указанных недостатков и позволяет наиболее точным образом контролировать процедуру сведения лучей *in situ* без внесения каких-либо существенных изменений в схему установки и перемещения образца.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан и создан конфокальный люминесцентный визуализатор, предназначенный для контроля над сведением лучей в оптических экспериментах по схеме “накачка-зондирование”, в том числе в спектроскопии ФЭ и ЧВС. Использование данной системы позволяет наиболее простым, удобным и эффективным образом фокусировать несколько лазерных лучей в одной и той же точке образца при неколлинеарной схеме возбуждения. Схема особенно полезна в случаях, когда образец находится вне зоны визуального контроля (внутри различных ячеек, камер и криостатов) и при экспериментах с излучением, невидимым для глаза. Кроме того, процедура сведения лучей может быть автоматизирована путем введения обратной связи и микрометрических подвижек, управляющих юстировочными зеркалами.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 12-02-31381-мол_а, № 11-02-00816-а, № 11-02-00040-а, № 10-02-00609-а), ОФН РАН (Программа «Фундаментальная оптическая спектроскопия и её приложения»), ГК № 16.740.11.0590 (ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 гг.), а также грантами Президента РФ № МД-465.2012.2 и № НШ-1049.2012.2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Macfarlane R.M., J. Luminescence 100 (2002) 1.
2. Kalachev A.A., Karimullin K.R., Samartsev V.V., Zuikov V.A., Las. Phys. Lett. 5 (2008) 882.
3. De Boeij W.P., Pshenichnikov M.S., Wiersma D.A., J. Chem. Phys. 49 (1998) 99.
4. Rubtsova N.N., Goldort V.G., Ishchenko V.N., Kochubei S.A., Khvorostov E.B., Ledovskikh D.V., Yevseyev I.V., Las. Phys. 20 (2010) 568.
5. Vainer Y.G., Naumov A.V., Kolchenko M.A., Personov R.I., Phys. Status Solidi B 241 (2004) 3480.
6. Hugel W.A., Heinrich M.F., Wegener M., Vu Q.T., Banyai L., Haug H., Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 3313.
7. Berg M., Walsh C.A., Narasimhan L.R., Littau K.A., Fayer M.D., J. Chem. Phys. 88 (1988) 1564.
8. Berg O., Chronister E.L., J. Phys. Chem. B 106 (1997) 4401.
9. Hizhnyakov V., Laisaar A., Kikas J., Kuznetsov A., Palm V., Suisalu A., Phys. Rev. B 62 (2000) 11296.
10. Guttler F., Irngartinger T., Plakhotnik T., Renn A., Wild U.P., Chem. Phys. Lett. 217 (1994) 393.
11. Вайнер Ю.Г., Груздев Н.В., Оптика и спектроскопия 76 (1994) 252.
12. Каримуллин К.Р., Вайнер Ю.Г., Ерёмчев И.Ю., Наумов А.В., Самарцев В.В., Учён. зап. КГУ. Сер. “Физ.-мат. науки” 150(2) (2008) 148.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В ЛЕГИРОВАННЫХ МЕДЬЮ КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ

К.М. Мамбетова, С.М. Шандаров

*Томский государственный университет
систем управления и радиоэлектроники
(634050, г. Томск, пр. Ленина, 40)
e-mail: kseniam-89@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

Представлены результаты исследований динамики формирования поля пространственного заряда фоторефрактивной голограммы двумя лазерными пучками с длиной волны 532 нм в кристаллах $\text{LiNbO}_3\text{:Cu}$, имеющих X -ориентацию. Из данных по дифракционной эффективности голограмм, регистрируемой лазерным пучком с длиной волны 655 нм, получено, что амплитуда первой пространственной гармоники электрического поля голограммы в образцах, полученных диффузионным легированием, может достигать значений, превышающих 17 кВ/см.

1. ВВЕДЕНИЕ

Сильные электрические поля, формируемые в легированных фотovoltaически активными примесями (Fe, Cu) кристаллах ниобата лития, являются потенциальной основой для создания компактных кристаллических ускорителей, реализующих генерацию электронных пучков и мягкого рентгеновского излучения [1] и оптически управляемую манипуляцию микро- и наночастицами [2]. В работе [3] продемонстрирована возможность создания легированных образцов $\text{LiNbO}_3\text{:Cu}$, имеющих толщину до 1 мм, методом высокотемпературной диффузии меди из металлических пленок. Для формирования пространственно неоднородных электрических полей в таких образцах и их исследования может быть использован метод записи фоторефрактивных голограмм коротковолновым лазерным излучением и брэгговской дифракции на них лазерного пучка с большей длиной волны, имеющего малую интенсивность и не вносящего заметных возмущений в процессы фотоиндуцированного перераспределения зарядов.

В настоящей работе представлены результаты экспериментов по диффузионному легированию медью пластин LiNbO_3 , имеющих X -ориентацию, и по динамике формирования в образцах $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ с различным уровнем легирования поля пространственного заряда фоторефрактивной голограммы двумя лазерными пучками с длиной волны 532 нм. Из данных по динамике дифракционной эффективности при считывании голограммы лазерным пучком с длиной волны 655 нм получено, что в исследованных образцах $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$, имеющих толщину до 2 мм, амплитуда первой гармоники поля пространственного заряда достигает значений 20 кВ/см.

2. ТЕХНОЛОГИЯ ДИФФУЗИОННОГО ЛЕГИРОВАНИЯ

В экспериментах по диффузионному легированию использовались оптически полированные пластины X -среза из конгруэнтного ниобата лития, имеющие толщину $d = 1,8$ мм. Пленки Cu наносились на пластины методом магнетронного распыления и имели толщину от 100 до 900 нм. Далее осуществлялся нагрев образца со скоростью 340 К/час до температуры 1000 °С в трубчатой электропечи и проводилась диффузия, с продолжительностью при данной температуре от 2 до 20 часов и с последующим естественным охлаждением за время ~ 12 час. Полученные диффузией образцы $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ приобретали светло-коричневую окраску и дополнительное оптическое поглощение, обусловленное центрами Cu^{2+} и Cu^+ . Концентрация ионов Cu^{2+} и Cu^+ оценивалась из известных соотношений [3] по величине оптического поглощения на длинах волн 477 и 1040 нм. Параметры процесса диффузии для сформированных образцов 1- 4 приведены в табл. 1. Здесь же приведены значения концентраций центров Cu^{2+} и Cu^+ как для образцов $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ 1 – 4, так для образца 5 с традиционным способом легирования путем добавления CuO в исходную шихту, имеющего толщину $d = 2,0$ мм. В последнем столбце таблицы приведены значения коэффициента поглощения исследованных образцов на длине волны запиывающего излучения $\lambda_w = 532$ нм.

Анализ приведенных в табл. 1 данных показывает, что используемая технология диффузионного легирования подложек конгруэнтного ниобата лития позволяет получать образцы $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ с толщиной до 1,8 мм с регулируемой концентрацией меди.

Таблица 1. Параметры исследованных образцов $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$

Номер образца	Толщина пленки Cu, нм	Время диффузии, час	Концентрация ионов меди c_{Cu^+} , М^{-3}	Концентрация ионов меди $c_{\text{Cu}^{2+}}$, М^{-3}	Коэффициент поглощения $\alpha_o^{532 \text{ нм}}$ для $\lambda_w=532 \text{ нм}$, см^{-1}
1	100	2	7.961×10^{22}	8.709×10^{22}	0,063
2	200	3	2.052×10^{23}	1.398×10^{24}	0,615
3	260	20	7.85×10^{23}	6.04×10^{24}	0,88
4	900	9	6.06×10^{24}	2.83×10^{25}	7,9
5				7.862×10^{25}	29,341

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В экспериментальной установке для исследования формирования фоторефрактивных голограмм в образцах $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ X-среза, схема которой представлена на рис. 1, использовался световой пучок одночастотного твердотельного лазера Л1 с длиной волны $\lambda_w=532 \text{ нм}$, мощностью $P_0=40 \text{ мВт}$ и вектором поляризации, ортогональным плоскости рисунка (плоскости XZ кристалла). После коллиматора КЛ он имел апертуру 4 мм и расщеплялся делительным кубом СК на два пучка с равными значениями интенсивности $I_{p1} = I_s = 390 \text{ мВт/см}^2$, которые с помощью призмы П сводились под углом $2\Theta_B^{\text{green}} = 12,5^\circ$ в исследуемом образце симметрично относительно нормали к его входной грани. В этом случае формируемая ими интерференционная картина характеризуется вектором решетки $\mathbf{K}$, параллельным полярной оси Z кристалла, и имеет пространственный период $\Lambda = 2,44 \text{ мкм}$. В результате в образце $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ за счет индуцированного обыкновенными волнами пространственного перераспределения носителей заряда вследствие фотогальванического эффекта и модуляции обыкновенного показателя преломления, обусловленной линейным электрооптическим эффектом, записывается фоторефрактивная голограмма.

Регистрация фоторефрактивной голограммы осуществлялась методом брэгговской дифракции светового пучка, распространяющегося в той же плоскости, что и записывающие пучки (см. рис. 1). Считывающий пучок с длиной волны $\lambda_r=655 \text{ нм}$, излучаемый лазерным диодом Л2 с выходной мощностью $P_{ir}=6 \text{ мВт}$, имел вектор поляризации, также ориентированный перпендикулярно плоскости XZ кристалла, возбуждая в нем обыкновенную волну. При этом угол падения считывающего луча на входную грань образца выбирался равным углу Брэгга $\Theta_B^{\text{red}} = 7,7^\circ$ для излучения с используемой длиной волны 655 нм и объ-

емной фазовой решетки с пространственным периодом 2,44 мкм. Временные зависимости мощности прошедшего через исследуемый образец считывающего пучка с интенсивностью $I_{p2}(t)$ и пучка с интенсивностью $I_d(t)$, дифрагированного на записываемой решетке, фиксировались с помощью фотодиодов ФД1 и ФД2 и системы обработки данных МА.

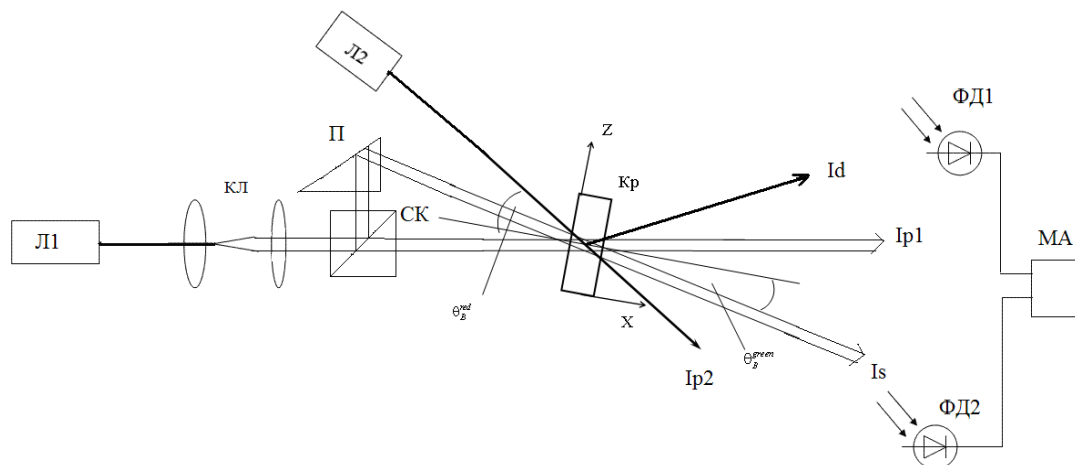


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Характерные экспериментальные временные зависимости для мощностей прошедшего через голограмму считывающего пучка $P_{p2}(t)$ и дифрагированного пучка $P_d(t)$, полученные для образцов № 3 и № 5 (см. табл. 1), представлены на рис. 2, а и 2, б, соответственно.

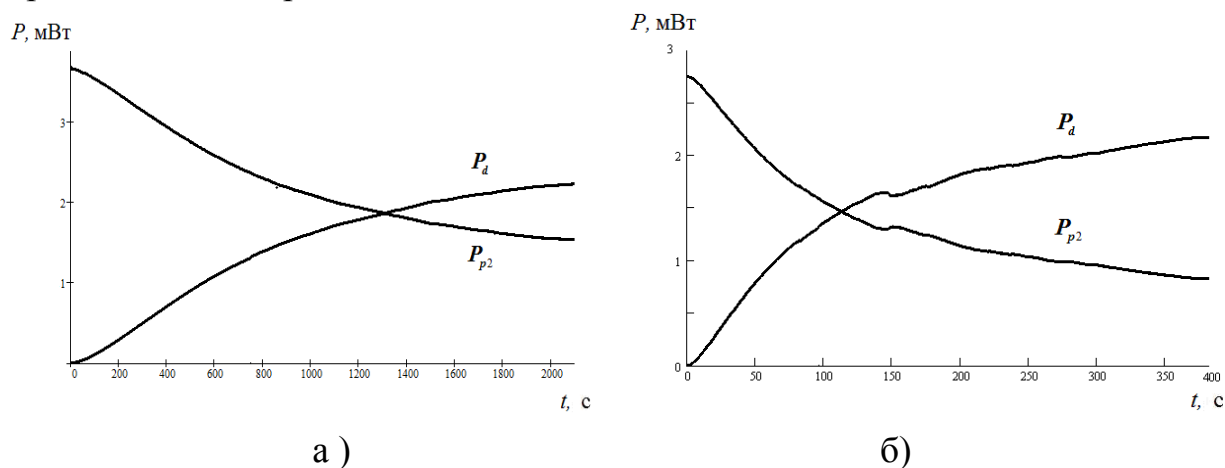


Рис. 2. Экспериментальные временные зависимости мощностей прошедшего (P_{p2}) и дифрагированного (P_d) пучков с длиной волны 655 нм, считывающих динамические фоторефрактивные голограммы, формируемые записывающими лазерными пучками с длиной волны 532 нм в образцах $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ № 3 (а) и № 5 (б)

Отметим, что скорость роста дифракционной эффективности данных голограмм, определяемой как $\eta(t) = P_d(t) / [P_{p2}(t) + P_d(t)]$ и представленной на рис. 3, для образца № 5 с максимальным уровнем легирования существенно выше, чем в образце № 3.

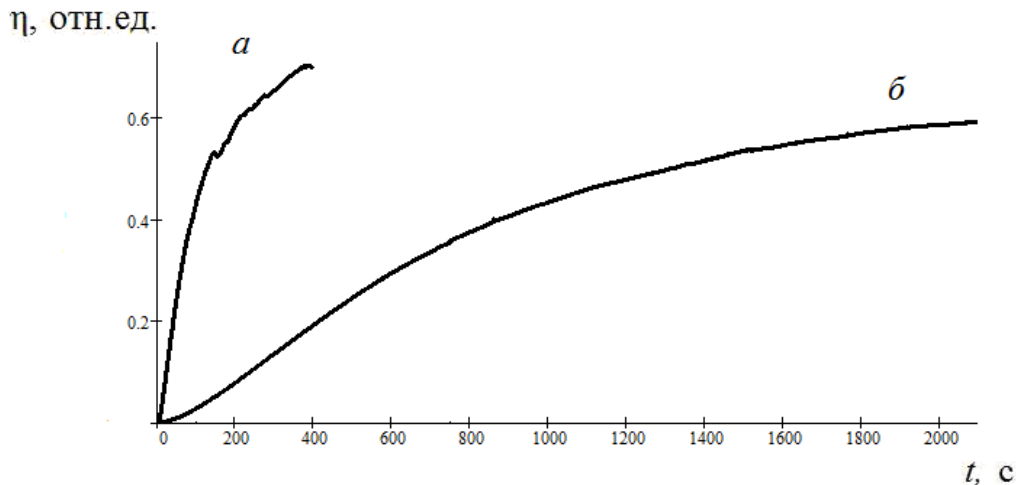


Рис. 3. Временные зависимость дифракционной эффективности для фоторефрактивных голограмм в образцах $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ № 5 (а) и № 3 (б)

С использованием известных соотношений [4] временная эволюция амплитуды первой пространственной гармоники поля пространственного заряда может быть выражена через дифракционную эффективность $\eta(t)$ в следующем виде

$$E_m(t) = -\frac{2\lambda_r \cos \theta_B^{\text{red in}}}{\pi d n_o^3 r_{\text{eff}}} \arcsin \sqrt{\eta(t)},$$

где $\theta_B^{\text{red in}}$ – угол Брэгга для считывающего пучка внутри образца, а n_o и r_{eff} – обыкновенный показатель преломления и эффективная электрооптическая постоянная, учитывающая дополнительный пьезоэлектрический вклад в фоторефрактивный отклик. Результаты расчета зависимостей $E_m(t)$ из приведенных выше данных представлены на рис. 4.

Как следует из рисунка, амплитуда поля пространственного заряда в образце $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ № 3, полученном диффузионным легированием, достигает значения 17,4 кВ/см за время, составляющее около 2000 с. Для кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ № 5 с традиционным способом легирования при используемых условиях формирования фоторефрактивных голограмм время достижения максимального значения амплитуды электрического поля, равно го 18,7 кВ/см, составляет около 400 с.

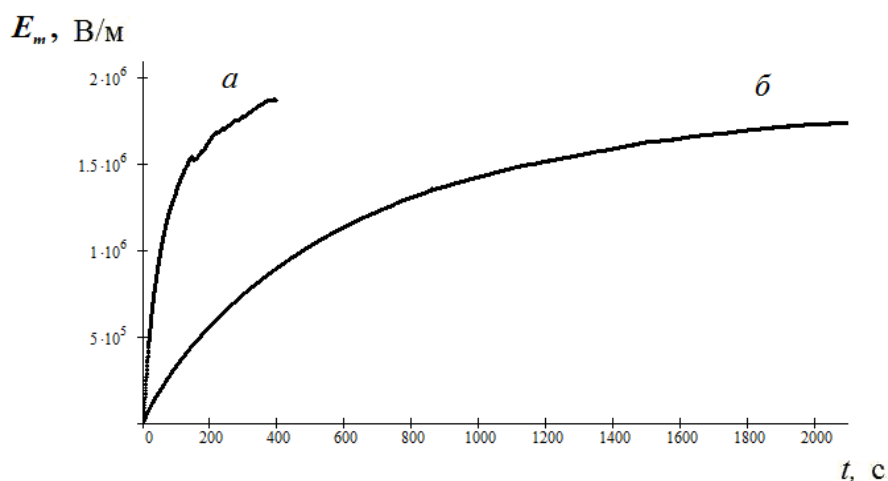


Рис. 4. Динамика роста амплитуды поля пространственного заряда фоторефрактивных голограмм в образцах $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ № 5 (а) и № 3 (б)

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные в настоящей работе эксперименты показали, что технология диффузионного легирования подложек конгруэнтного ниобата лития позволяет получать образцы $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ X-среза с толщиной до 1,8 мм с регулируемой путем варьирования параметров технологического процесса концентрацией меди. Фоторефрактивные характеристики и фотовольтаические свойства этих образцов могут быть изучены по брэгговской дифракции считывающего пучка с длиной волны из красной области видимого спектра на объемных фазовых голограммах, формируемых коротковолновым лазерным излучением. Из данных по дифракционной эффективности голограмм, регистрируемой лазерным пучком с длиной волны 655 нм, получено, что амплитуда первой пространственной гармоники электрического поля голограммы в образцах, полученных диффузионным легированием, может достигать значений, превышающих 17 кВ/см. Это делает возможным их использование для практической реализации кристаллических ускорителей электронов, компактных генераторов рентгеновского излучения и оптических пинцетов.

Работа выполнена в рамках Госзадания Минобрнауки РФ на 2013 год (проект 7.2647.2011) и при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 12-02-90038-Бел_a).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. N.V. Kukhtarev, T.V. Kukhtereva, G. Stargell, J.C. Wang, Pyroelectric and photogalvanic crystal accelerators. // J. Appl. Phys., 2009, v. 106, p. 014111.

2. X. Zhang, J. Wang, B. Tang, X. Tan, R.A. Rupp, L. Pan, Y. Kong, Q. Sun, J. Xu, Optical trapping and manipulation of metallic micro/nanoparticles via photorefractive crystals. // Opt. Express, 2009, v. 17, p. 9981-9988.
3. K. Peithmann, J. Hukriede, K. Buse, E. Krätzig, Photorefractive properties of LiNbO₃ crystals doped by copper diffusion. // Phys. Rev. B, 2001, v. 61, p. 4615- 4620.
4. С.М. Шандаров, В.М. Шандаров, А.Е. Мандель, Н.И. Буримов, Фото-рефрактивные эффекты в электрооптических кристаллах. // Томск: ТУСУР, 2007, 242 с.

СТУДЕНЧЕСКАЯ СЕКЦИЯ

ЭЛЕКТРООПТИКА ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ, ИНДУЦИРОВАННЫХ В СМЕСИ НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ И НЕМЕЗОГЕННОГО ХИРАЛЬНОГО ВЕЩЕСТВА

В.А. Барбашов¹, М.В. Минченко², Е.П. Пожидаев²

*¹Московский государственный университет
имени М.В.Ломоносова, физический факультет,
кафедра физики полимеров и кристаллов
(119991, г. Москва, Ленинские горы, д. 1)*

*²Физический институт имени П.Н.Лебедева Российской академии наук
(119991, г. Москва, Ленинский проспект, д. 53)
e-mail: vadbar13@yandex.ru*

АННОТАЦИЯ

При смешивании нематического жидкого кристалла и немезогенного хирального вещества получена новая электрооптическая среда, сочетающая в себе достоинства нематического жидкого кристалла (устойчивость монодоменного образца к механическим воздействиям) и жидкокристаллического сегнетоэлектрика - время электрооптического отклика порядка 10^{-5} секунды.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в жидкокристаллических дисплеях и фазовых модуляторах света используются нематические жидкие кристаллы (НЖК). Крупногабаритные тонкие экраны на основе НЖК стали возможны в значительной степени из-за высокой текучести НЖК. Нарушения оптического качества жидкокристаллического слоя при механических воздействиях на экран за доли секунды "залечиваются" течением жидкого кристалла.

Вместе с тем характерное время электрооптического отклика НЖК порядка миллисекунд, что не позволяет создавать устройства отображения информации и адаптивной оптики нового поколения. К таким устройствам относятся, например, дисплеи на технологии FSC (field sequential color) и с качественной технологией 3D, фазовые модуляторы и дефлекторы света килогерцового диапазона.

Идеологии повышения быстродействия электрооптических модуляторов на основе НЖК существуют и активно развиваются, но все они обязательно связаны с необходимостью создания пространственно-неоднородных структур, что ведёт к сильному повышению управляющего напряжения и ухудшению оптического качества.

В качестве альтернативы нематическим жидким кристаллам (НЖК) могут быть использованы жидкокристаллические сегнетоэлектрики (ЖКС). Главным их достоинством является быстрое время отклика 10^{-6} - 10^{-5} секунды, но вместе с тем монокристаллические слои ЖКС необратимо разрушаются при механических воздействиях, так как течение ЖКС не наблюдается. Это свойство ЖКС получило название "шок-проблема" [1]. Суть "шок-проблемы" иллюстрируется рисунком 1.

Целью данной работы является решение "шок-проблемы", и на этой основе создание электрооптической среды, совмещающей в себе достоинства нематических жидких кристаллов и жидкокристаллических сегнетоэлектриков, но лишённой недостатков обоих этих электрооптических сред. Цель достигнута путём создания смесей НЖК и немезогенных хиральных веществ определённого химического строения. При некоторых условиях в таких смесях может индуцироваться текучая смектическая S^* фаза жидкокристаллических сегнетоэлектриков, что показано нами впервые.

2. ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА БИНАРНОЙ СМЕСИ

Компонентами смеси стали нематический ЖК

CCCCCc1ccc(cc1)-c2ccc(cc2)-c3ccc(cc3)-c4ccc(cc4)C(=O)OC(C)C5CCCCC5

и немезогенное хиральное вещество

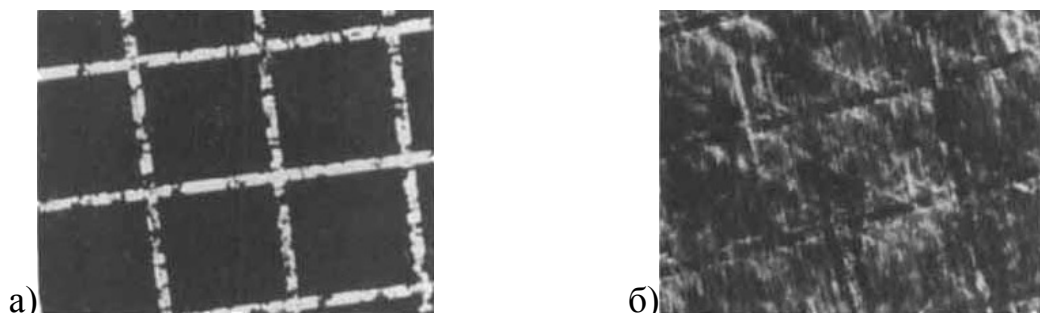
CCCCCc1ccc(cc1)-c2ccc(cc2)-c3ccc(cc3)-c4ccc(cc4)C(=O)OC(C)C5CCCCC5


Рис. 1. Высокий контраст черного и белого до деформации (а) и серое поле после деформации (б) [1]

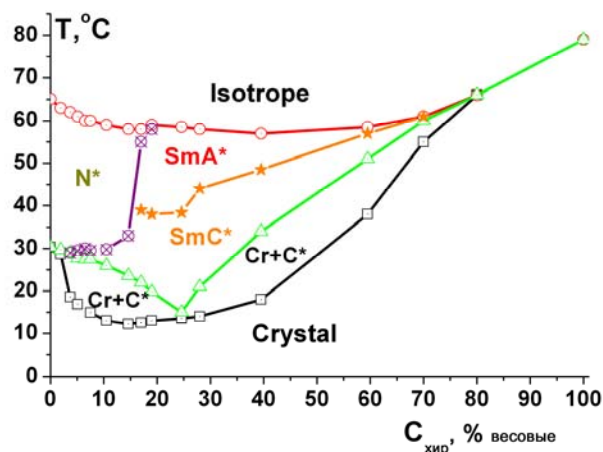


Рис. 2. Фазовая диаграмма

На основе смесей этих компонент была получена и исследована диаграмма фазовых состояний - рисунок 2.

Построение фазовой диаграммы проводилось следующим образом. Вначале данные были получены на основе дифференциальной сканирующей калориметрии. По этим данным были построены ветви кристаллизации и плавления в изотропную фазу - черная, зеленая и красная. Для построения оранжевой и фиолетовой ветвей между мезофазами были использованы электрооптические и диэлектрические методы.

2.1. Сегнетоэлектрическая мезофаза SmC*

На рисунке 2 показано, что при концентрации хирального немезогенного вещества более 10% в смеси возникают сегнетоэлектрическая фаза SmC* и параэлектрическая фаза SmA*. Существование фаз SmC* и SmA* в указанных на рисунке 2 температурных интервалах строго доказано методами рентгеноструктурного анализа, см. зеленую кривую на рисунке 3(б). Доказательством существования этих фаз является также наличие температурных зависимостей спонтанной поляризации - рисунок 3(а) и спонтанного угла наклона молекул к нормали в смектическом слое, измеренного согласно оптической методике, описанной в [2] – синяя кривая на рисунке 3 (б). Различие между значениями угла наклона, измеренного оптическим и рентгеновским методами (рисунок 3(б)), объясняется известной моделью "зигзага" [3].

Критерием для определения температуры фазового перехода из сегнетоэлектрической фазы SmC* в параэлектрическую фазу SmA*, по которому построена оранжевая ветвь, мы считали экстремум пироконфигуранта.

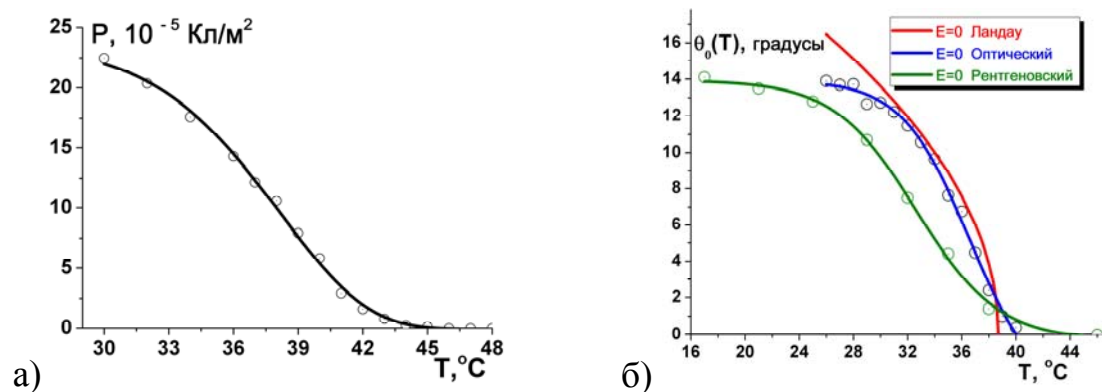


Рис. 3. Температурная зависимость спонтанной поляризации смеси 19% (а) вблизи эвтектики и температурная зависимость спонтанного угла наклона молекул в этой же смеси (б). Красная кривая - теория СМП; синяя - оптические измерения, зеленая - рентгеноструктурные.

Нами показано экспериментально, что приближение среднего молекулярного поля (СМП) для фазового перехода $\text{SmC}^*\text{-SmA}^*$ в рассматриваемых смесях не выполняется. На рисунке 3(б) видно, что температурная зависимость спонтанного угла наклона (синяя кривая) имеет скорее линейный вид, нежели корневой, как предсказывает теория СМП (красная кривая).

2.2. Влияние поверхности

Из невыполнения теории СМП нами было сделано предположение, что поверхность вносит существенный энергетический вклад формирование сегнетоэлектрической мезофазы.

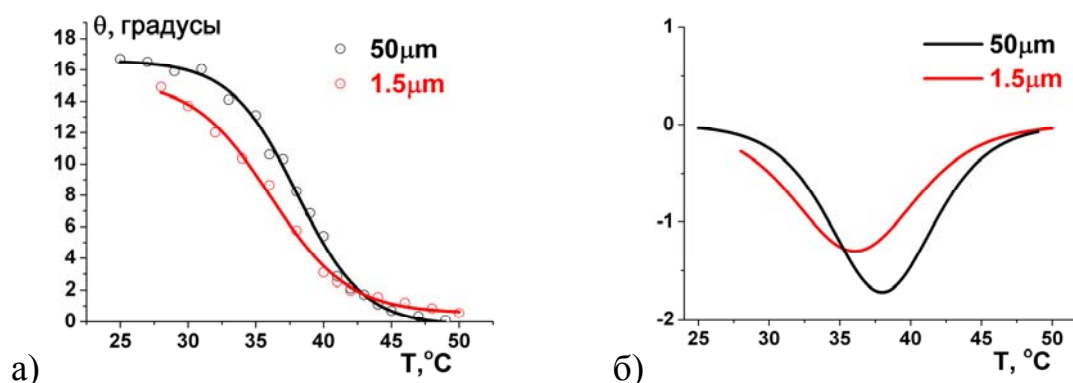


Рис. 4. Температурные зависимости угла наклона молекул ЖК смеси 19% на двух разных толщинах: 1.5 мкм (красная) и 50 мкм (черная) (а) и их производные по температуре (б)

Для проверки этого предположения была взята смесь вблизи эвтектики - 19% немезогенного хирального вещества + 81% НЖК в двух ячейках разной толщины - 1.5 мкм и 50 мкм.

Измерены углы наклона в зависимости от температуры - рисунок 4(а); температура фазового перехода определялась по максимуму модуля производной угла по температуре - рисунок 4(б). Как видно из графиков, при уменьшении толщины слоя ЖКС от 50 до 1.5 мкм происходит понижение температуры фазового перехода $SmC^* - SmA^*$ на 2 градуса (а также значение самого угла становится меньше), что позволяет сделать вывод, что энергетический вклад поверхности сопоставим с энергией формирования наклонной структуры SmC^* фазы.

2.3. Текучесть смеси

Как уже было сказано, главный недостаток смектиков – неустойчивость к механическим воздействиям. А жидкокристаллический сегнето-электрик, индуцированный в смеси НЖК и хирального немезогенного

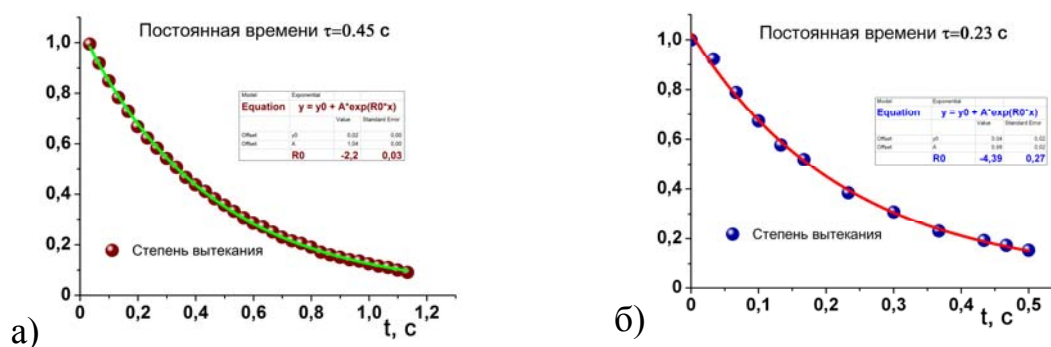


Рис. 5. Кинетика обратного затекания типичного нематика 5CB (а) и кинетика обратного затекания ЖК смеси 19% при 25°C (б).

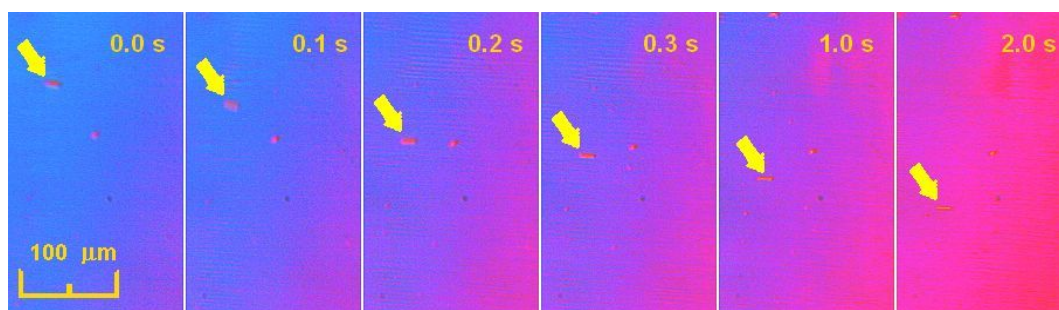


Рис. 6. Обратное затекание ЖК смеси 19% при 25°C в скрещенных поляроидах. Стрелочкой указан спейсер, за которым производится слежение

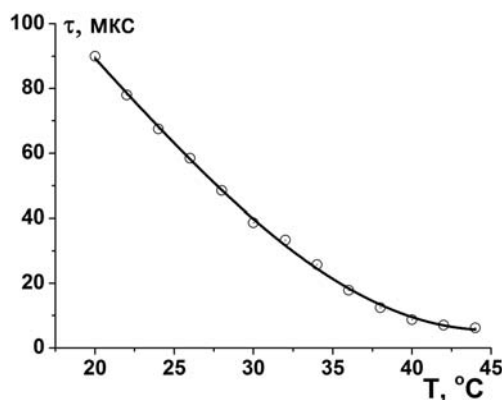
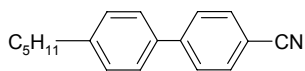


Рис. 7. Температурная зависимость времени отклика ЖК смеси 19%

вещества показывает очень хорошие времена затекания в полость внутри ячейки, образовавшуюся после его выдавливания, причём это происходит без потери оптического качества, см. рисунок 6. На рисунке 5(а) показана кинетика обратного затекания в ячейку типичного нематического кристал-

ла 5CB



Это происходит за 0.45 секунды. А на рисунке 5(б) видно, что наша смесь затекает обратно в ячейку за 0.23 секунды, то есть даже быстрее нематика!

Отметим, что это динамика течения СЖК измерялась по положению спейсера – рисунок 6, а изменение толщины слоя ЖКС от приблизительно 5 микрон (синий) до 7 микрон (красный) в процессе его течения вычислялось по изменению цветов двулучепреломления [5].

Причем при хорошей текучести ЖКС в фазе SmC*сохраняются быстрые времена отклика (менее 90 мкс), типичные для смектиков, как это видно на рисунке 7.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках данной работы впервые получена сегнетоэлектрическая смектическая SmC* мезофаза, обладающая текучестью, как нематический жидкий кристалл. Таким образом, создан электрооптический материал, сочетающий в себе лучшие качества нематических и смектических* жидких кристаллов: микросекундные времена отклика и устойчивость его монокристаллической структуры к механическим деформациям.

Авторы признательны кандидату химических наук Торговой Софье Исааковне за калориметрические исследования и доктору физико-математических наук Островскому Борису Исааковичу за рентгеноструктурные исследования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Naohide Wakita, Tsuyoshi Uemura, Hiroyuki Ohnishi, Hiroaki Mizuno, Hiroshi Yamazoe, Shock-problem free fldcs and mechanism of alignment destruction by mechanical shock. // *Ferroelectrics*, 1993, vol. 149, p. 229-238.
2. G. Andersson, I. Dahl, P. Keller, W. Kuczynsky, S.T. Lagerwall, K. Skarp, B. Stebler, Submicrosecond electro-optic switching in the liquid crystal amectic A phase: The soft mode ferroelectric effect. // *Appl. Phys. Lett.*, 1987, 51, N9, p. 840-842.
3. R. Bartolino, J. Doucet, G. Durang, Molecular tilt in the smectic C phase: a zigzag model. // *Ann. Phys.*, 1978, 3, p. 389-393.
4. Е.П. Пожидаев, дисс. «Физические свойства смектической С-фазы жидких кристаллов и принципы создания жидкокристаллических сегнетоэлектриков с заданными электрооптическими свойствами», докт. физ.-матем. наук. // ФИАН, Москва, 2006.
5. G. Hegde, P. Xu, E.P. Pozhidaev, V.G. Chigrinov, and H.S. Kwok, Electrically controlled birefringence colours in deformed helix ferroelectric liquid crystals. // *Liquid Crystals*, 2008, 35, N9, 1137-1144.

ИЗГОТОВЛЕНИЕ АМПЛИТУДНОГО ФОКУСАТОРА В КОЛЬЦО ПО ТЕХНОЛОГИИ ЛАЗЕРНОЙ ТЕРМОХИМИЧЕСКОЙ ЗАПИСИ НА ПЛЁНКАХ МОЛИБДЕНА

С.Д. Полетаев^{1,2}, С.Н. Александров¹, О.Ю. Моисеев²

¹*Самарский государственный аэрокосмический университет им. ак.
С.П.Королева (национальный исследовательский университет),*

кафедра nanoинженерии

(443086, г. Самара, Московское Шоссе 34)

²*Институт систем обработки изображений РАН*

(443001, г. Самара, Молодогвардейская 151)

e-mail: sergpolet@gmail.com

АННОТАЦИЯ

В данной работе рассматривается метод изготовления короткофокусного амплитудного фокусатора в кольцо на рабочую длину волны 355 нм по технологии лазерной термохимической записи в плёнках молибдена. Была получена соответствующая форма фокусировки и измерена дифракционная эффективность элемента.

1. ВВЕДЕНИЕ

Термохимическая лазерная запись [1] контактных масок играет определяющую роль для широкого ряда [2-6] методов формирования микрорельефа дифракционных оптических элементов (ДОЭ). В настоящее время для формирования микрорельефа широко используются металлизированные маски на тонких плёнках металлов [1, 4], в которых происходит термохимическое преобразование поверхностного слоя рабочего материала при воздействии сфокусированного лазерного излучения. В качестве исходного материала широко используется хром [1, 4]. Для преодоления низкой разрешающей способности данного метода в настоящее время вместо хрома предлагаются различные альтернативные материалы, такие как кремний [7], фосфид индия [8] и оксиды различных металлов [9-11]. К недостаткам этих методов относятся недостаточная селективность травления масок в ряде случаев, а также сложность их получения.

Ранее была оценена возможность применения плёнок молибдена для изготовления структур с минимальным размером элемента 0,25-0,35 мкм на системе круговой лазерной записи [12]. При этом было отмечено, что после лазерного воздействия резко повышается селективность травления таких масок в плазме.

В данной работе оценена возможность изготовления амплитудного фокусатора в кольцо со следующими параметрами:

- рабочая длина волны – 355 нм;
- радиус апертуры – 1 мм;
- фокусное расстояние – 5 мм;
- радиус кольца в фокусе – 2 мм.

В процессе испытания ДОЭ была получена соответствующая форма фокусировки и измерена дифракционная эффективность элемента.

2. ИЗГОТОВЛЕНИЕ И РЕЗУЛЬТАТЫ

В настоящей работе рассматривается лишь последовательность основных технологических операций формирования структур, который более подробно описан в [3]:

- расчёт топологического рисунка фокусатора в кольцо с последующей генерацией управляющего файла;
- напыление плёнки молибдена толщиной 35-40 нм на подложку;
- формирование топологического рисунка будущего элемента воздействием лазерного излучения на плёнку;
- анализ параметров изготовленного элемента.

Расчёт и генерация фокусатора проводились в программе QuickDOE [13]. Плёнки молибдена наносились на оптически гладкие стёкла с классом чистоты поверхности 14.

Топологический рисунок элемента формировался на круговой станции лазерной записи CLWS – 200.

Измерения параметров микрорельефа проводились на сканирующем электронном микроскопе (СЭМ) Supra 25 фирмы Karl Zeiss.

На рисунке 1 представлен фрагмент топологического рисунка изготовленного элемента с характерными размерами элемента – 260 нм, что подтверждает наши заключения в предыдущей работе.

Испытательный стенд состоял из последовательно установленных источника лазерного излучения ($\lambda=355$ нм), фокусатора, закреплённого в

специальном держателе, и экрана, на котором наблюдали результат фокусировки. Измерение энергетических параметров излучения проводилось люксометром testo 540. При этом выходные параметры измерялись на расстоянии 10 мм от фокусатора.

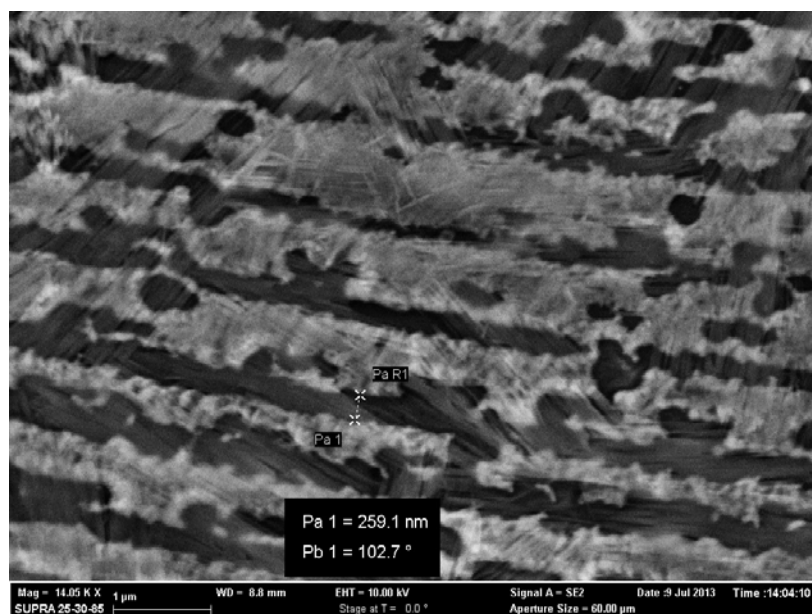


Рис. 1. Фрагмент топологического рисунка фокусатора, сформированного лазером. Один из характерных размеров линии 260 нм



Рис. 2. Результат фокусировки амплитудного фокусатора в кольцо. Для удобства наблюдения изображение показано на расстоянии, превышающее фокусное

На рисунке 2 приведён результат фокусировки. Фокусатор демонстрирует центральное пятно с кольцом по периметру. Известно, что теоретическая дифракционная эффективность амплитудных ДОЭ не превышает 10% [13]. Этим объясняется факт довольно мощного центрального пятна. Для определения доли энергии самого кольца, сенсор люксметра отодвигался на расстояние 5 мм от исходного. Этот приём не вносил существенной погрешности в определение дифракционной эффективности, поскольку эксперименты показали несущественную разницу в изменении интенсивности излучения при перемещении прибора на такие расстояния. Оценка энергетической эффективности фокусировки (доля энергии, попавшая в кольцо) на расстоянии 10 мм – 9%, что близко к максимальному теоретическому значению в 10%.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Важной задачей в области синтеза дифракционных оптических элементов с применением метода лазерной записи является преодоление размера структур 0,6 мкм. При решении этой задачи нами успешно был изготовлен короткофокусный амплитудный фокусатор на длину волны 355 нм методом лазерной абляции молибденовой плёнки. Один из характерных размеров структуры элемента составил 260 нм, что подтверждает выводы, сделанные нами в предыдущей работе. Оценка энергетической эффективности фокусировки на расстоянии 10 мм составила 9%, что близко к максимальному теоретическому значению в 10%. Таким образом, полученный результат открывает путь для реализации ДОЭ с меньшим фокусным расстоянием, с большей апертурой или ДОЭ, рассчитанные на меньшую рабочую длину волны.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вейко В.П., Корольков В.И., Полещук А.Г., Саметов А.Р., Шахно Е.А., Ярчук М.В. Исследование пространственного разрешения лазерной термохимической технологии записи дифракционных структур // *Nat. Photon.*, 2011, 41, №7, С. 631-636.
2. Волков А.В., Казанский Н.Л., Рыбаков О.Е. Исследование технологии плазменного травления для получения многоуровневых дифракционных оптических элементов // *Компьютерная оптика*, 1998, Т.18, С.130-133.

3. Волков А.В., Казанский Н.Л., Рыбаков О.Е. Разработка технологии получения дифракционного оптического элемента с субмикронными размерами рельефа в кремниевой пластине // Компьютерная оптика, 1998, Т.18, С.133-138.
4. Poleshchuk A.G., Churin E.G., Koronkevich V.P., Korolkov V.P., Kharissov A.A., Kiryanov V.P., Kiryanov A.V., Kokarev S.A., Verhoglyad A.G. Polar coordinate laser pattern generator for fabrication of diffractive optical elements with arbitrary structure // Appl. Optics, 1999, V.38, No.8, P.1295-1301.
5. Pavelyev V.S., Borodin S.A., Kazanskiy N.L., Kostyuk G.F., Volkov A.V. Formation of diffractive microrelief on diamond film surface // Optics & Laser Technology, 2007, V.39, No.6, P.1234-1238.
6. Bezus E.A., Doskolovich L.L., Kazanskiy N.L. Evanescent-wave interferometric nanoscale photolithography using guided-mode resonant gratings // Microelectronic Engineering, 2011, V.88, No.2, P.170-174.
7. Wang X.C., Wu L.Y.L., Shau Q., Zheng H.Y. 355 nm DPSS UV laser surface texturing on Si substrate // SIMTech technical reports, 2009, V.10, No.4, P.203-208.
8. Borowiec A., Haugen H.K. Femtosecond laser micromachining of grooves in indium phosphide // Appl. Phys. A, 2004, V.79, P.521-529.
9. Krause S., Miclea P.T., Steudel F., Schweizer S., Seifert G. Precise microstructuring of indium-tin oxide thin films on glass by selective femtosecond laser ablation // EPJ Photovoltaics, 2013(40601), P.p1-p5.
10. Zoppel S., Huber H., Reider G.A. Selective ablation of thin Mo and TCO films with femtosecond laser pulses for structuring thin film solar cells // Appl. Phys., 2007, V.A 89, P.161-163.
11. Tan B., Dalili A., Venkatakrishnan K. High repetition rate femtosecond laser nano-machining of thin films // Appl. Phys. A., 2009, V.95, P.537-545.
12. Волков А.В., Моисеев О.Ю., Полетаев С.Д. Высокоразрешающая лазерная запись контактных масок на плёнках молибдена для изготовления элементов дифракционной оптики // Компьютерная оптика, 2013, Т.37, №2, С. 220-225.
13. Сойфер В.А. Дифракционная компьютерная оптика. М.: Физматлит, 2007, 736с.

ПЛОТНОСТЬ ЭЛЕКТРОНОВ В НАНОНИТЯХ

И.А. Михалкина

*Самарский государственный университет,
кафедра общей и теоретической физики
(443011, г. Самара, ул. Академика Павлова, 1)
e-mail: rein45@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

Рассмотрена квантовая нить прямоугольного поперечного сечения в режиме баллистической проводимости. Поперечное движение электронов ограничено потенциальной ямой с бесконечно высокими стенками. Для состояний, соответствующих разным значениям проводимости, построены функции распределения электронов. Показано, что распределение носителей заряда по поперечному сечению нити не является однородным.

1. ВВЕДЕНИЕ

На протяжении ряда десятилетий повышение функциональной сложности и быстродействия систем достигалось увеличением плотности размещения и уменьшением размеров элементов, принцип действия которых не зависел от их масштаба. При переходе к размерам элементов порядка десятков или единиц нанометров возникает качественно новая ситуация, состоящая в том, что квантовые эффекты (туннелирование, размерное квантование, интерференционные эффекты) оказывают определяющее влияние на физические процессы в наноструктурах и функционирование приборов на их основе [1], [2].

Объектом исследования являются квантовые нанонити.

Предмет исследования — плотность электронов в квантовой нити.

Цель работы — теоретическое изучение функции распределения электронов в квантовых нитях.

В работе решаются **задачи**:

- 1) в рамках квантовой теории провести вывод значений энергии электронов в нанонити прямоугольного поперечного сечения;
- 2) получить явный вид функций распределения электронов в нанонити для разных значений энергии;

- 3) дать графическую иллюстрацию распределения электронов по поперечному сечению квантовой нити;
- 4) дать физическую интерпретацию полученным результатам на основе экспериментальных данных о проводимости квантовых нитей.

2. БАЛЛИСТИЧЕСКАЯ ПРОВОДИМОСТЬ

Проводимость называется баллистической, если электрон движется без столкновений с другими электронами материала.

Пусть имеется баллистическая одномерная структура, снабженная металлическими контактами, между которыми мы приложили напряжение V . Контакты можно рассматривать как электронные резервуары характеризуемые химическими потенциалами μ_1 и μ_2 , причем $\mu_1 - \mu_2 = eV$. Для простоты будем считать температуру достаточно низкой, так что электроны в резервуарах полностью вырождены. В области энергий $E < \mu_2$ состояния в левом и правом контактах полностью заполнены, так что электроны из этих состояний не могут создавать тока в цепи. Такой ток связан исключительно с электронами из энергетического интервала $\mu_2 < E < \mu_1$, где в левом контакте есть электроны, вылетающие в нить, а состояния правого контакта пусты и способны эти электроны принять. Вычислим величину возникающего тока.

Если электрон имеет импульс p_x и, следовательно, скорость p_x/m , то его вклад в ток равен ep_x/Lm . Для получения полного тока I нам необходимо сложить такие вклады от всех электронов нити с энергиями в интервале от μ_1 до μ_2 :

$$I = \frac{e}{mL} \sum_{i, p_x} p_x \quad \mu_2 < E_i + \frac{p_x^2}{2m} < \mu_1$$

Если разность $\mu_1 - \mu_2$ мала, то интересующие нас электроны существуют только в подзонах с энергиями $E_i < \mu_2$, причем импульсы их лежат в интервале длиной $\Delta p = eVm/p$ вблизи импульса $p = \sqrt{2m(\mu_2 - E_i)}$. В интервале Δp есть $\Delta p \cdot L/(2\pi\hbar)$ различных электронных состояний и окончательно из формулы (1.3) имеем $I = e^2VN/(2\pi\hbar)$, где N - число уровней (подзон), лежащих ниже уровня химического потенциала, то есть содер-

жащих электроны. Итак, наши выкладки привели к тому, что проводимость баллистической квантовой нити равна:

$$\sigma = \frac{e^2}{2\pi\hbar} N$$

Эта формула носит общий характер и не зависит ни от характеристик нити (за исключением числа заполненных уровней), ни от условий измерений. В ней не содержится ничего, кроме мировых констант - постоянной Планка и заряда электрона [3], [4].

На рисунке 1 показаны результаты одного из первых наблюдений квантования проводимости в точечном контакте, полученные в 1988 году.

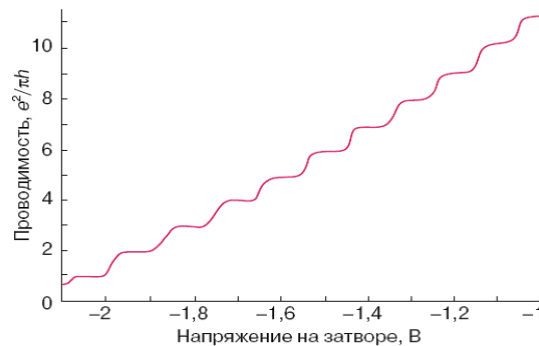


Рис. 1. Экспериментальная зависимость проводимости квантовой нити (точечного контакта) от напряжения на затворе, определяющего концентрацию носителей [5]

3. РАСЧЕТ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Будем считать, что поперечное движение электронов ограничено потенциальной ямой с бесконечно высокими стенками. Движение по оси Z — не ограничено. Каждому значению проводимости соответствует энергия электрона в квантовой нити. Считаем, что электроны движутся в потенциале следующего вида

$$V(x, y, z) = \begin{cases} 0, & 0 < x < L_x, 0 < y < L_y \\ \infty, & x < 0, x > L_x, y < 0, y > L_y \end{cases}.$$

Волновая функция подчиняется граничным условиям:

$$\psi(x=0) = \psi(x=L_x) = \psi(y=0) = \psi(y=L_y) = 0.$$

Вдоль оси нити движение электронов свободное. Тогда решение уравнения Шредингера имеет вид

$$\psi(x, y, z) = \psi(x, y) e^{ik_z z},$$

$$\psi(x, y) = C \sin(k_x x) \sin(k_y y).$$

Здесь

$$k_x = \frac{n_x \pi}{L_x}, \quad n_x = 1, 2, \dots, \quad k_y = \frac{n_y \pi}{L_y}, \quad n_y = 1, 2, \dots$$

Полная энергия электронов принадлежит непрерывному спектру: имеет дискретные значения для движения вдоль осей x и y и непрерывные значения по оси z

$$\begin{aligned} E &= E_{nx} + E_{ny} + E_z = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m} + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} = \\ &= \frac{\hbar^2 \pi^2}{2mL_x^2} n_x^2 + \frac{\hbar^2 \pi^2}{2mL_y^2} n_y^2 + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m}, \quad n_x = 1, 2, \dots, \quad n_y = 1, 2, \dots \end{aligned}$$

Проведем расчет функции распределения квантовой нити для четырех энергетических уровней, для начала покажем для первого уровня. Здесь квантовые числа имеют соответствующие значения: $n_x=1, n_y=1$:

$$|\psi_1|^2 = \frac{2}{\sqrt{L_x L_y}} \sin^2 \frac{\pi}{L_x} x \cdot \sin^2 \frac{\pi}{L_y} y$$

Соответствующие значения энергии равны

$$E_1 = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2mL_x^2} + \frac{\hbar^2 \pi^2}{2mL_y^2} + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m}, \quad n_x = 1, \quad n_y = 1.$$

Плотность вероятности для второго энергетического уровня, где $n_x=2, n_y=1$:

$$|\psi_2|^2 = \frac{2}{\sqrt{L_x L_y}} \sin^2 \frac{2\pi}{L_x} x \cdot \sin^2 \frac{\pi}{L_y} y$$

Соответствующие значения энергии:

$$E_2 = \frac{2\hbar^2 \pi^2}{mL_x^2} + \frac{\hbar^2 \pi^2}{2mL_y^2} + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m}, \quad n_x = 2, \quad n_y = 1.$$

Плотность вероятности для третьего и четвертого энергетических уровней:

$$|\psi_3|^2 = \frac{2}{\sqrt{L_x L_y}} \sin^2 \frac{\pi}{L_x} x \cdot \sin^2 \frac{2\pi}{L_y} y, \quad |\psi_4|^2 = \frac{2}{\sqrt{L_x L_y}} \sin^2 \frac{2\pi}{L_x} x \cdot \sin^2 \frac{2\pi}{L_y} y.$$

Соответствующие энергии:

$$\begin{aligned} E_3 &= \frac{\hbar^2 \pi^2}{2mL_x^2} + \frac{2\hbar^2 \pi^2}{mL_y^2} + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m}, \quad n_x = 1, \quad n_y = 2, \\ E_4 &= \frac{2\hbar^2 \pi^2}{mL_x^2} + \frac{2\hbar^2 \pi^2}{mL_y^2} + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m}, \quad n_x = 2, \quad n_y = 2. \end{aligned}$$

Распределение электронов по поперечному сечению не является однородным. На рисунке 2 показано распределение электронов в поперечном сечении проводника в основном состоянии. Оно соответствует первой ступеньке на графике рисунка 1.

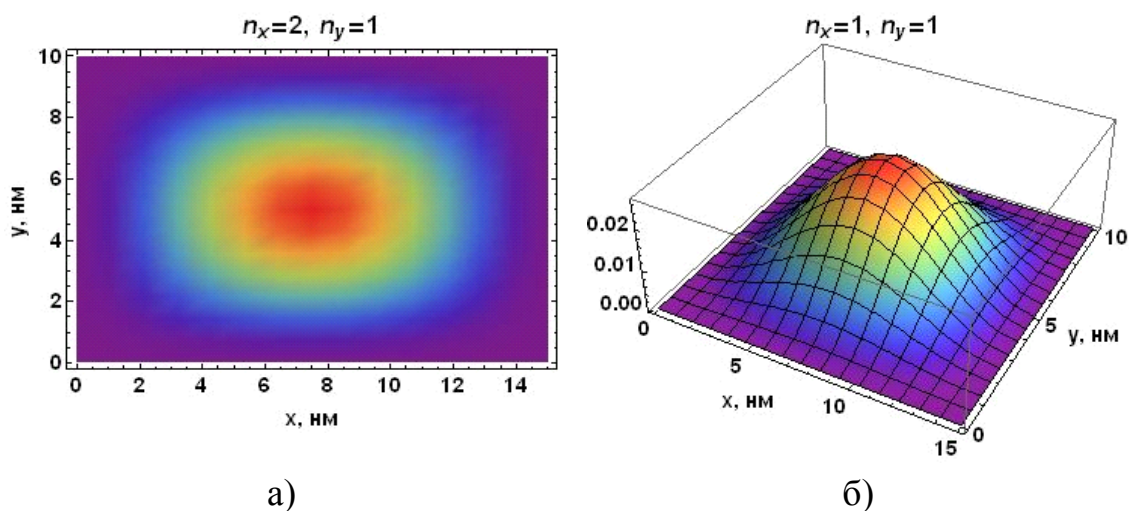


Рис. 2. Распределение электронов по поперечному сечению нити в состоянии с минимальной энергией: а) контурный график, б) 3D-распределение

На рисунке 3 - результат расчета для второго энергетического уровня, который соответствует второй ступеньке на рисунке 1.

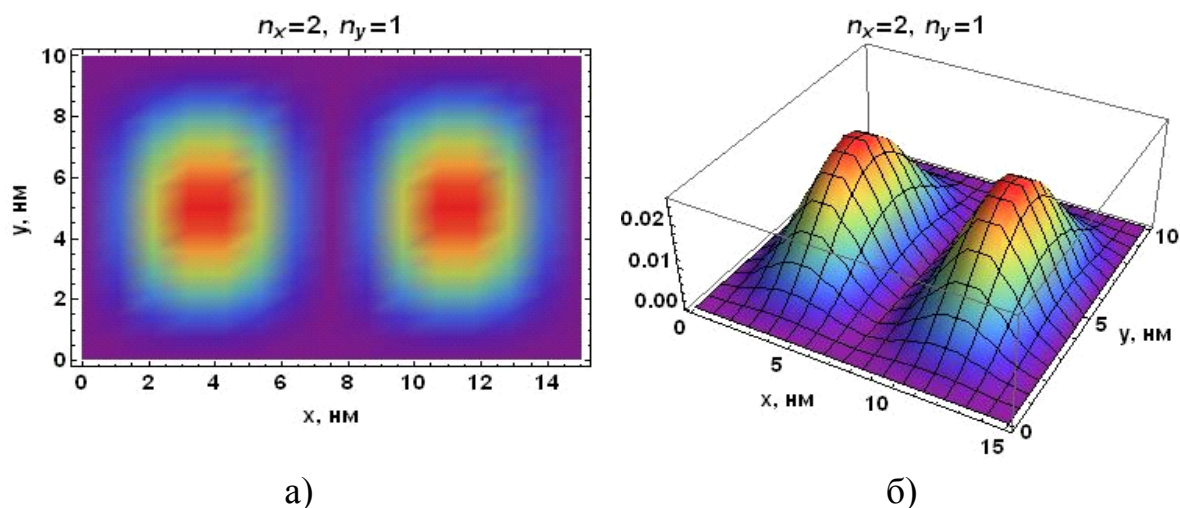
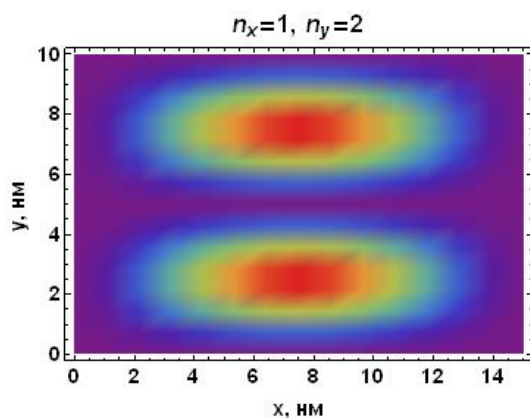
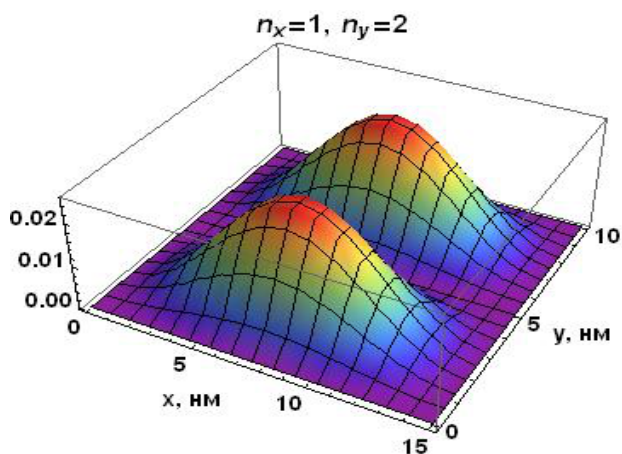


Рис. 3. Распределение электронов по поперечному сечению нити на втором энергетическом уровне: а) контурный график, б) 3D-распределение

На рисунке 4 – результат расчета для третьего энергетического уровня, на рисунке 5 – для четвертого.

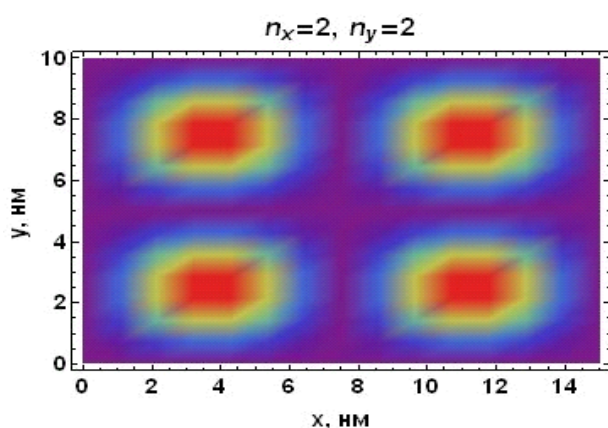


а)

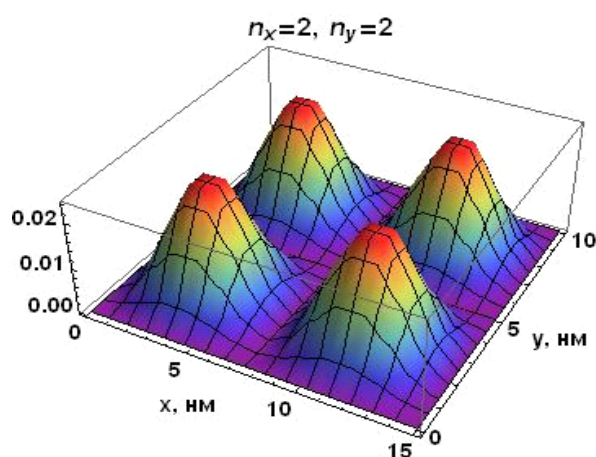


б)

Рис. 4. Распределение электронов по поперечному сечению нити на третьем энергетическом уровне: а) контурный график, б) 3D-распределение



а)



б)

Рис. 5. Распределение электронов по поперечному сечению нити на четвертом энергетическом уровне: а) контурный график, б) 3D-распределение

Каждому рассчитанному распределению соответствует ступенька на графике проводимости.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведено теоретическое изучение функции распределения электронов в квантовых нитях.

Проведен вывод значений энергии электронов в нанонити прямоугольного поперечного сечения.

Получен явный вид функций распределения электронов в нанонити для разных значений энергии, дана графическая иллюстрация для рассчитанных функций. Установлено соответствие между построенными графиками и современными экспериментальными данными о квантовании проводимости.

Таким образом, скачкообразное изменение проводимости квантовой нити сопровождается перестройкой распределения электронов по поперечному сечению наноструктуры.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Д.И. Рыженков, В.В. Левина, Э.Л. Дзидзигури, Наноматериалы. // М.: Бином, 2010, 307 с.
2. А.И. Гусев, Наноматериалы, наноструктуры, нанотехнологии. // М.: Физматлит, 2009, 238 с.
3. В.Я. Демиховский, Квантовые ямы, нити, точки. Что это такое? // Соросовский образовательный журнал, 1997, №5, с. 80-86.
4. А.Я. Шик, Квантовые нити // Соросовский образовательный журнал, 1997, №5, с. 87-92.
5. B.J. von Wees et al., Quantized conductance of point contact in two dimensional electron gas // Phys. Rev. Lett., 1988, v. 60, p. 848-850.

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ГРАНИЦ СПЕКТРА ТЕРАГЕРЦОВОГО ШИРОКОПОЛОСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

М.О. Осипова, Я.В. Грачев, В.Г. Беспалов

*Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики,
кафедра фотоники и оптоинформатики
(197101, г. Санкт-Петербург, Кронверкский проспект, д.49, лит. А)
e-mail: osipovam@ya.ru*

АННОТАЦИЯ

Предложен метод определения границ спектра широкополосного терагерцового излучения для систем спектроскопии с разрешением во времени. Показано, что спектральная плотность мощности терагерцового импульса имеет линейную зависимость от мощности фемтосекундного возбуждающего излучения, и для каждой частоты ТГц поля угол наклона этой линии имеет своё значение. В областях спектра, где угол наклона положительный, имеется сигнал, достаточный для проведения достоверных спектроскопических исследований.

1. ВВЕДЕНИЕ

Терагерцовым излучением принято называть излучение в частотном диапазоне от 300 ГГц до 10 ТГц. Находясь между ИК и миллиметровым диапазоном, ТГц излучение даёт широкие возможности для изучения молекулярной структуры веществ, т.к. большинство колебательных и вращательных спектров молекул вещества находятся в области этих частот.

В терагерцовой спектроскопии с разрешением во времени [1] для достоверного определения оптических характеристик исследуемых материалов и образцов важно определение низко- и высокочастотной границы спектра используемого излучения. Однако, в настоящее время отсутствуют описания методов, позволяющих точно определять границы спектра, внутри которых измерения будут достоверны [2, 3, 4, 5]. В работе предлагается метод определения ширины спектра импульсного излучения, позволяющий однозначно выбрать диапазон частот, который следует использовать в спектроскопических исследованиях для достижения достоверных результатов.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Предлагаемый метод разрабатывался для систем спектроскопии с разрешением во времени.

2.1. Генерация ТГц излучения

В настоящей работе используется известный метод генерации импульсного терагерцового излучения, в котором поверхность полупроводника, помещенного в магнитное поле, служит преобразователем коротких импульсов лазерного излучения в терагерцовые импульсы [6]. Мощный оптический импульс короткой длительности («накачка») поглощается в поверхностном слое полупроводникового кристалла, образуя электрон-дырочные пары. В дальнейшем электроны, обладающие большим коэффициентом диффузии по сравнению с дырками, продвигаются вглубь полупроводника, создавая фотоэдс. При прекращении воздействия короткого импульса «накачки» на поверхность полупроводника, электроны возвращаются под воздействием ЭДС к поверхности полупроводника, рекомбинируя с дырками. Образующийся движением электронов диполь генерирует терагерцовый импульс, длительность и спектр которого определяется подвижностью носителей заряда, а также скоростью рекомбинации электронов и дырок. В данной работе, используя полупроводниковый кристалл InAs и импульсы накачки длительностью 200 фс на длине волны $\lambda=1,04$ мкм, получили терагерцовые импульсы длительностью 2,5 пс и спектром от 0,06 до 1,7 ТГц.

2.1. Детектирование ТГц излучения

В схемах ТГц спектроскопии с разрешением во времени чаще всего для детектирования импульса используют два общеизвестных метода: элетро-оптический [6] и с помощью фотопроводящих антенн [7].

В данной работе детектирование терагерцового импульса происходило электро-оптическим методом. При одновременном прохождении фемтосекундного импульса («пробного пучка») и терагерцового импульса в электрооптическом кристалле, напряженность электрического поля терагерцового импульса, медленно изменяющаяся относительно поля фемтосекундного импульса, наводит в кристалле двулучепреломление для пробного импульса, вследствие линейного электрооптического эффекта.

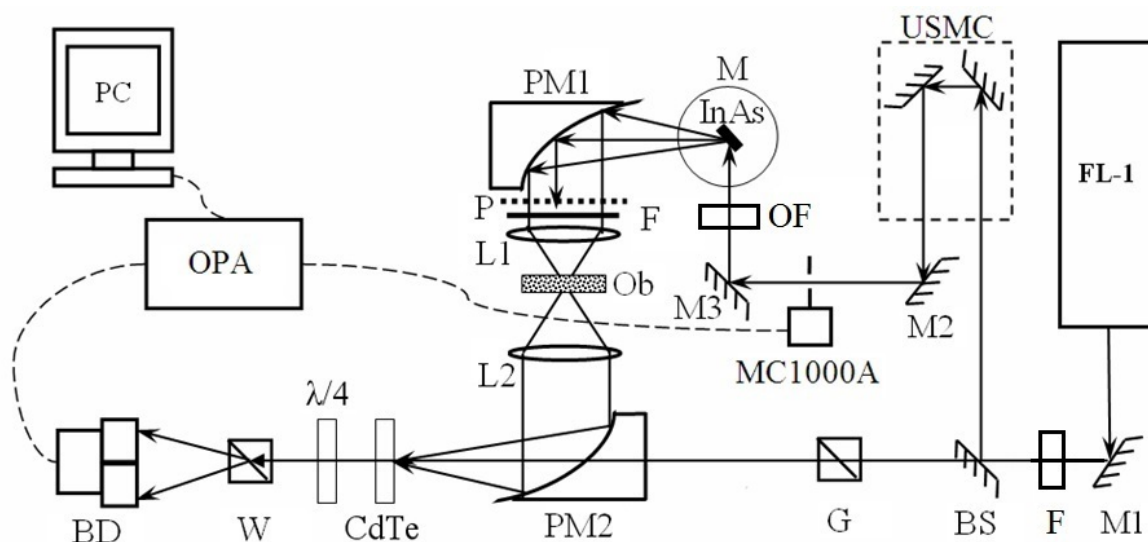


Рис. 1. Экспериментальная схема импульсной ТГц спектроскопии: FL-1 - фемтосекундный Yb:KYW лазер, M1, M2, M3 - зеркала, F - нейтральный светофильтр, BS - делитель пучка, USMC-линия задержки, MC1000A – оптико-механический модулятор, OF – набор светофильтров, InAs - кристалл InAs, M - магнит, G - призма Глана, PM1, PM2 - параболические зеркала, P - поляризатор, F - фильтр, L1, L2 - линзы, Ob - объект, CdTe - электро-оптический кристалл, W - призма Волластона, BD - балансный фотоприемник, OPA - синхронный усилитель, PC - ПК

Таким образом, величина двулучепреломления прямо пропорциональна напряженности электрического поля терагерцовой волны в данной временной точке. С помощью линии оптической задержки изменяется точка пересечения пробного импульса с временной координатой терагерцовой волны в кристалле. Система измерения двулучепреломления описана в [8].

3. МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ШИРИНЫ СПЕКТРА

В экспериментальную схему был добавлен набор нейтральных светофильтров (OF), позволяющий изменять мощность излучения накачки, падающего на кристалл-генератор InAs. Окончательная схема установки показана на рисунке 1. В эксперименте мощность излучения накачки изменялась в диапазоне от 27 до 370 мВт и для каждого значения мощности измерялась временная форма терагерцового импульса. Зарегистрированные временные формы импульсов представлены на рисунке 2(а).

Если рассмотреть амплитуду терагерцового импульса в его максимуме, находящемся во временной координате 5 пс на рисунке 2(а), то видно,

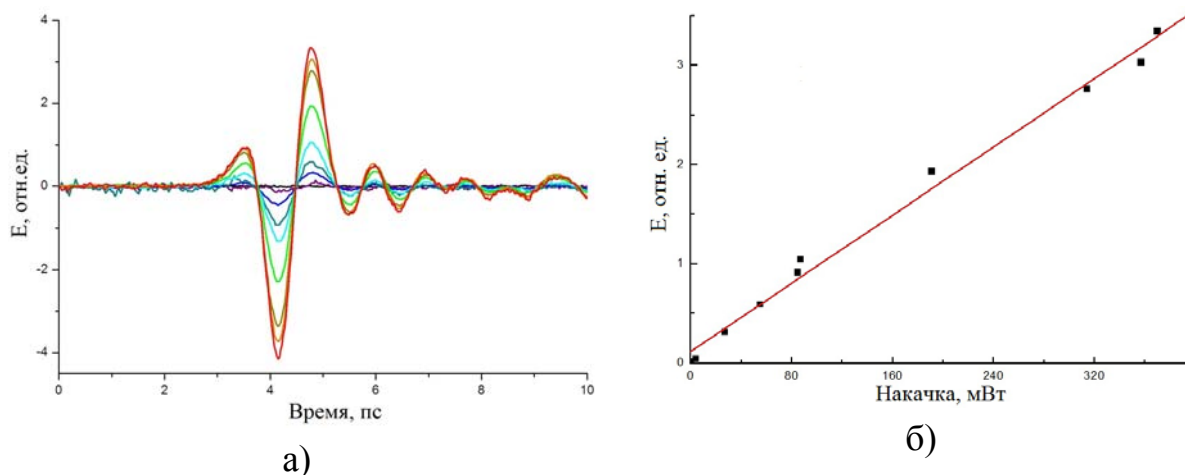


Рис. 2. а) Временные формы ТГц импульсов и б) напряженность электрического поля импульсов в точке 5 пс при различной мощности возбуждающего излучения

что она линейно зависит от мощности возбуждающего излучения: рисунок 2(б). Среднеквадратичное отклонение экспериментальных данных от линейной аппроксимации составило 12%.

Далее путем прямого преобразования Фурье были получены спектральные плотности мощности терагерцовых импульсов при различных значениях мощности накачки. Так как операция преобразования Фурье линейная, то спектральная плотность мощности также зависит линейно от мощности накачки. Варьируя мощность излучения накачки, в частотном представлении ТГц импульса можно обнаружить область, где мощность

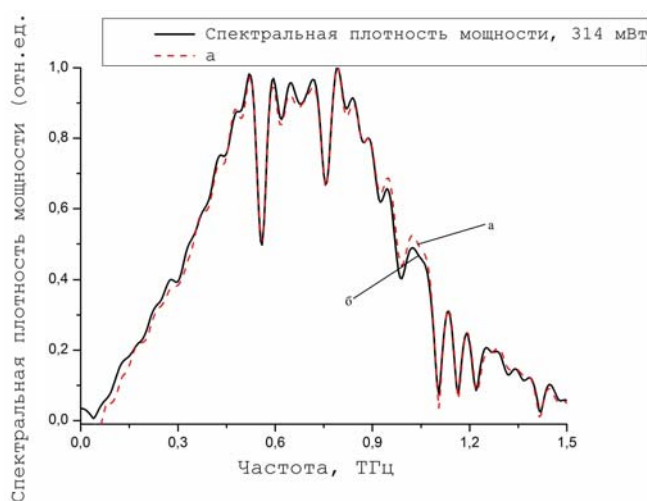


Рис. 3. а) Спектральная плотность мощности для мощности накачки 314 мВт; б) Спектр угла наклона прямой

спектра изменяется линейно с положительным наклоном аппроксимирующей прямой и области, где наклон нулевой или отрицательный (рисунок 3), так как терагерцовое излучение в таких частотных областях не генерируется. За спектр импульса естественно выбрать частоты, на которых угол наклона аппроксимирующей линии положителен – рисунок 4(а,б).

3.1. Краткая формулировка метода

Регистрируются частотные спектры ТГц импульса при различной величине мощности излучения накачки ТГц генератора. Для каждой частоты ТГц импульса вычисляется угол наклона $a(f)$ по формуле $a(f)=\arctg(P_{\text{ТГц}}(f)/P_{\text{нак}})$, где $P_{\text{ТГц}}(f)$ – величина спектральной плотности мощности на частоте f , $P_{\text{нак}}$ – величина мощности на частоте излучения накачки ТГц генератора. Минимальная и максимальная частота f при неотрицательной величине угла наклона $a(f)$ являются низкочастотной $f_{\min}$ и высокочастотной $f_{\max}$ границами спектра ТГц импульса соответственно.

Таким образом, проблема определения рабочего спектрального диапазона прибора для достоверных измерений решается путем проведения простого исследования.

4. ПОГРЕШНОСТЬ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ГРАНИЦ СПЕКТРА ТГц ИЗЛУЧЕНИЯ

Для определения погрешности метода была проведена серия измерений на рабочем спектрометре с неточно настроенной системой детектирования, что сказалось на уменьшении ширины спектра ТГц импульса.

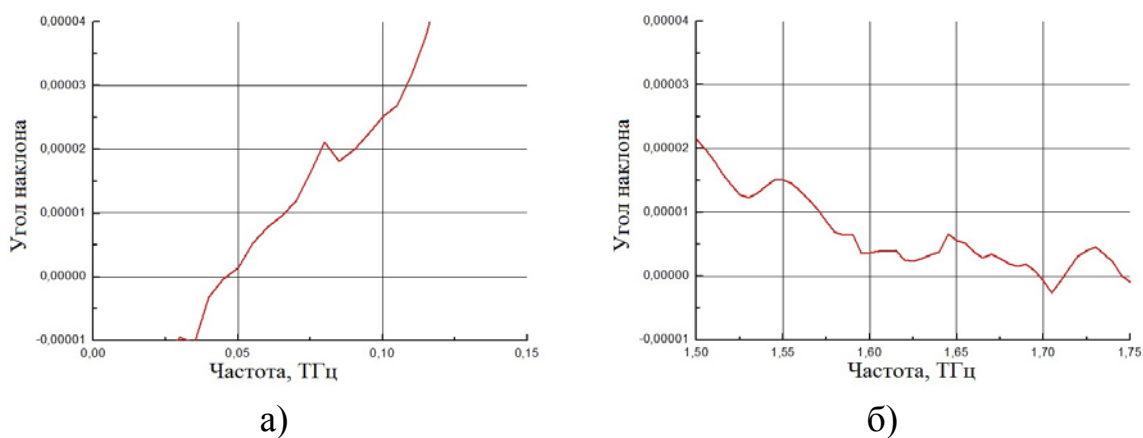


Рис. 4. а) Низкочастотная область спектра; б) Высокочастотная область спектра

Для каждого значения мощности накачки была получена серия временных форм ТГц импульса. Оказалось, что значения угла наклона аппроксимирующей прямой для всех серий измерений распределены по нормальному закону, а это значит, что и верхние и нижние частоты спектра имеют такое же распределение. Для доверительной вероятности 0,95 результаты определения границ спектра имеют погрешность 0,06 ТГц.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан простой и эффективный экспериментальный метод определения ширины спектра терагерцового импульса для систем спектроскопии с разрешением во времени. Показано его применение на терагерцовом спектрометре НИУ ИТМО, рабочий спектральный диапазон которого занимает частоты от 0,05 до 1,70 ТГц.

В сущности, данный метод применим в любых системах спектроскопии с разрешением во времени, позволяющих варьировать мощность генерируемого терагерцового излучения. Возможность определения рабочей ширины спектра проверена на нескольких спектрометрах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M.C. Nuss, J. Orenstein, Terahertz time-domain spectroscopy // Topics in Applied Physics, 1998, 74, p. 7-50
2. K. Sakai Terahertz Optoelectronics. // Springer, 2005, p. 350.
3. Rostami, Rasooli, Hassan, Baghban, Hamed, Terahertz Technology: Fundamentals and Applications // Series: Lecture Notes in Electrical Engineering, 2011. p. 300.
4. X.-C. Zhang, Xu Jingzhou, Introduction to THz wave photonics. // Springer Science+Business Media, 2009, p. 249.
5. C.B. Reid, G. Reese, A.P. Gibson, V.P. Wallace, Terahertz Time-Domain Spectroscopy of Human Blood. // IEEE Biomedical and Health Informatics, 2013, 17, p. 774-778.
6. В.Г. Беспалов, В.Н. Крылов, С.Э. Путилин, Д.И. Стаселько, Генерация излучения в дальнем ИК диапазоне спектра при фемтосекундном оптическом возбуждении полупроводника InAs в магнитном поле. // Оптика и спектроскопия, 2002, т. 93, № 1, с. 158-162.
7. Q. Wu, X.-C Zhang, Free-space electro-optic sampling of terahertz beams. // Appl. Phys. Lett., 1995, 67, p. 3523–3525.

8. S. Kono, M. Tani, P. Gu , K. Sakai, Detection of up to 20 THz with a low-temperature-grown GaAs photoconductive antenna gated with 15 fs light pulses. // Appl. Phys. Lett., 2001,77, p. 4104–4106.
9. М.В. Царев, Генерация и регистрация терагерцового излучения ультракороткими лазерными импульсами. // Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2011, с. 12-48.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ ВОДОРОДА НА ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РАСТЕНИЙ

**Е.А. Селезнев., Е.В. Тимченко, Н.В. Трегуб,
П.Е. Тимченко, Л.А. Таскина**

*Самарский государственный аэрокосмический университет
имени академика С.П. Королёва
(национальный исследовательский университет)*

АННОТАЦИЯ

Проведены экспериментальные исследования влияния водорода на оптические свойства растений с помощью метода комбинационного рассеяния. Выявлено, что при действии водорода на растение увеличивается амплитуда интенсивности комбинационного рассеяния на волновых числах 1130 см⁻¹ и 1495 см⁻¹. С помощью метода конфокальной флуоресцентной микроскопии выявлены структурные изменения в листьях растений при действии водорода.

1.ВВЕДЕНИЕ

Одним из факторов, осложняющим экологическую обстановку, является дегазация земли – истечение смеси радона, гелия, углеводородов и молекулярного водорода вдоль активных разломов литосферы. При этом наблюдается активизация геологических процессов на ранее стабильных участках Восточно-Европейской платформы [1-2]. Кроме того, повышенное содержание водорода вблизи несущих металлических конструкций может снижать их прочность в результате охрупчивания [3].

В настоящее время не исследовано влияние действия водорода на живые организмы, и длительное пребывание растений в атмосфере с повышенной его концентрацией может приводить к самым различным изменениям в их физиологии. Растительные объекты в свою очередь служат маркерами чувствительными к изменению в окружающей среде [4].

Одним из привлекательных методов контроля растительной ткани является оптический мониторинг. К таким методам относятся метод обратного рассеяния [4,5], комбинационного рассеяния [6] и абсорбционный метод [7]. Более детальная информация об исследуемом объекте может быть

получена с помощью флуоресцентного анализа [8], однако данный метод анализа применим только в лабораторных условиях.

Возможным решением изучения воздействия водорода на растения является использование совокупности методов комбинационного рассеяния (КР) и флуоресцентной микроскопии [9,10], которые позволяют исследовать структурные изменения, происходящие в биотканях на микроскопическом уровне под действием антропогенного стресса.

2. ЛАБОРАТОРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

2.1. Материалы и методы исследования

В качестве основных методов исследований были использованы методы спектроскопии комбинационного рассеяния и флуоресцентной конфокальной микроскопии, реализованные с помощью экспериментальных стендов, описанных в работах [9,10]

В качестве объектов исследований были использованы петрушка обыкновенная (*Petroselinum*) и горох посевной (*Pisum sativum*). Растения были разделены на 3 группы. Две группы растений выращивались в условиях повышенного содержания различной концентрации водорода (1% и 2%). Третья группа растений являлась контрольной. Обеспечивались единые климатические условия для всех групп растений, а также регулярность и постоянство светового потока, воздействующего на среду.

Подача водорода в «парник» осуществлялась 3 часа в сутки. В дальнейшем время воздействия водорода на образцы было увеличено до 20 часов. Для анализа газового состава использовался газовый анализатор водо-

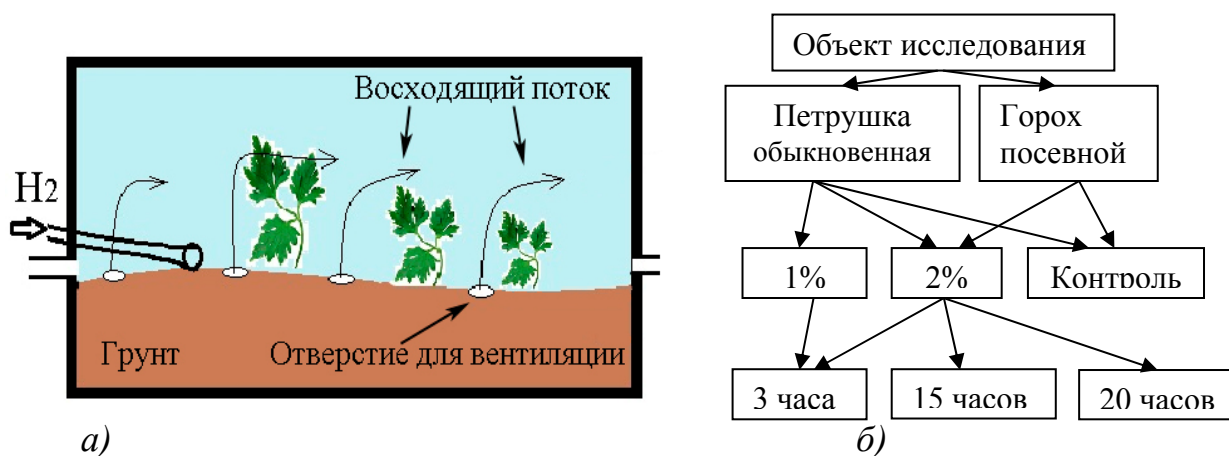


Рис. 2. Схема воздействия водорода на растения в лабораторных условиях (а) и методика проведения экспериментов (б)

рода фирмы: «Информаналитика» «Хоббит-Т-Н2», имеющий диапазон измерений от 0.02% до 2% от общего объема; и относительную погрешность измерения $\pm 25\%$.

2.2. Результаты экспериментальных исследований

На рисунке 4 представлены спектры комбинационного рассеяния контрольного образца петрушки и образца, находящегося в условиях воздействия водорода.

Как видно из рис. 3 амплитуда интенсивности КР на волновых числах 1130 см^{-1} , 1160 см^{-1} , 1495 см^{-1} для растений, выращенных в условиях воздействия 2% концентрации водорода (при $t=20$ ч.) значительно выше, чем для растений, выращенных в условиях меньшей концентрации водорода.

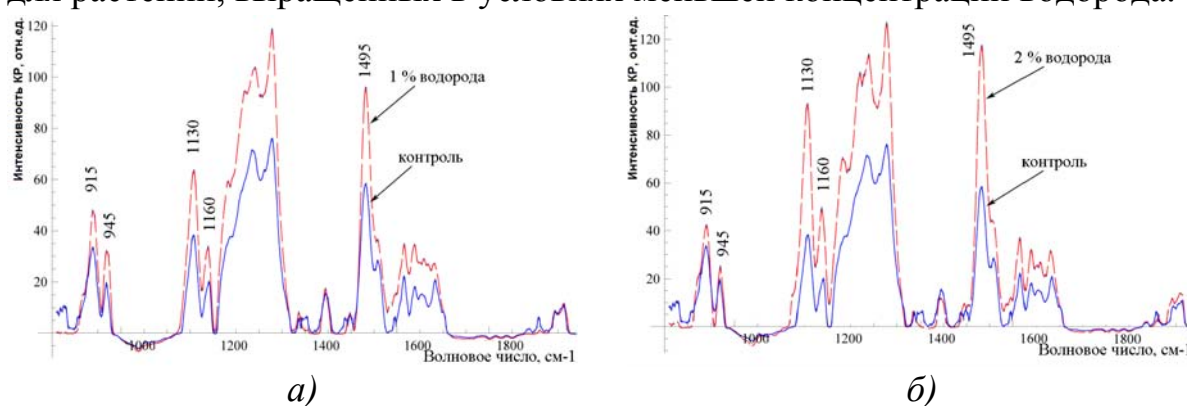


Рис. 3. Зависимость интенсивности КР от волновых чисел для петрушки: а) при действии 1% водорода и контрольного образца; б) при действии 2% водорода и контрольного образца

Далее приведена таблица с расшифровкой основных линий КР. Из таблицы видно, что изменение амплитуды пиков на волновых числах 1130 см^{-1} , 1160 см^{-1} , 1495 см^{-1} связаны с изменением концентрационного состава глюкозы, крахмала и каротиноидов.

Таблица 1 – Расшифровка спектра КР.

$\lambda, \text{см}^{-1}$	Вещество
730	Хлорофилл а и b (740), фруктоза (744) [11], [12]
945	СН и СН ₂ [13]
1130	Глюкоза, крахмал [14]
1160	Каротиноиды [11],[12]
1286	СО ₂ [7]
1330	СО ₂ [11]
1495	Каротиноиды [11],[13]
1556	О ₂ [7]
1595	Н ₂ О[11],[13]

Изменения амплитуды КР при действии водорода могут быть связаны с выделением CO_2 из почвы в результате ее взаимодействия с водородом и выделения почвенных бактерий. Для исключения данного факта были проведены эксперименты на растении (горох), выращенном гидропонным методом. Результаты данных исследований представлены на рис.4.

Как видно из рис.4, аналогичные изменения амплитуды КР наблюдаются на волновых числах 1130 см^{-1} и 1495 см^{-1} при действии водорода, что и на образцах, выращенных в почве.

Следовательно, данные изменения оптических характеристик растений при действии водорода свидетельствуют об усилении процесса фотосинтеза, что может быть объяснено увеличением концентрации водорода [15].

Также были проведены эксперименты по реабилитации растений после действия водорода. Как видно из рис.5,а растения, подверженные воздействию водорода не возвращались к исходному физиологическому состоянию, о чем свидетельствует увеличение амплитуды КР на волновых числах 1130 см^{-1} , 1495 см^{-1} и т.д. (рис.5,а)

На рис.5,б приведена зависимость интенсивности КР на волновых числах 1130 и 1495 см^{-1} от времени воздействия водорода.

Из рисунка видно, что при длительном воздействии (свыше 15ч) водорода на растения наблюдается рост интенсивности КР на частотах, соответствующих накоплению глюкозы, крахмала и каротиноидов в листьях растений в результате химической реакции в цикле Кальвина.

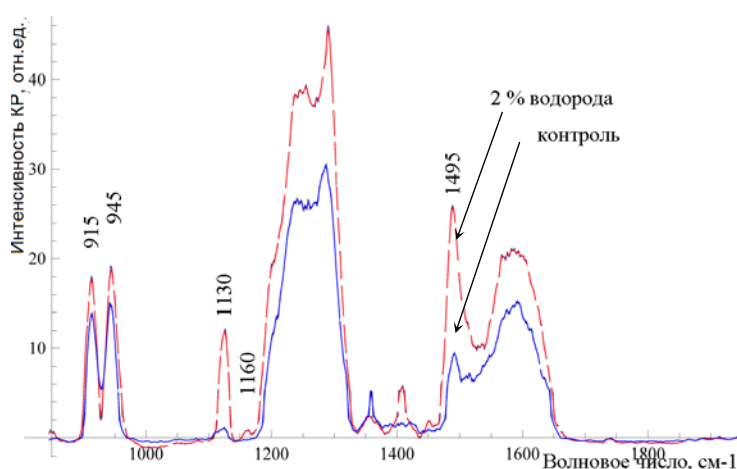


Рис. 4. Зависимость интенсивности КР от волновых чисел для гороха при действии 2% водорода и контрольного образца

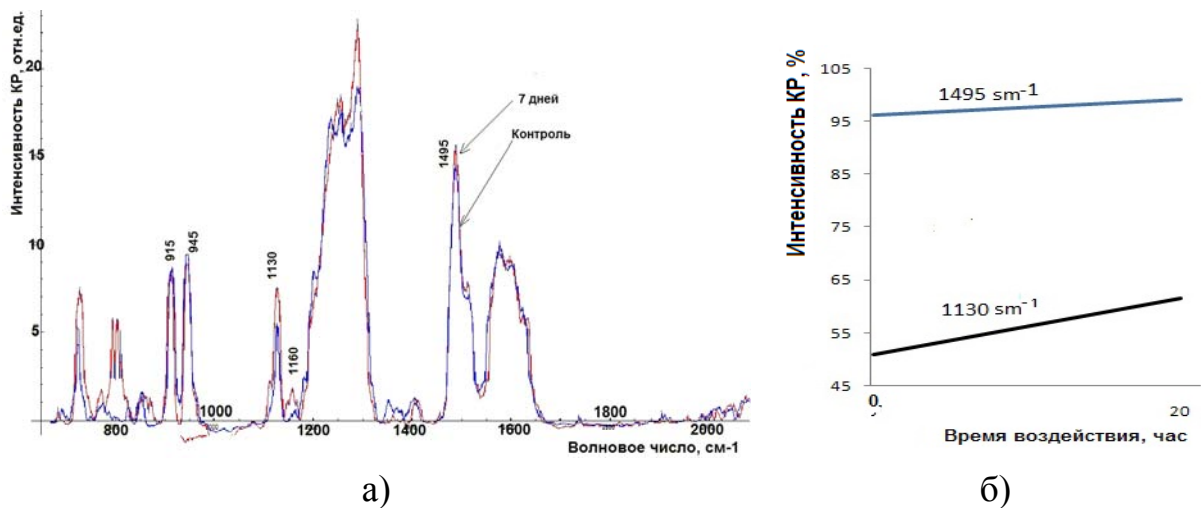


Рис. 5. а) Зависимость интенсивности КР от волновых чисел для гороха для контрольного образца и образца, находящегося под действием водорода 7 дней назад б) Зависимости интенсивности КР на частотах 1495 и 1130 см⁻¹ от времени воздействия водорода

3. ПОЛЕВЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

3.1. Методика и материалы

С использованием карты комплексной интерпретации геохимических данных, составленной в Волжском отделении института геологии и разведки горючих ископаемых, были выбраны 2 участка на территории парка Самарская Лука, один из которых характеризуется дегазацией глубинных газов (А), второй - нет (Б).

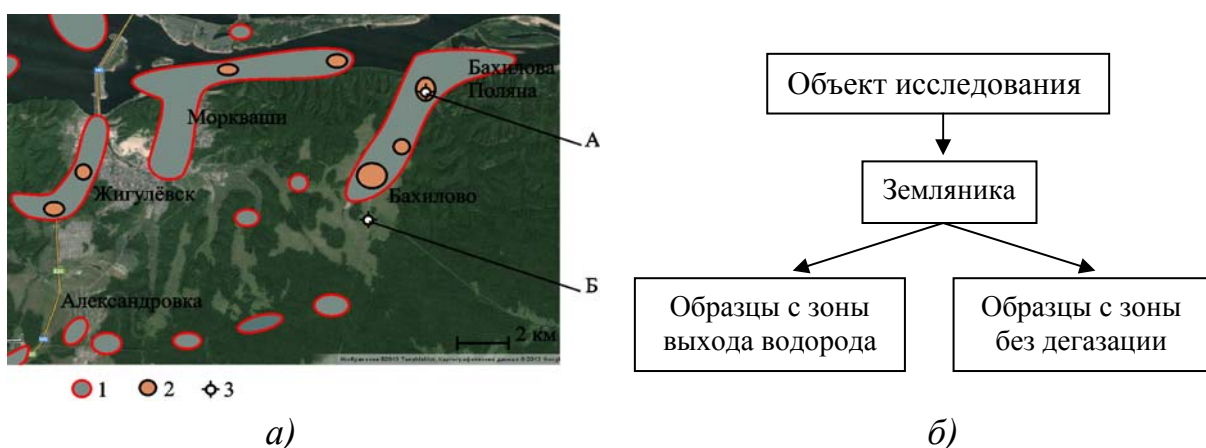


Рис. 6. а) Карта мест выхода глубинного водорода на территории парка Самарская Лука: 1 - области выхода газов; 2 - области с наиболее активным газовым режимом; 3 - места сбора образцов б) Методика проведения полевых исследований

В качестве исследуемого растения, была выбрана земляника (лат. *Fragária*). Выбор был обусловлен тем, что данный вид растения является достаточно изученным и распространенным на открытых территориях растением, а высота листьев растения находится достаточно близко к земле. Поэтому объект максимально контактировал с газами в диапазоне высот с наибольшей их концентрацией.

3.2. Результаты полевых исследований

На рис.7 представлены результаты полевых исследований изменения спектра КР в результате воздействия водорода.

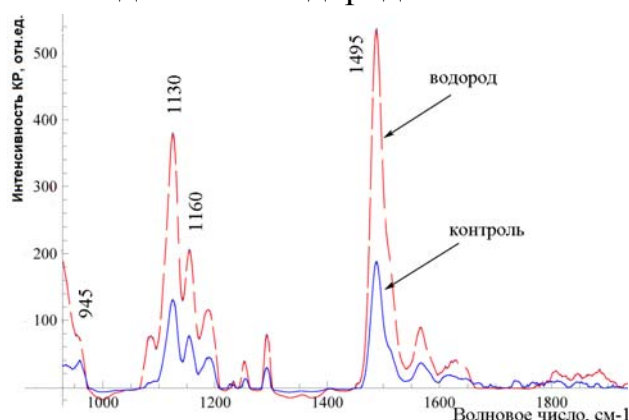


Рис. 7. Зависимость интенсивности комбинационного рассеяния от волновых чисел для земляники, выращенной в месте характеризующимся выходом глубинных газов и контрольного образца, взятого с области почвы, не имеющей выхода газов

Как видно из рис.7, на тех же самых волновых числах: 1130 см^{-1} , 1160 см^{-1} , 1495 см^{-1} наблюдается тенденция возрастания интенсивности. Это подтверждает связь наличия выхода глубинного водорода и увеличения концентрации глюкозы, крахмала и каротиноидов в зоне дегазации земли.

Для подтверждения полученных результатов исследований был проведен микроскопический анализ структуры листьев, исследуемых образцов с помощью метода конфокальной микроскопии.

Как видно из рис. 8 количество хлоропластов в контрольном образце меньше, чем в образцах исследований, подверженных действию водорода.

Микроскопически наблюдается увеличение числа хлоропластов в условиях дегазации земли. Таким образом, за счет химических реакций происходит увеличение глюкозы и крахмала в растениях, что в свою очередь отражается на морфогенетических изменениях - увеличении хлоропластов в условиях дегазации земли и приводит к изменениям оптических характеристик растений.

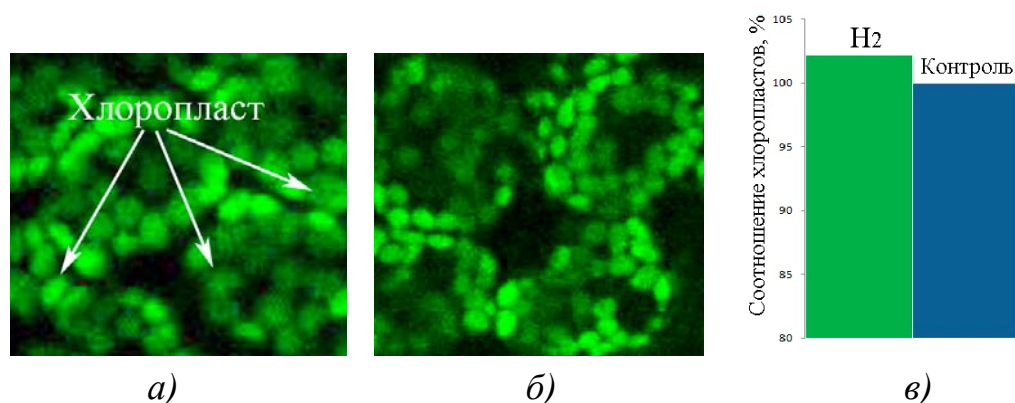


Рис. 8. Микроизображения растений а) при действии водорода; б) контрольного растения; в) гистограмма процентного среднего значения количества хлоропластов при действии водорода и контрольный образец

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании проведенных экспериментов:

1) Получены особенности спектра комбинационного рассеяния растений при воздействии водорода. Показано, что при концентрации водорода 2% повышается амплитуда интенсивности комбинационного рассеяния на волновых числах 1130 см^{-1} , 1495 см^{-1} и 1160 см^{-1} , что связано с увеличением глюкозы, крахмала и каротиноидов в результате ускорения химической реакции в цикле Кальвина;

2) С помощью метода конфокальной микроскопии показано увеличение хлоропластов в листьях растений при действии водорода.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Н. И. Суханова, С. Я. Трофимов, Л. М. Полянская, Н. В. Ларин, В. Н. Ларин, Изменение гумусного состояния и структуры микробной биомассы в местах водородной эксгаляции / Почвоведение. // Eurasian Soil Science. — 2013. — № 2. — С. 152–162.
2. Сывороткин, В.Л. Климатические изменения, аномальная погода и глубинная дегазация / Пространство и Время. 2010. № 1. С. 145-154.
3. В. Шашкова, Л.В. Атомные механизмы деформации и разрушения металлов и сплавов в условиях водородного охрупчивания. / Международный научно-исследовательский журнал = Research Journal of International Studies. 2013. № 8-1. С. 57-64

4. Е.В.Тимченко, Л.А.Таскина, Применение оптических методов для контроля растений при внешнем воздействии // «Известия Самарского научного центра РАН», 2012 г., стр. 221 – 226.
5. Merzlyak, M.N. Non-destructive optical detection of leaf senescence and fruit ripening [Текст] / M.N. Merzlyak, A.A. Gitelson, O.B. Chivkunova, V.Y. Rakitin // *Physio Plant*. 1999. - № 106. - P. 135-141.
6. B. Özbalci, I. H. Boyacı, Rapid analysis of sugars in honey by processing Raman spectrum using chemometric methods and artificial neural networks / *FOOD CHEMISTRY*; 136, 3-4; 1444-1452
7. Arsar, G. Estimating absorbed photosynthetic radiation and leaf area index from spectral reflectance in wheat [Текст] / G. Arsar, M. Fuchs, E.T. Kanemasu, J.L. Hatfield // *Agron. J.* - 1984. - № 76. - P. 211-220.
8. Шульгина, Л.А. Индуцированная лазером флуоресценция древесной растительности [Текст] / Известия высших учебных заведений. Физика (Приложение), 2005. - № 6. - С. 151-152.
9. В.П. Захаров, С.В. Козлов, А.А. Морятов, Е.В. Тимченко, П.Е. Тимченко, Л.А. Таскина Оптические методы для диагностики меланомы кожи // Известия СНЦ РАН, 2013 – т.15 - №4 – С.120-124
10. P.E. Timchenko, E.V. Timchenko V.P. Zakharov, L.T. Volova, V.V. Boltovskaya, M.A. Terteryan Confocal fluorescence microscopy for viable cell detection in a biocarrier // *Pacific Science Review*, 2011. Т. 3.- № 13.- С. 182-185.
11. Hartwig Schulz, Malgorzata Baranska, Identification and quantification of valuable plant substances by IR and Raman spectroscopy / *Vibrational Spectroscopy*, Vol. 43, No. 1. (January 2007), pp. 13-25.
12. Xuan Yang, Alissa Y. Zhang, Direct molecule-specific glucose detection by Raman spectroscopy based on photonic crystal fiber / *Anal Bioanal Chem*. 2012 Jan;402(2):687-91.
13. H. W. Gausman and W. A. Allen, Optical Parameters of Leaves of 30 Plant Species / *Plant Physiol.* (1973) 52, 57-62.
14. Anatoly A. Gitelson, Mark N. Merzlyak and Olga B. Chivkunova, Optical Properties and Nondestructive Estimation of Anthocyanin Content in Plant Leaves / *Photochemistry and Photobiology*, 2001, 74(1): 38–45.
15. Н.А. Айздайчер, Ж.В. Маркина, Токсическое действие детергентов на водоросль *PLAGIOSELMIS PROLONGA* (CRYPTOPHYTA) / *БИОЛОГИЯ МОРЯ*, 2006, том 32, № 1, с. 50–54.

- 16.Л. В. Стельмах, И. И. Бабич, С. В. Лященко, Сезонные изменения концентрации хлорофилла “а” и отношения органический углерод/хлорофилл “а” в фитопланктоне прибрежных вод Севастополя (Чёрное море) / *Ekologiya Morya*, 2002, (61). p. 64-68.
- 17.Д. Холл, К. Рао. Фотосинтез /М.: Мир, 1983, 134 стр.

РАЗРАБОТКА МЕТОДИКИ ПРИМЕНЕНИЯ ЦИФРОВОГО СПЕКЛ-ИНТЕРФЕРОМЕТРА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МЕХАНИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЗАГОТОВОК РЕЗИНОТЕХНИЧЕСКИХ ИЗДЕЛИЙ

С.В. Карсаков, Р.Н. Сергеев

Самарский государственный аэрокосмический университет

им. академика С.П. Королева

(Национальный исследовательский университет)

443086 Россия, г. Самара, Московское шоссе, 34

email: monaxsergey@mail.ru

АННОТАЦИЯ

Рассмотрены вопросы разработки и апробационного применения экспериментального стенда, созданного на основе двухкоординатного цифрового спекл-интерферометра (ЦСИ) деформационных перемещений в плоскости объекта и нагрузочного устройства применительно к задачам определения механических характеристик и дефектоскопии заготовок резинотехнических изделий.

1. ВВЕДЕНИЕ

Резинотехническим изделиям присущ ряд ценных свойств, обуславливающих их широкое применение в авиастроении: амортизирующая и уплотняющая способность, износостойкость, усталостная выносливость. Высокая пластичность материала, наличие остаточных деформаций после снятия нагрузки определяют требования к методам испытания образцов резины при растяжении и сжатии. Здесь кроме упругопрочностных свойств материала [1] производится определение его гистерезисных характеристик [2]. В то же время технология изготовления авиационных резиновых изделий, основанная на вулканизации резиновой смеси, содержащей до 20 различных ингредиентов [3], требует применения дополнительного диагностического оборудования, определяющего однородность распределения деформационных перемещений по поверхности образца и обеспечивающего выявление дефектов в виде трещин, пор, инородных включений.

На первом этапе исследований решались задачи разработки методики применения в схеме ЦСИ созданного нагрузочного устройства для обеспечения пространственно-временного отслеживания процесса деформирования резиновых образцов с выделением гистерезисных явлений, а также определения упругой константы материала резиновой заготовки - коэффициента Пуассона. Подобный этап работы был выполнен в [4], где ЦСИ, регистрирующий деформационные перемещения из плоскости объекта, и разработанные нагрузочные устройства применялись для получения механических характеристик и дефектоскопии образцов сотовых панелей.

2. РАЗРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО СТЕНДА

В [5] были рассмотрены принципы создания спекл-интерферометров деформационных перемещений в плоскости объекта и получила экспериментальную апробацию оптическая схема ЦСИ с одним коллимированным пучком и поворотным зеркалом, закрепленным непосредственно у исследуемого объекта для отражения части фронта освещающей волны на его поверхность. Выделенная схема ЦСИ характеризуется малым количеством оптических элементов и простотой юстировки. Кроме этого реализованный способ формирования идущих от поверхности объекта на фоторегистратор совмещенных спекл-модулированных пучков должен приводить к повышению помехоустойчивости интерферометра [6], что важно для перспектив практического применения ЦСИ с непрерывным лазером. Недостатком схемы является ее информационная ограниченность, связанная с использованием одного поворотного зеркала и возможностью исследования деформаций объекта только в продольном или поперечном направлении.

В результате проработки литературных источников была выбрана схема двухкоординатного ЦСИ [7], содержащая два поворотных зеркала с соответствующими освещающими пучками, для регистрации деформации в плоскости объекта. Однако данная схема применялась в [7] в идеальных условиях, когда все оптические элементы совместно с нагрузочным устройством находятся на одном интерферометрическом столе. Это ограничивает возможности использования данного ЦСИ в силу громоздкости оборудования только лабораторными условиями. В нашей работе оптическая схема созданного двухкоординатного ЦСИ (рис. 1) получила применение в более реальных условиях, когда на интерферометрическом сто-

ле 1 (рис. 2) размещались только нагрузочное устройство 2 с исследуемым образцом 3 и двумя поворотными зеркалами 4, 5. Все остальные элементы оптической схемы находились на вспомогательных опорах. Интерферометрический стол применялся без использования воздушной подушки и подвергался случайным воздействиям, как и все элементы оптической схемы. В ходе экспериментов отрабатывались как схемные, так и программные методы повышения помехоустойчивости созданного ЦСИ.

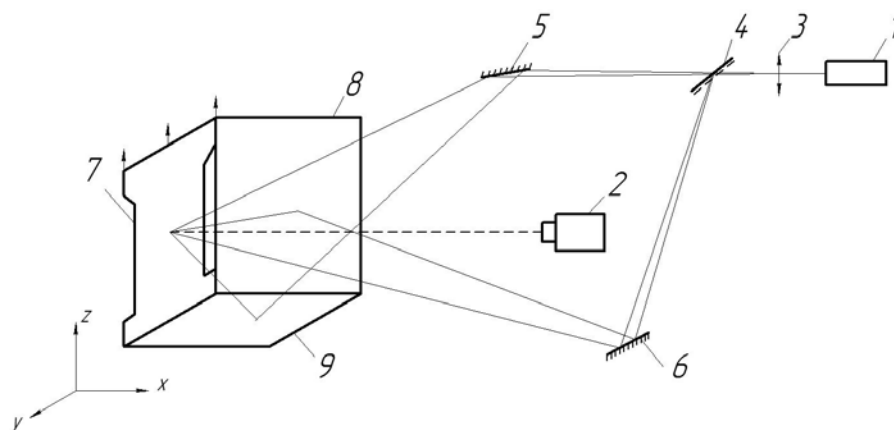


Рис. 1. Оптическая схема двухкоординатного ЦСИ: 1 - лазер; 2 - телевизионная камера; 3 - линза; 4 - полупрозрачное зеркало; 5, 6 - отражающие зеркала; 7 - образец; 8, 9 - поворотные зеркала

В представленной на рис. 2 схеме конструкции нагрузочного устройства 2 растяжение резинового образца 3 производилось при перемещении верхнего подвижного захвата, соединенного с нагрузочным винтом. Величина перемещения подвижного захвата контролировалась стрелочным микрометром с ценой деления 10 мкм.

Исследуемый образец 3 выполнялся в виде полосы с размерами 40x140 мм, которая вырезалась из листовой резиновой заготовки толщиной 3 мм. Образец закреплялся в захватах по узким сторонам так, чтобы его ось совпадала с направлением растяжения.

Для проведения регистрации спекл-интерферограмм двух составляющих компонент деформационных перемещений образца во взаимно перпендикулярных направлениях при единой нагрузке был разработан соответствующий алгоритм. Здесь первый этап регистрации состоит в поочередной записи видеофрагментов спекл-картин исходного состояния образца для первого и второго каналов «И1», «И2». После нагружения прово-

дится второй этап регистрации спекл-картин деформированного состояния объекта, который заключается в поочередной записи видеофрагментов первого и второго каналов «Д1», «Д2». Последующая обработка видеофрагментов состоит в их загрузке в программу StateDeform.exe. Данная программа проводит статистическое усреднение каждого видеофрагмента с последующими операциями вычитания полученных усредненных кадров по схеме «Д1 - И1» и «Д2 - И2» и представления двух спекл-интерферограмм деформационных полей перемещений (см. рис. 1) в продольном (вдоль оси z) и поперечном (вдоль оси y) направлениях.

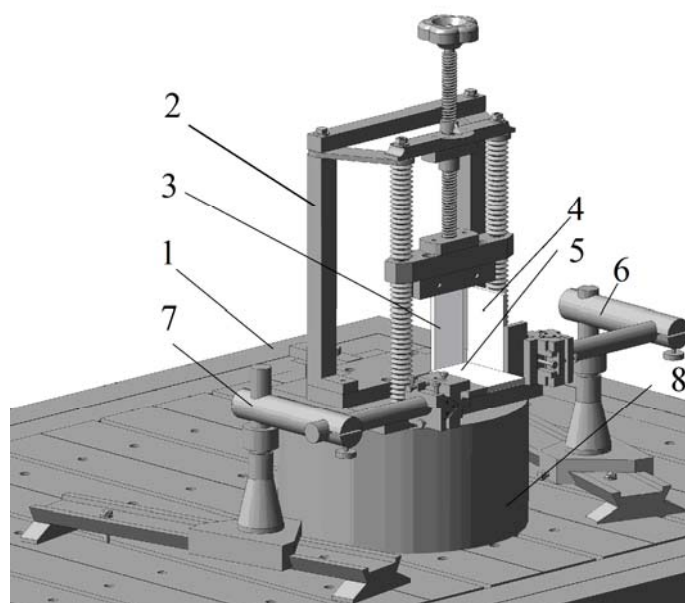


Рис. 2. Узел совмещения образца с поворотными зеркалами оптической схемы ЦСИ: 1 – интерферометрический стол; 2 – нагрузочное устройство; 3 – исследуемый образец; 4, 5 – поворотные зеркала; 6, 7 – узлы крепления зеркал; 8 – опора

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На рис. 3 даны спекл-интерферограммы деформированного состояния образца, полученные при единой нагрузке по алгоритму. Здесь через параметр n_i обозначено число темных или светлых интерференционных полос, соответствующих продольному удлинению (n_1, n_3) и поперечному сужению (n_2, n_4) образца при его растяжении в нагрузочном устройстве.

Представленные на рис. 3 спекл-интерферограммы деформационных перемещений резинового образца позволяют провести определение упругой константы материала заготовки в виде коэффициента Пуассона

$\mu = \varepsilon_{nn} / \varepsilon_{np}$, где ε_{nn} и ε_{np} - соответственные относительные поперечная и продольная деформации.

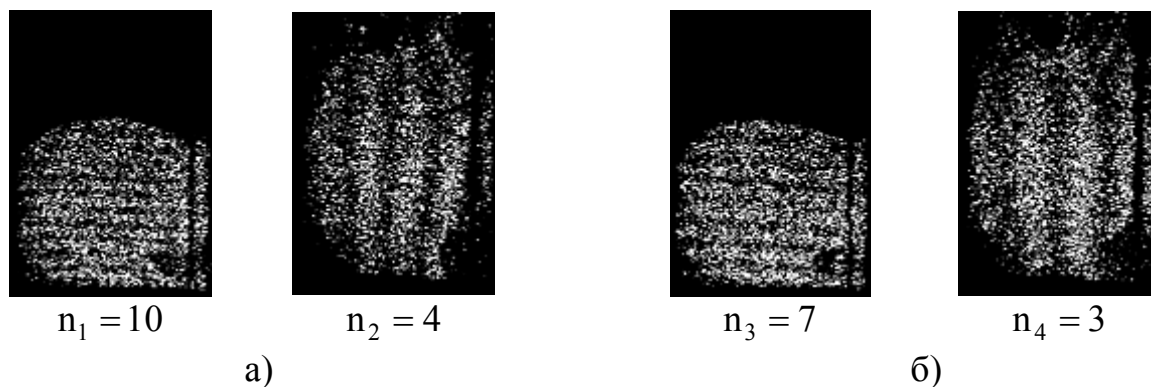


Рис. 3. Характерный вид спекл-интерферограмм деформационных полей перемещений образца в продольном (n_1 , n_3) и поперечном (n_2 , n_4) направлениях для двух уровней смещения L подвижного зажима: а) $L_1 = 6$ мкм, $n_1 = 10$, $n_2 = 4$; б) $L_2 = 5$ мкм, $n_3 = 7$, $n_4 = 3$

Согласно принципу Сен-Венана регистрацию продольных и поперечных перемещений можно проводить не на всём образце, а на определенном его участке. Для простоты определения коэффициента Пуассона выберем участок квадратной формы, тогда рабочая формула для определения коэффициента μ с учетом перемещений определяемых ЦСИ примет вид: $\mu = \frac{n_{nn}}{n_{np}}$, где n_{nn} , n_{np} – соответственно количество интерференционных полос в поперечном и продольном направлениях на получаемых спекл-интерферограммах.

С учетом представленных на рис. 3 значениях числа n интерференционных полос получаем, что в случае а) $\mu = 0,4$; в случае б) $\mu = 0,42$. Данные значения попадают в диапазон изменения коэффициента Пуассона для твердой резины.

На рис. 4 приведены спекл-интерферограммы, демонстрирующие наличие однозначной связи между величиной нагружения резинового образца растяжением и числом n получаемых полос.

На рис. 5 приведены спекл-интерферограммы, демонстрирующие стабильность связи релаксационных процессов восстановления резинового

образца с промежутком времени Δt между снятием нагружения и регистрацией второго кадра спекл-картины.

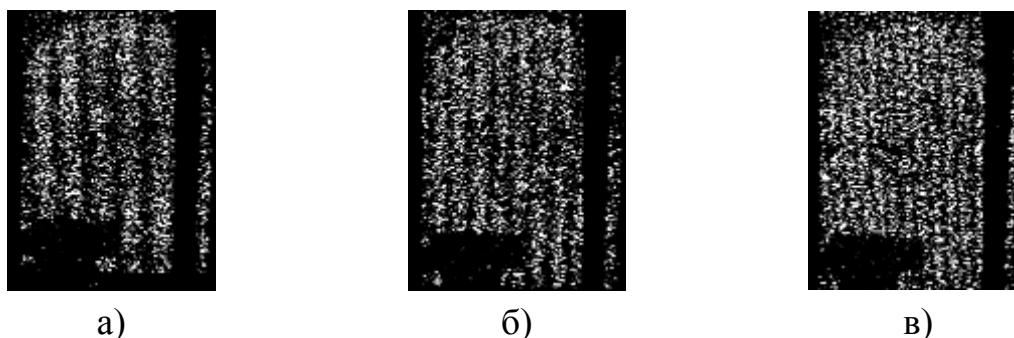


Рис. 4. Спекл-интерферограммы поперечных деформаций резинового образца по мере увеличения его растяжения L в нагрузочном устройстве: а) $L = 6 \text{ мкм}$; б) 8 мкм ; в) 10 мкм

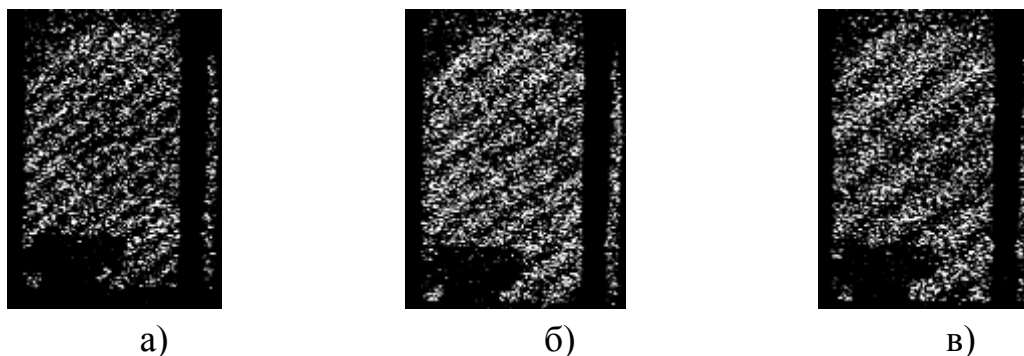


Рис. 5. Спекл-интерферограммы начальной стадии процесса релаксации резинового образца при изменении промежутка времени Δt после снятия нагрузки и регистрации второго кадра спекл-картины: а) $\Delta t = 30 \text{ с}$; б) 45 с ; в) 60 с

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Создан экспериментальный стенд с двухкоординатным ЦСИ деформационных перемещений в плоскости объекта на основе лазера с непрерывным излучением и нагрузочным устройством для исследования механических характеристик и дефектоскопии резинотехнических изделий, характеризующийся запасом устойчивости к внешним случайным воздействиям.
2. Отработаны методики применения данного стенда при малых уровнях нагружения для регистрации продольных и поперечных деформационных перемещений резиновых образцов или других пластич-

ных материалов, определения коэффициента Пуассона, а также контроля процесса релаксационного восстановления образца после снятия нагрузки.

3. Определены направления дальнейших работ по совершенствованию оптической схемы двухкоординатного ЦСИ, расширению возможностей нагрузочного устройства, а также методов их применения для резинотехнических изделий с повышенным уровнем твердости, получаемых при вулканизации каучука большим количеством серы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. ГОСТ 270-75 Резина. Метод определения упругопрочностных свойств при растяжении.// Введен в 1978-01-01. М.: Изд-во стандартов, 1978, 11 с.
2. ГОСТ 252-75 Резина. Методы определения относительного гистерезиса и полезной упругости при растяжении.// Введен в 1977-01-01. М.: Гос. комитет стандартов, 1977, 7 с.
3. С.П. Свищев, Авиация: Энциклопедия.// М.: Большая Российская энциклопедия, 1994, 736 с.
4. Н.А. Адарчук, С.В. Карсаков, Н.Ю. Клипиков, Д.А. Корнеев, С.А. Леонтьев, Разработка методик применения цифрового спекл-интерферометра с непрерывным лазером для исследования композиционных материалов.// Тез. докл. Международной молодежной научной конференции «XII Королевские чтения», Самара.: Изд-во СГАУ, 2013, с. 247.
5. С.В. Алембеков, Р.Н. Сергеев, Выбор схемы спекл-интерферометра для исследования напряженно-деформированного состояния объектов.// Сб. докл. «X Всеросс. молодежный Самарский конкурс-конференция науч. работ по оптике и лазерной физике», 2012, с. 243 – 250. URL: <http://www.laser-optics.ru/proceedings2012.pdf>
6. Г. Каленков, А. Штанько, Цифровая корреляционная спекл-интерферометрия.// Фотоника, 2010, №4, с. 25-28.
7. Супрапеди, С. Тойоока, Пространственно-временное наблюдение пластической деформации и разрушения методом лазерной спекл-интерферометрии.// Физическая мезомеханика, 1998, №1, с. 55-60.

СПЕКТРОСКОПИЯ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ДЛЯ ОЦЕНКИ НОВООБРАЗОВАНИЙ КОЖИ

В.П. Захаров, Е.В. Тимченко, П.Е. Тимченко, Л.А. Таскина

Самарский государственный аэрокосмический университет

имени академика С.П. Королёва

(национальный исследовательский университет)

(443086, г. Самара, ул. Московское шоссе, 34)

e-mail: vorobjeva.82@mail.ru, retuo@mail.ru

АННОТАЦИЯ

Представлены результаты исследований для оценки новообразований кожи методом дифференциального обратного рассеяния. В качестве образцов исследования использовались 34 иссеченных образца новообразований кожи. Измерения проводились в спектральном диапазоне длин волн от 400-1200нм. Проведен дискриминантный анализ в программной среде MathLab для определения типа новообразований кожи. Диагностический критерий, определяющий тип новообразований и его границу, основывался на коэффициентах обратного рассеяния, который включал в себя следующие длины волн: 560нм, 650нм, 700нм и 760нм.

1. ВВЕДЕНИЕ

Высокие показатели смертности в развитых странах от онкологических заболеваний на протяжении последних лет вынуждают медиков и учёных находить всё новые методы диагностики и лечения. Зачастую диагноз «рак» звучит для пациента как приговор, но вовремя на ранних стадиях возникновения новообразования поставленный диагноз и правильно подобранный вариант лечения имеют решающее значение в борьбе с этим опасным заболеванием [1].

В настоящее время биопсийный анализ является основным методом для получения точной диагностики кожных образований. Однако, гистологический анализ образца является дорогим и трудоёмким, а также приводит к ненужным удалениям доброкачественных поражений [2].

В связи с этим, остается актуальным вопрос о проведении дополнительного обследования пациентов с новообразованиями на дооперацион-

ном этапе с целью определения истинных границ новообразований до их удаления, что может значительно снизить количество рецидивов опухолевого роста.

Среди одних из развивающихся и перспективных направлений неинвазивной диагностики опухолевых тканей являются оптические методы. К таким методам относятся методы дифференциального обратного рассеяния (ДР) [3] и комбинационного рассеяния (КР) [4], компьютерная томография [5], методы флуоресцентного анализа [6] и конфокальной микроскопии [7]. Компьютерная томография и магнитно — резонансная томография, а также флуоресцентные методы являются трудоёмкими и дорогостоящими методами диагностики, не позволяют точно определить истинные границы опухоли во время операции и оценить состояние перифокальных зон вокруг опухоли.

В связи с этим, целью работы являлось развитие метода обратного рассеяния для дифференциации новообразований с учетом индивидуальных особенностей кожи человека.

2. МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В качестве объектов исследований были использованы 34 образца новообразований кожи: 12 меланом, 5 плоскоклеточного рака, 10 базальноклеточного рака (базалиома) — злокачественные образования кожи; 7 пигментных невусов — доброкачественные образования; 34 образца здоровой кожи. После хирургического удаления новообразований производилась вырезка материала для проведения планового гистологического исследования, оставшаяся часть препарата использовалась в эксперименте. После получения планового, окончательного гистологического диагноза данные сопоставлялись с результатами экспериментального исследования.

Оптические свойства злокачественного новообразования существенно отличаются от доброкачественной природы новообразования [8], что приводит к изменению интенсивности обратно рассеянного сигнала. Поэтому для контроля изменения оптических свойств новообразований кожи был использован метод дифференциального обратного рассеяния, реализуемый с помощью экспериментального стенда, подробно описанного в работах [3,9].

Эксперименты проводились в одинаковых температурных условиях, освещенности помещения и при определенной геометрии установки.

Как было показано авторами работы [10] для меланомы характерным является расширение капиллярной сетки. Это объясняется тем, что в процессе становления и роста опухоли в ткани «запускается» естественный процесс формирования новых сосудов. Клетки стенок сосудов начинают интенсивно размножаться, и образовавшиеся новые мелкие капилляры буквально прорастают в новообразования.

Помимо кровеносной системы, важную роль в поглощении кожей излучения играет меланин. Известно также, что злокачественные новообразования кожи, такие как меланома, характеризуются повышенным содержанием меланина, которое наблюдается и в пигментном невусе кожи - доброкачественном образовании. Поэтому, зачастую возникает сложность в быстрой идентификации данных типов патологий. В связи с этим были выбраны следующие спектральные области исследований:

- 760 нм и 560 нм - области минимума и максимума поглощения гемоглобина соответственно, что связано с увеличением кровеносной сетки сосудов характерных для злокачественной природы образований.

- 650 нм и 700 нм – области длин волн с минимальным влиянием гемоглобина в ближней инфракрасной области спектра, т.к. в спектральном диапазоне 620-700 нм изменения оптических характеристик кожи пропорциональны содержанию меланина в эпидермисе кожи.

3. СПЕКТРАЛЬНАЯ ДИФФЕРЕНЦИАЦИЯ НОВООБРАЗОВАНИЙ

Представлены результаты анализа спектров обратного рассеяния различных типов новообразований кожи.

Известно, что степень меланизации кожи у различных людей индивидуальна, что непосредственно отражается на изменении оптических характеристик кожи. Поэтому с целью учета индивидуальных особенностей кожи человека был использован следующий коэффициент:

$$R = I_{\lambda i} / I_{0\lambda i}, \quad (1)$$

где $I_{\lambda i}$ - интенсивность обратного рассеяния от объекта на определенной длине волны λi . $I_{0\lambda i}$ - интенсивность обратного рассеяния от молочной пластины МС-20 (ГСО 189-84) на длине волны λi .

Как было сказано ранее, представленные в статьях [10-13] коэффициенты основываются только на одном из критериев диагностики новообразований и не учитывают индивидуальные особенности кожи человека. Так при диагностики доброкачественных новообразований изменение собой

несёт один из критериев, в то время как при злокачественных новообразованиях, таких как меланома, происходят изменения разной структурной природы.

Например, коэффициент, используемый в работе авторов [10], пропорционален кровенаполненности сосудов при опухолевых процессах и позволяет успешно идентифицировать только меланому кожи, а коэффициенты меланина авторов работ [12,13], связанные со степенью меланизации опухоли, - невус.

На основе выбранных спектральных областей, были введены коэффициенты обратного рассеяния, учитывающие степень меланизации (М) и кровенаполненности сосудов (К), а также учитывающие индивидуальные оптические особенности кожи:

$$K = R_{760}/R_{560}, \quad (2)$$

$$M = LgR_{650} - LgR_{700}, \quad (3)$$

Далее был проведен дискриминантный анализ с использованием коэффициентов К и М для различных типов новообразований кожи в программной среде MathLab, результаты которого представлены на рис. 2.

Такого типа гистограмма позволяет в двумерной системе координат наглядно представить сектора, соответствующие типу кожных патологий.

Каждый сектор выделенной области патологии был математически вычислен с помощью дискриминантного анализа.

Критерии выделения данных секторов сведены в таблицу 1. На основе проведенных исследований были определены чувствительность и специфичность метода обратного рассеяния, результаты которых отражены в таблице 1.

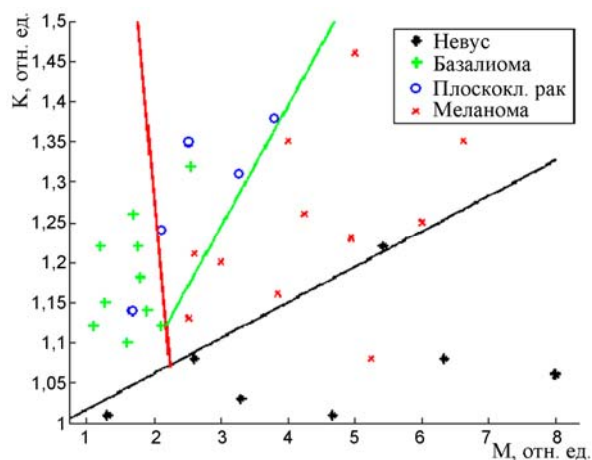


Рис. 2. Двумерная гистограмма коэффициентов К и М для различных типов новообразований кожи

Таблица 1. Чувствительность и специфичность метода.

Этап	Образцы	Гистология	Критерий	Метод ОР		Чувствительность, %	Специфичность, %
				область А	область В		
1. выделение невуса	А. Невус	7	$K-0,044M < 0,973$	6	1	86 %	96 %
	В. Иные новообразования	27	$K-0,044M > 0,973$	1	26		
2. выделение базалиомы	А. Базалиома	10	$K+0,885M < 3,049$	9	1	90 %	94 %
	В. иные (меланома+ плоскоклеточный рак)	17	$K+0,885M > 3,049$	1	16		
3. разделение меланомы и плоскоклеточного рака	А. Меланома	12	$K-0,151M < 0,793$	10	2	83 %	80 %
	В. плоскоклеточный рак	5	$K-0,151M > 0,793$	1	4		

Анализ рис.2 показал, что оптический коэффициент меланина М для невуса имеет высокие значения на уровне меланомы кожи, поэтому двухмерное представление коэффициентов кровенаполненности и степени меланизации позволяет идентифицировать данные два типа новообразований кожи.

В свою очередь из полученных дискриминантных функций (рис. 2), описывающих принадлежность исследованного образца к тому или иному классу патологий, можно получить общую классифицирующую функцию – универсальный оптический коэффициент S.

$$S = 8 \cdot (K - I) + (M - I), \quad (4)$$

Введённая функция позволяет учитывать изменения коэффициентов К и М относительно друг друга, а на основании ограничивающих классы патологий значений дискриминантных функций и их весовых коэффициентов определять типы и границы новообразований кожи. Таким образом, сконструированный универсальный оптический коэффициент S одновременно учитывает степень меланизации, кровенаполненность, а также индивидуальные особенности кожи.

4. ИДЕНТИФИКАЦИЯ ГРАНИЦЫ НОВООБРАЗОВАНИЙ

Несомненно, важным является определение границы новообразований кожи до их удаления, что может значительно снизить количество рецидивов опухолевого роста.

Далее на рисунке 3 приведены значения введенного оптического коэффициента S и сравнение его с коэффициентом других авторов P [10] для определения границы патологий.

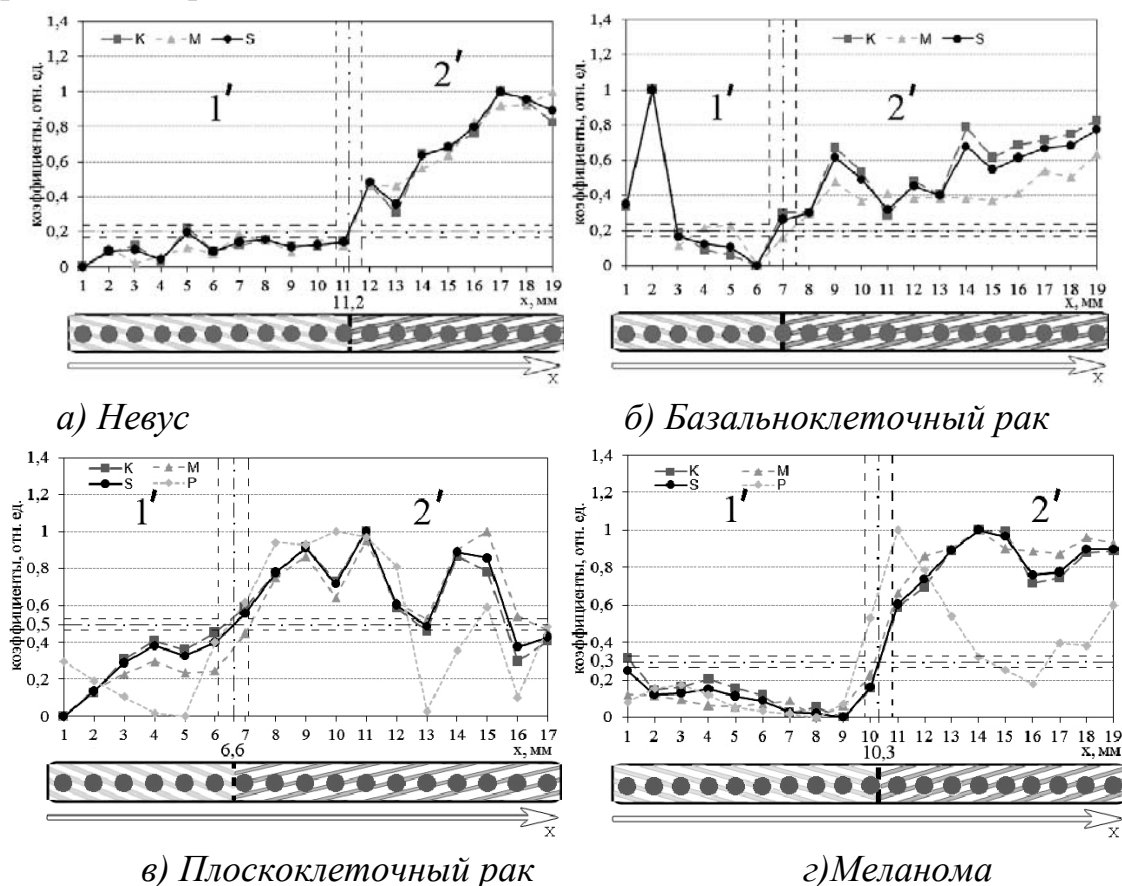


Рис. 3. Зависимость введенного коэффициента S от координаты x сканирования образца для различных новообразований кожи: 1 – доброкачественная область или здоровый участок кожи, 2 – область злокачественного образования, P – коэффициент других авторов

Анализ рис. 3 позволяет утверждать, что чувствительность метода обратного рассеяния к различным участкам опухоли и здоровой кожи определяется диаметром диагностируемой области. Видно, что введенный коэффициент S усредняет оптические коэффициенты K и M . Данная особенность позволяет судить о наличии достаточно малой диагностируемой об-

ласти, однако требуется сравнение значений интенсивности обратного рассеяния области новообразования со здоровым участком кожи.

Как видно из рис. 3в,г сравнение коэффициента S с коэффициентом других авторов P показывает, что коэффициент P не позволяет определить границу злокачественных новообразований кожи. Так, значения экстремума коэффициента P совпадают с капиллярной сеткой сосудов. В то время как согласно результатам гистологического анализа меланомы кожи область опухоли располагалась в областях сканирования 10,3-19мм.

Из рис.3а видно, что наблюдается рост коэффициента S по мере приближения сканирующего зонда от области с менее выраженной пигментацией невуса к области с более выраженной пигментацией. Данный рост коэффициента объясняется тем, что невусные клетки сосредоточены в комковатых «гнездных» скоплениях различного размера и конфигурации в дерме, и, как следствие, содержание меланина в скоплении с плотным расположением клеток будет на порядок выше.

Экспериментально получено, что оптический коэффициент S позволяет определять границы и локализацию новообразований кожи с погрешностью не более 1мм.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

- Проведенный дискриминантный анализ позволил определить типы новообразований кожи. Для злокачественных новообразований кожи значения оптических коэффициентов составляют $K-0,151M<0,793$;

- Чувствительность и специфичность метода составляют 86% и 90% для этапа выделения невуса, выделения базалиомы 90% и 94%, разделение меланомы и плоскоклеточного рака 83% и 80% соответственно;

- Введены критерии определения границ и типа новообразований кожи, что позволит на дооперационном периоде определять зону иссечения опухоли с целью уменьшения ее рецидива;

- Показано, что с помощью метода дифференциального обратного рассеяния можно определять границы новообразования кожи с погрешностью 1 мм;

- В результате исследований можно создать прибор для экспресс неинвазивной диагностики локализации новообразований кожи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Новик, А.В. Меланома кожи: новые подходы / А.В. Новик – Практическая онкология. – 2011. – № 1 (12). – С. 36–42.
2. Mogensen, M. Diagnosis of nonmelanoma skin cancer/keratinocyte carcinoma: a review of diagnostic accuracy of nonmelanoma skin cancer diagnostic tests and technologies / M. Mogensen, G. B. Jemec – *Dermatol Surg.*, 2007. – 33(10). – 1158–1174.
3. Захаров, В.П. Применение метода обратного дифференциального рассеяния для исследования биообъектов // *Физика волновых процессов и радиотехнические системы*. – 2008. – Т 11, №4. – С. 89–97.
4. Hanlon, E.B. Prospects for in vivo Raman spectroscopy / E.B. Hanlon [et al] – *Phys. Med. Biol.*, 2000. – 45 - R1–R59.
5. Pohost, G.M. Магнитно-резонансная и рентген-компьютерная томографии при исследовании сердечно-сосудистой системы / G.M. Pohost, D.J. Sarma, P.M. Colletti, M. Doyle – *Основы кардиологии. Принципы и практика*. 2005. – С. 295–323.
6. Butte, P.V. Intraoperative deliniration of primary brain tumors using time-resolved fluorescence spectroscopy / P. V. Butte, Q. Fang, J. A. Jo, W. H. Yong, B. K. Pikul, K. L. Black, and L. Marcu – *J. Biomed. Opt.* 15(2), 2010. – 027008.
7. Busam, K.J. Morphological features of melanocytes, pigmented keratinocytes and melanophages by in vivo confocal scanning laser microscopy / K. J. Busam, C. Charles, G. Lee, and A. C. Halpern – *Mod. Pathol.*, 2001 - 14(9) – 862–868.
8. Garcia-Urbe, A., Smith, E. B., Duvic, M. and Wang, L.V., “White light oblique-incidence diffuse reflectance spectroscopy for classification of in vivo pigmented skin lesions”, *Proc. SPIE* 6435, 64350L (2007).
9. В.П. Захаров, С.В. Козлов, А.А. Морятов, Е.В. Тимченко, П.Е. Тимченко, Л.А. Таскина, Оптические методы для диагностики меланомы кожи // «Известия Самарского научного центра РАН», 2013, №4, Т.15.
10. Ilze Diebele, Ilona Kuzmina et.al., Clinical evaluation of melanomas and common nevi by spectral imaging / *Biomed Opt Express* – 2012. – P.467–472.
11. Elena Salomatina et.al., Multimodal optical imaging and spectroscopy for the intraoperative mapping of nonmelanoma skin cancer / *JOURNAL OF APPLIED PHYSICS* 105, 102010, 2009.

12. Ilya Yaroslavsky, James Childs, Gregory B. Altshuler, Henry H. Zenzie, Richard Cohen. Objective Measurement Device for Melanin Optical Density: Dosimetry for Laser and IPLs in Aesthetic Treatments. 2012. PMTI.
13. P.J. Matts, P.J. Dykes and R. Marks. The distribution of melanin in skin determined in vivo // British Association of Dermatologists. British Journal of Dermatology. 2007. 156. p 620–628.

ВКЛАД ПРОЦЕССОВ С УЧАСТИЕМ АКТИВНЫХ ФОРМ КИСЛОРОДА НА БАЛАНС МОЛЕКУЛЯРНОГО СИНГЛЕТНОГО КИСЛОРОДА И ОЗОНА В АТМОСФЕРЕ

А.А. Першин², А.П. Торбин^{1,2}, В.Н. Азязов^{1,2}

¹Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН
(443011, г. Самара, ул. Ново-Садовая, 221)

²Самарский государственный аэрокосмический университет
(443086, г. Самара, Московское шоссе, 34)
e-mail: anchizh93@gmail.com

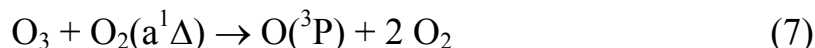
АННОТАЦИЯ

В данной работе показано, что активные соединения кислорода оказывают существенное влияние на химию озона в атмосфере Земли. Определены вклады процессов взаимодействия колебательно-возбужденной молекулы озона с молекулами $O_2(a^1\Delta)$ и атомами кислорода на баланс $O_2(a^1\Delta)$ и O_3 в атмосфере.

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из наиболее важных процессов в атмосфере является регенерация озона в процессе рекомбинации (1) (Рис. 1) [1-4]. Результаты многих исследований [5, 6] указывают на то, что в процессе (1) формируется колебательно-возбужденная молекула $O_3(v)$. Часть молекул $O_3(v)$ стабилизируется благодаря процессам (3), (4b) и (6). Взаимодействие колебательно возбужденного озона с атомами кислорода имеет два канала продуктов реакции: релаксационный (4b) и химический (4a). По оценкам Веста и др. [7] около 30 % от общей скорости потери $O_3(v)$ может относиться к реакционному каналу (4a). В условиях верхних слоев атмосферы излучательный процесс (6) вносит значительный вклад в общую скорость колебательной релаксации $O_3(v)$.

Другая часть $O_3(v)$ разрушается в процессах (2), (4a) и (5). Несмотря на то, что константа скорости тушения $O_2(a^1\Delta)$ термализованной молекулой O_3



мала, Кьюрило и др. [8] обнаружили, что для O_3 , обладающего одним квантом колебательной энергии, она будет выше на коэффициент 38 ± 20 .

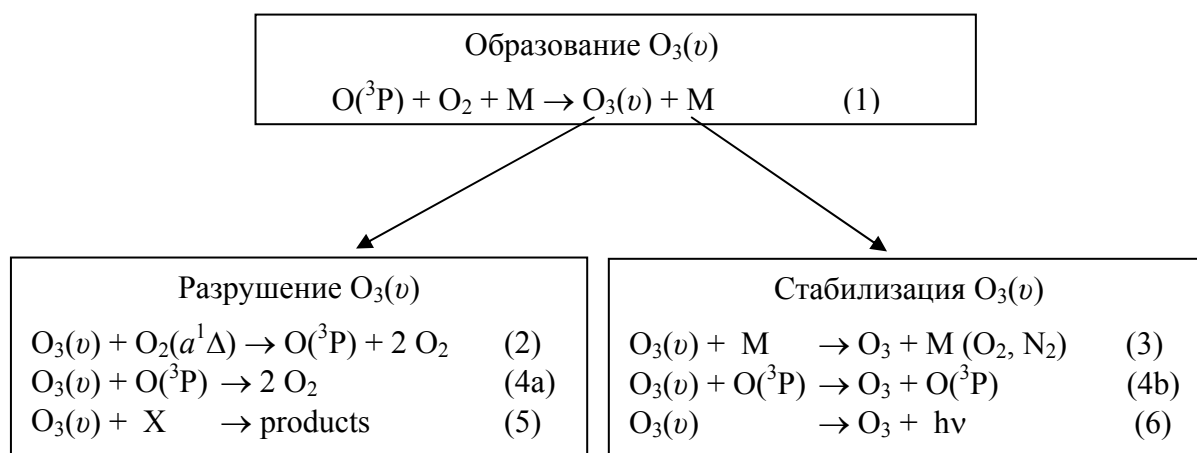


Рис. 1. Образование, разрушение и стабилизация колебательно возбужденного озона в атмосфере

Ролинс и др. [5] предположили, что константа скорости тушения $O_2(^1\Delta)$ на озоне, возбужденном до двух или более квантов продольных мод, может находиться в пределах 10^{-11} - 10^{-10} $\text{см}^3 \text{с}^{-1}$. Вклад канала (4а) в разрушение $O_3(v)$ значителен в верхних слоях атмосферы, где концентрация атомов кислорода высокая. Более того, потери $O_3(v)$ могут происходить в реакциях с участием других активных соединений X (процесс (5)), таких как NO , NO_2 , OH и др. На сегодняшний день имеется очень скудная информация о кинетике процессов (2), (4а) и (5).

Процессы (2), (4а) и (5) приводят к снижению скорости формирования озона и увеличению скорости потерь молекул $O_2(^1\Delta)$ и атомов O в системах $O/O_2/O_3$. Расчет концентрационных профилей O , O_3 и $O_2(^1\Delta)$ в атмосферных условиях следует проводить с учетом процессов с участием активных форм кислорода. В атмосферной химии процессы, включающих в себя соединения O , O_3 и $O_2(^1\Delta)$, являются одними из определяющих. Значения констант скоростей этих процессов должны быть определены с высокой точностью.

В данной работе показано, что активные соединения кислорода оказывают существенное влияние на химию озона в атмосфере Земли. Определены вклады процессов (2-6) на баланс $O_2(^1\Delta)$ и O_3 в атмосфере.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И АНАЛИЗ

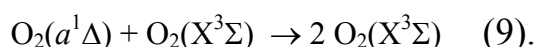
Реакция (2) может вносить значительный вклад в баланс синглетного кислорода в средних слоях атмосферы Земли. Константы скорости этого процесса для конкретных v неизвестны. Мы предположили, что, если ко-

лебательная энергия O_3 превышает энергию активации в температурной зависимости константы скорости процесса (7) $k_7 = 5.2 \times 10^{-11} \exp(-2840/T)$ $\text{см}^3 \text{с}^{-1}$ [9], то константа скорости процесса (2) принимается равным $5.2 \times 10^{-11} \text{см}^3 \text{с}^{-1}$. Это условие выполняется для $v \geq 2$. Предполагаемая стационарная концентрация ($v \geq 2$) может быть найдена из баланса рекомбинационного (1), радиационного (6) и столкновительных процессов (2), (4), (3), где $M - O_2, N_2$:

$$[O_3(v \geq 2)] = \frac{\sum_M k_1^M [O][O_2][M]}{k_2 [O_2(a)] + \sum_M k_3^M [M] + k_4 [O] + A_v}, \quad (8)$$

где квадратные скобки обозначают концентрации, $[O_2(a)]$ – концентрация $O_2(a^1\Delta)$, A_v – коэффициент Эйнштейна для перехода $O_3(v=2) \rightarrow O_3(v=1)$. Выражение (8) справедливо для атмосферных высот $H > 60$ км, где $[O_3(v \geq 2)] \gg [O_3(v \geq 2)]_{\text{eq}}$, $[O_3(v \geq 2)]_{\text{eq}}$ – термализованная равновесная концентрация ($v \geq 2$).

Доминирующим столкновительным каналом деактивации $O_2(a^1\Delta)$ в атмосфере является процесс [10]:



Можно оценить отношение скорости убыли $O_2(a^1\Delta)$ в процессе (2) к скорости процесса (9) с учетом выражения (8):

$$R_\Delta = \frac{k_2 [O_3(v \geq 2)][O_2(a)]}{k_9 [O_2][O_2(a)]} = \frac{k_2 \sum_M k_1^M [O][M]}{k_9 \left(k_2 [O_2(a)] + \sum_M k_3^M [M] + k_4 [O] + A_v \right)}. \quad (10)$$

С помощью (10) были определены значения R_Δ для высот атмосферы от 60 до 105 км с использованием стандартных атмосферных концентраций [10] $[O]$, $[O_2]$, $[M] = [O_2] + [N_2]$ и температурных профилей [10] и констант скорости $k_2 = 5.2 \times 10^{-11} \text{см}^3 \text{с}^{-1}$ [11], $k_1^{O_2} \approx k_1^{N_2} = 5.6 \times 10^{-34} (T/300)^{-2.6} \text{см}^6 \text{с}^{-1}$ [9], $k_3^{N_2} \approx k_3^{O_2} = 7 \times 10^{-13} T^{0.5} \exp(-40/T^{1/3}) \text{см}^3 \text{с}^{-1}$ [6], $k_4 = 1.5 \times 10^{-11} \text{см}^3 \text{с}^{-1}$ [7] и $k_{13} = 3.0 \times 10^{-18} \exp(-200/T) \text{см}^3 \text{с}^{-1}$ [9]. Для оценки мы предполагаем, что значение A_v равно коэффициенту Эйнштейна для сильнейшего перехода $O_3(0,0,1) \rightarrow O_3(000)$ $A_v = 11.4$ [6]. Зависимость расчетных значений R_Δ от высоты атмосферы представлена на Рис. 2. Существует острый пик на высоте около 90 км, где скорость реакции (2) имеет тот же порядок, что и скорость реакции (9). Процесс (3) вносит большой вклад в процесс тушения $O_3(v)$ на

высотах ниже 90 км, а процесс (4) выше, в результате чего максимум концентрации $O_3(v)$ достигается вблизи 90 км. Было обнаружено, что для высот ниже 80 км и выше 105 км вклад процесса (2) в баланс $O_2(a^1\Delta)$, по сравнению с процессом (9) незначителен.

Процесс (3) вносит большой вклад в процесс тушения $O_3(v)$ на высотах ниже 90 км, а процесс (4) выше, в результате чего максимум концентрации $O_3(v)$ достигается вблизи 90 км. Было обнаружено, что для высот ниже 80 км и выше 105 км вклад процесса (2) в баланс $O_2(a^1\Delta)$, по сравнению с процессом (9) незначителен.

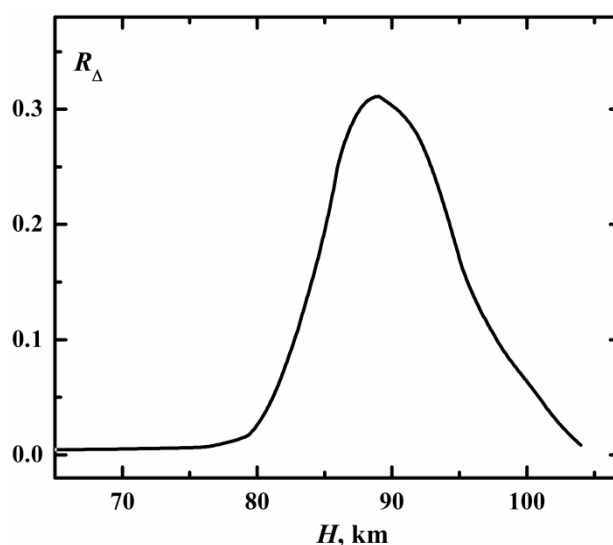


Рис. 2. Отношение скоростей тушения $O_2(a^1\Delta)$ в процессах (2) и (9) при атмосферных высотах 65-105 км

Доля колебательно-возбужденного озона, распадающегося в процессах (2) и (4а), может быть найдена из отношения суммы скоростей этих процессов к общей скорости убыли $O_3(v)$

$$R_{\text{loss}} = \frac{k_{4a}[O] + k_2[O_2(a)]}{\left(k_2[O_2(a)] + \sum_M k_3^M[M] + k_4[O] + A_v \right)} \quad (11).$$

Как показано на рис. 3, на высотах ниже 80 км происходит сильная релаксация сгенерированного $O_3(v)$ в радиационном (6) и столкновительном процессах (3) с участием N_2 и O_2 . При $H \geq 80$ км вклад процесса (3) в стабилизацию озона незначителен. Здесь $O_3(v)$ термостабилизирован благодаря процессам (4b) и (6). Результатом химического процесса (4а) является значительная потеря $O_3(v)$, которая может составлять десятки процентов на высотах вблизи 100 км. Процесс (4а) вносит основной вклад в дис-

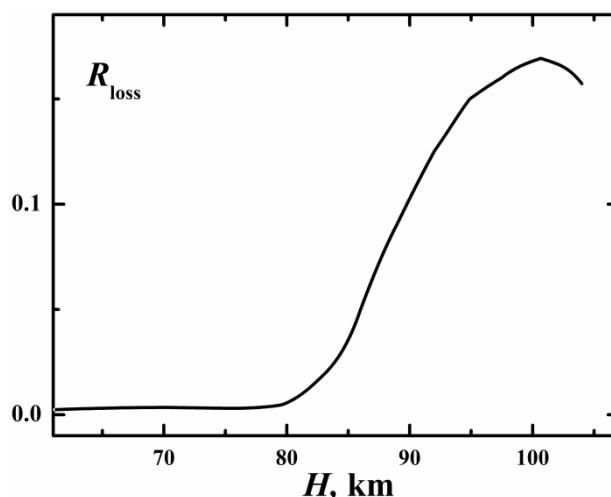


Рис. 3. Зависимость наблюдаемой доли потерь колебательно-возбужденного озона в процессах (2) и (4а) от высоты

социацию $O_3(v)$, в то время как процесс (2) составляет лишь десятую долю процента от химической потери $O_3(v)$. Стоит отметить, что скорость процесса (4а) сравнима даже со скоростью фотодиссоциации озона в дневное время на высотах $H \geq 80$ км [9]. Наши оценки показали, что на высотах около 100 км скорость процесса (2) имеет тот же порядок, что и скорость химических потерь термализованного O_3 с помощью атомов О и Н [9].

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, результаты, представленные в данной работе, показывают, что колебательно-возбужденный озон играет огромную роль в процессах тушения $O_2(a^1\Delta)$ в системах $O/O_2/O_3$. Соединения с О, O_2 и O_3 являются ключевыми компонентами в атмосфере и в кислородосодержащей плазме, поэтому при моделировании концентрационных профилей $O_2(a^1\Delta)$ и O_3 необходимо принимать во внимание процесс (2). В работе показано, что в условиях атмосферы и дневного освещения скорость потери $O_2(a^1\Delta)$ в процессе (2) сравнима со скоростью протекания процесса (8) на высотах 80-105 км.

Колебательный озон, образованный в рекомбинационном процессе (1), диссоциирует в течение времени релаксации в столкновениях с $O_2(a^1\Delta)$ (процесс (2)) и $O(^3P)$ (процесс (4а)). На атмосферных высотах меньше 80 км релаксация сгенерированного в ходе рекомбинации $O_3(v)$ в значительной степени осуществлялась за счет столкновений с N_2 и O_2 (процесс (3)) и

радиационной эмиссии (процесс (6)). С другой стороны, при $N \geq 80$ км вклад процесса (3) в стабилизацию озона очень незначителен, и лишь десятые доли процента образованных молекул могут диссоциировать за время релаксации $O_3(v)$ в процессе (4a), при этом он снижает скорость формирования озона.

Процессы (2) и (4a) могут внести большую систематическую ошибку в измерения констант скорости в системах $O/O_2/O_3$. Процесс (2) ведет к недооценке константы скорости процесса рекомбинации O из-за регенерации атомов кислорода, в то время как процесс (4a) приводит к росту скорости удаления атомов O и переоценке значений констант скорости процесса (1).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. T.G. Slanger, Energetic Molecular Oxygen in the Atmosphere. *Science* **265**, 1817-1818 (1994).
2. M.C. Heaven, Recent advances in the development of discharge-pumped oxygen-iodine lasers. *Laser & Phot. Rev.* **4**, 671-683 (2010).
3. O. V. Braginsky, A. S. Kovalev, D. V. Lopaev, O. V. Proshina, T. V. Rakhimova, A. T. Rakhimov and A. N. Vasilieva, High pressure electro-discharge singlet oxygen generator (ED SOG) with high efficiency and yield. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41**, 172008 (2008).
4. A.A. Konnov, Modeling ozone decomposition flames. *Energy & Fuel*, **27**, 501-506 (2013).
5. W.T. Rawlins, G.E. Caledonia, R.A. Armstrong, Dynamics of vibrationally excited ozone formed by three-body recombination. II. Kinetics and mechanism. *J. Chem. Phys.* **87**, 5209-5221 (1987).
6. J.I. Steinfeld, S.M. Adler-Golden, J.W. Gallagher, Critical survey of data on the spectroscopy and kinetics of ozone in mesosphere and thermosphere. *J. Phys. Chem. Ref. Data* **16**, 911-951 (1987).
7. G.A. West, Jr. R.E. Weston, G.W. Flynn, The influence of reactant vibrational excitation on the $O(^3P)+O_3$ bimolecular reaction rate. *Chem. Phys. Lett.* **56**, 429-433 (1978).
8. M.J. Kurylo, W. Braun, A. Kaldor, S.M. Freund, R.P. Wayne, Infra-red laser enhanced reactions: chemistry of vibrationally excited O_3 with NO and $O_2(^1\Delta)$. *J. Photochem.* **3**, 71-87 (1974).
9. <http://www.iupac-kinetic.ch.cam.ac.uk/>.

10. G.P. Brasseur, S. Solomon, *Aeronomy of the Middle Atmosphere. Chemistry and Physics of the Stratosphere and Mesosphere Series: Atmospheric and Oceanographic Sciences Library*, **32** (2005) (Published by Springer, P.O. Box 17, 3300 AA Dordrecht, The Netherlands).
11. V.N. Azyazov, P.A. Mikheyev, M.C. Heaven, On the $O_2(a^1\Delta)$ quenching by vibrationally excited ozone. *Proc. SPIE*, **7751**, 77510E (2010).

СПЕКЛ-ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ НА ОСНОВЕ ОДИНОЧНОГО СПЕКЛА

В.А. Хохлов, А.Н. Чекменев

*Самарский государственный университет,
кафедра безопасности информационных систем
(443011, г. Самара, ул. Академика Павлова, 1)
e-mail: vadim.a.khokhlov@gmail.com*

АННОТАЦИЯ

В работе рассматривается развитие метода спекл-интерферометрии для измерения колебаний диффузно отражающей поверхности на основе регистрации изменения интенсивности одиночного спекла.

1. ВВЕДЕНИЕ

Появление когерентного лазерного излучения стало значительным шагом как для развития оптических методов измерений, среди которых необходимо выделить методы голографической спекл-интерферометрии. Однако данные методы имеют существенный недостаток по сравнению с классической интерферометрией, который обусловлен наличием собственных шумов – спеклов, которые затрудняют обработку интерференционных полос, несущих информацию о динамике исследуемого объекта. Спеклы – это пятнистая структура в распределении интенсивности когерентного света в пространстве, связанные с интерференцией отраженного когерентного излучения от шероховатой поверхности.

Следует отметить, что на основе спекл-структур были предложены различные методы измерений перемещений объектов с интерферометрической точностью – спекл-фотография, корреляционная спекл-интерферометрия и др [1-3].

Одной из первых работ по устранению спекл-шумов в голографической и спекл-интерферометрии, является работа Н.Г. Власова, в которой предлагается способ интерференционных измерений в диффузно-когерентном излучении, основанным на измерении интерференционных полос внутри спекла [4]. Основным недостатком данного метода, является то, что период

интерференционных полос, наблюдаемых внутри спекла, очень мал, так как его размеры, составляют порядка десятка и сотен микрон.

Для повышения чувствительности и расширения диапазона измерений перемещений с помощью двухэкспозиционной спекл-фотографии в работе [5] предложено использовать объективы, при регистрации спекл-изображения объекта, кольцевых апертур. В работах [6-8] рассмотрены возможности расширения диапазона измерений динамических процессов с использованием спекл-структур и стандартной классической интерферометрии на основе анализа поведения распределения интенсивности в спекл-структурах.

Таким образом исследования в области применения спекл-структур в экспериментальных исследованиях для исследования динамических процессов, является актуальной задачей.

Целью данной работы является развитие метода спекл-интерферометрии на основе анализа поведения интенсивности одиночного спекла.

2. СПЕКЛ-СТРУКТУРА

Хорошо известно, что существует два вида спекл-структур: объективные, образованные в пространстве за счет интерференции большого количества отраженных лучей от исследуемой шероховатой поверхности, и субъективные, образованные и зафиксированные на фотоматериале с помощью оптической системы в плоскости изображения исследуемой шероховатой поверхности.

Размеры поперечные (H) и продольные (L) объективных и субъективных спеклов определяются по известным формулам [1]:

$$L = \frac{4\lambda}{\alpha^2}, \quad (1)$$

$$H = 1,22 \frac{\lambda}{\alpha}, \quad (2)$$

где λ – длина волны лазера; α – отношение диаметра освещенной области исследуемой шероховатой поверхности к расстоянию от исследуемой шероховатой поверхности до точки регистрации спекла (объективная спекл-структура); α – отношение диаметра входной апертуры к фокусному расстоянию оптической системы (субъективная спекл структура).

Возникающие изменения исследуемого объекта приводят к изменению параметров спекл-структур как в пространстве, так и во времени, что связано непосредственно с изменением фазы отраженных волн от исследуемой поверхности.

Анализ формул (1) и (2) показывает, что размеры спеклов не могут быть основой для измерений без применения дополнительных методов их обработки – спекл-фотография (метод Юнга), корреляционная спекл-интерферометрия и др [1,2].

3. ПРЕДЛАГАЕМОЕ РЕШЕНИЕ

При регистрации спекл-изображения исследуемого объекта с помощью оптических систем, хорошо известно, что одиночной спекл субъективной спекл-картины жестко связан с конкретно исследуемой точкой объекта. Следовательно, анализ поведения одиночного спекла в изображении позволяет оценить изменения, происходящие с исследуемым объектом в конкретной точке. Как отмечалось выше, размеры спеклов, непосредственно, не могут быть использованы для проведения измерений.

Одним из параметров спеклов, является интенсивность, которая также может быть использована для проведения измерений.

Интенсивность спекла зависит от его фазы, зависящей от интерферирующих волн, которые образует данный спекл. Изменение значения фазы спекла на $\pm\pi(2n+1)$, (где $n=0,1,2,\dots$), приводит к изменению интенсивности спекла от минимального до максимального значения или наоборот.

Для регистрации изменения интенсивности необходимо использовать опорную волну, которая накладывается на субъективную спекл-структуру исследуемого изображения.

Так как основной целью предлагаемого решения является анализ поведения одиночного спекла, как целого, то необходимо, чтобы его интенсивность менялась одновременно по всему полю одиночного спекла, в отличие от предлагаемого метода в работе [4].

При наложении на субъективную спекл-структуры опорной волны образуются вторичные интерференционные полосы полностью покрывающие изображение. Ширина вторичных интерференционных полос d , при малых углах схождения взаимодействующих лучей, определяется хорошо известным выражением:

$$d = \frac{\lambda}{\Theta}, \quad (3)$$

где Θ – угол схождения между опорным лазерным излучением и сфокусированным рассеянным лазерным излучением, образующим спекл структуру в плоскости фотодетектора, регистрирующего изображение исследуемой поверхности.

Для изменения интенсивности одиночного спекла по всему его полю, необходимо, чтобы ширина вторичных интерференционных полос была больше его поперечных размеров, то есть:

$$d > H, \quad (4)$$

Такие условия достигаются выбором оптической схемы при регистрации субъективных спекл-картин с наложенной опорной волной.

Для исследования быстропротекающих процессов, которые могут быть определены по поведению интенсивности одиночного спекла, необходимо использовать быстродействующие фотодетекторы. Тогда необходимо выполнение дополнительного условия – размер чувствительного элемента быстродействующего фотодетектора должен быть меньше или равен размеру одиночного спекла, то есть:

$$h < H, \quad (5)$$

где h – максимальное значение из размеров чувствительного элемента фотодетектора.

4. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ

Рассмотрим распределение интенсивности в одиночном спекле при выполнении условия (5). Используя комплексную форму записи для вектора электрической напряженности электромагнитного поля, запишем значение векторов электрической напряженности на фотодетекторе для волны образующей спекл и опорной:

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_0 e^{i(kx_1 - \omega t + \varphi)}, \quad (6)$$

$$\vec{E}_2 = \vec{E}_0 e^{i(kx_2 - \omega t + \varphi)}, \quad (7)$$

где $\vec{E}_0$ – вектор амплитуды электрической напряженности электромагнитного поля; $k=2\pi/\lambda$ – волновое число; ω – круговая частота лазерного излучения; φ – начальная фаза, которую будем считать одинаковой для обеих волн; x_1 – расстояние опорной волны от лазера до быстродействующего

фотодетектор; x_2 – расстояние от лазера до объекта и от объекта до быстродействующего фотодетектора.

Расстояние от лазера до объекта и от объекта до быстродействующего фотодетектора запишем в следующем виде:

$$x_2 = r_0 + r \pm 2\Delta r, \quad (8)$$

где r_0 – расстояние от лазера до исследуемой поверхности; r – расстояние от объекта до быстродействующего фотодетектора.

Так как фотодетектор фиксирует интенсивность, то распределение интенсивности в интерференционной картине одиночного спекла (запишем) запишется в следующем виде:

$$I(\alpha, t) = |E_1^* + E_2^*|^2 (E_1 + E_2)^2 \sim 2E_0^2 (1 + \cos[k\alpha(x_2 - r_0 \pm 2\Delta r)]), \quad (9)$$

где верхний индекс (+) означает, что векторное значение электрической напряженности электромагнитного поля является транспонированным и комплексно сопряженным.

Как следует из выражения (9) и как отмечалось выше, интенсивность одиночного спекла меняется от минимального до максимального значения при изменении значения фазы спекла на $\pm\pi(2n+1)$, (где $n=0,1,2,\dots$), которая связана динамикой поверхности, то есть с изменением Δr во времени.

Изменение интенсивности одиночного спекла на входе фотодетектора преобразуется в изменение выходного напряжения фотодетектора, которое, исходя из выражения (9), можно записать в следующем виде:

$$u(t) = A + B \cos[\varphi(0) - \varphi(t)], \quad (10)$$

где $u(t)$ – выходное напряжение на фотодетекторе; A – постоянная составляющая напряжения смещения на выходе электрической схемы, которая связана с усредненным значением изменения интенсивности одиночного спекла; B – амплитуда полезного выходного напряжения, которая определяется параметрами оптоэлектронной схемы, $\varphi(0) = k(x_1 - r_0 - r)$ – начальное значение разности фаз между опорным излучением и рассеянным лазерным излучением, образующим спекл структуру, которое может меняться в зависимости от начальных условий и остается постоянным в процессе измерений; $\varphi(t) = \pm 2k\Delta r$ – изменение фазы в одиночном спекле, связанное с изменением оптического пути при динамических смещениях исследуемой поверхности.

Из анализа формулы (10) очевидно, что изменение выходного напряжения фотодетектора зависит от изменения фазы $\varphi(t)$, характеризующей

динамику спекла связанную с перемещением исследуемой поверхности. Так как интенсивность спекла меняется от минимального до максимального или наоборот, то соответственно и выходное напряжение с фотодетектора меняется от минимального значения – $u(t)_{min}$ до максимального значения – $u(t)_{max}$ или наоборот.

Из анализа выражений (9) и (10) следует, что изменение выходного напряжения от минимального до максимального соответствует смещению исследуемой поверхности на величину равную $\lambda/4$.

Результаты теоретических исследований поведения выходного напряжения $u(t)$ при гармонических колебаниях исследуемой поверхности представлены на рисунке 1.

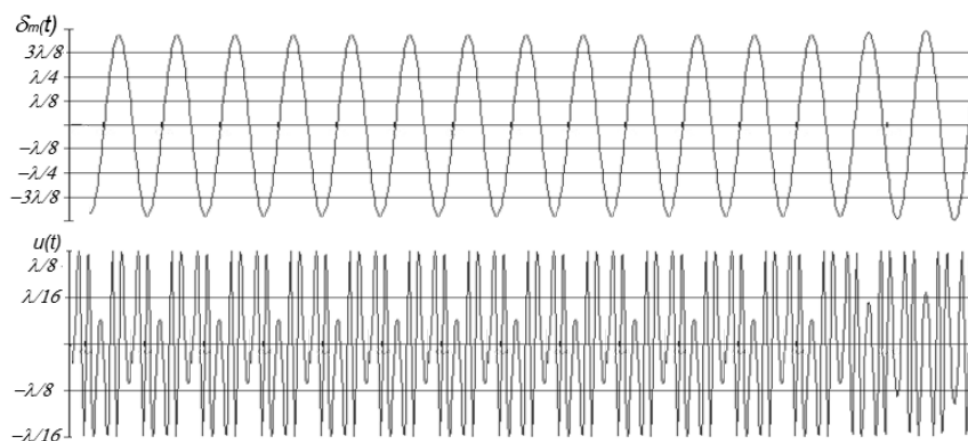


Рис. 1. Результаты теоретических исследований поведения выходного напряжения $u(t)$ при гармонических колебаниях исследуемой поверхности

На рисунке 2 представлены результаты экспериментального исследования колебаний исследуемой поверхности по анализу поведения интенсивности одиночного спекла при частоте колебания 50 Гц и 100 Гц.

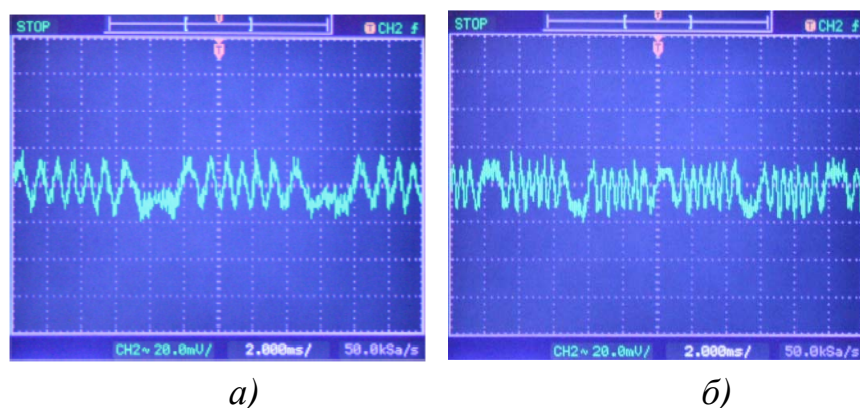


Рис. 2. Экспериментальное поведение выходного напряжения $u(t)$ быстродействующего фотодиода при колебании исследуемой поверхности с частотой: а) 50 Гц; б) 100 Гц

Как видно из представленных экспериментальных результатов на рисунке 2 фотографий осциллограмм, они полностью подтверждают теоретические расчеты, представленные на рисунке 1.

4. ВЫВОДЫ

Проведенные теоретические и экспериментальные исследования показали, что предложенный способ позволяет производить измерения параметров колебаний (частота, амплитуда) диффузно отражающей поверхности на основе регистрации изменения интенсивности одиночного спекла.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. М.Франсон, Оптика спеклов. // М.: Мир, 1980, 85с.
2. И.С. Клименко, Голография сфокусированного изображения и спекл-интерферометрия. // М.: Наука, 1985, 113с.
3. М.Н Осипов, Ю.Д Щеглов, Оптоэлектронный спекл-интерферометр для определения полей перемещений. // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского, № 4. Часть 4.: Изд-во ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 2011. 1672-1675с.
4. Н.Г. Власов, В.М. Гинзбург, А.Е. Штанько, Способ интерференционных измерений в диффузно. // Авторское свидетельство №554467, G 01B 9/021.
5. М.Н Осипов, М.Ю Шапошников. Применение кольцевой апертурной диафрагмы в спекл-интерферометрии. // Компьютерная оптика, Самара – Москва, ИСОИ РАН, 2002, 24, 110-113с.
6. М.Н Осипов, М.А Попов, Измерения малых динамических смещений интерферометром Майкельсона со сферическими волновыми фронтами. // Компьютерная оптика, Самара – Москва, ИСОИ РАН, т.31, №4, 2007, 55-57с.
7. М.Н. Осипов, М.А. Попов, Т.А. Попова, Поведение выходного сигнала в системе измерения на основе оптоэлектронного интерферометра Майкельсона. // Ползуновский вестник. – 2011. - № 3/1. – С. 38-41
8. М.Н. Осипов, И.Н. Фалилеев, А.Н. Чекменев, Ю.Д. Щеглов, Применение спекл-интерферометрии для регистрации акустического сигнала. // Ползуновский вестник. – 2012 № 3/2 – с. 87-92.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ ФОРМИРОВАНИЯ ПОПЕРЕЧНЫХ СТРУКТУР ОПТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ШИРОКОАПЕРТУРНЫХ ЛАЗЕРАХ

А.В. Пахомов, А.А. Кренц, Д.А. Анчиков

Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королева (национальный исследовательский университет)

(443086, г. Самара, Московское шоссе, 34)

Самарский филиал Физического института им. П.Н.Лебедева РАН

(443011, г. Самара, ул. Ново-Садовая, 221)

e-mail: pahomov_91@mail.ru

АННОТАЦИЯ

Данная работа посвящена изучению процессов формирования структур оптического поля в поперечном сечении световой волны, распространяющейся в широкоапертурном лазере с отстройкой частоты генерации. С помощью модели Максвелла-Блоха был выполнен анализ устойчивости пространственно-однородных режимов генерации. В результате сопоставления результатов этого анализа с данными, полученными в ходе проведения численного моделирования пространственно-временной динамики, были выделены характерные режимы генерации для разных типов проявляющихся неустойчивостей.

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование динамики лазерного излучения, обусловленной взаимодействием поперечных мод, в последние годы становится актуальным в связи с возможностью формирования сложных поперечных структур. При увеличении апертуры в динамику вовлекаются моды всё более высоких порядков, нелинейное взаимодействие которых приводит к сложной пространственно-временной динамике. Именно поэтому наибольший интерес для изучения представляют широкоапертурные лазерные системы, которые работают на одной продольной моде и на большом количестве поперечных мод.

Подобные лазеры примечательны тем, что именно в них наблюдаются различные диссипативные оптические структуры в поперечном сечении

выходящего пучка, такие как оптические вихри и турбулентность [1, 2]. Формирование подобных структур в некоторых случаях может быть нежелательным. Это наблюдается, например, в оптических системах, которые очень чувствительны к качеству лазерного пучка. В таком случае к лазерному излучению предъявляется требование пространственной однородности излучения. С другой стороны, возможность спонтанного образования регулярных оптических структур представляет несомненный интерес для их использования в таких областях, как оптическая передача информации, оптическая манипуляция микро- и наночастицами, управление характеристиками лазерного излучения. Вследствие подобных различий в требованиях к свойствам лазерного пучка, встает проблема классификации возможных режимов генерации широкоапертурных лазеров и управления процессами возникновения структур оптического поля. В данной работе ставилась задача изучения механизмов, ответственных за распад пространственно-однородных режимов генерации и спонтанное формирование поперечных оптических структур, а также определения характерных размеров получаемых структур.

В качестве математической модели широкоапертурного лазера использовалась полуклассическая система уравнений Максвелла-Блоха, которая описывает динамику оптического поля во времени в поперечном сечении выходного пучка с учетом отстройки частоты генерации от центра линии усиления для лазера бегущей волны, работающего на одной продольной моде плоскопараллельного резонатора:

$$\begin{cases} \frac{\partial E}{\partial t} = ia\Delta_{\perp} E + \sigma(P - E), \\ \frac{\partial P}{\partial t} = -(1 + i\delta)P + DE, \\ \frac{\partial D}{\partial t} = -\gamma \left[D - r + \frac{1}{2}(E^*P + EP^*) \right], \end{cases} \quad (1)$$

где E, P, D - безразмерные огибающие электрического поля, поляризации и инверсии населённости соответственно; $\gamma = \gamma_{\parallel} / \gamma_{\perp}$ и $\sigma = k / \gamma_{\perp}$, где $\gamma_{\perp}$, $\gamma_{\parallel}$ и k - скорости релаксации поляризуемости, инверсии населённости и электрического поля соответственно; $\delta = (\omega_{21} - \omega) / \gamma_{\perp}$ - расстройка между центром линии усиления и частотой генерации, обезразмеренная на ширину линии; $a = c^2 / (2\omega\gamma_{\perp}d^2)$ - дифракционный параметр, где d - ширина апертуры; r - накачка, нормированная на пороговое значение [3].

2. АНАЛИЗ УСТОЙЧИВОСТИ

В системе (1) выше порога генерации при отрицательном знаке отстройки устанавливается пространственно-однородное решение [4]:

$$\begin{aligned}\bar{D} &= 1 + \left(\frac{\delta}{\sigma + 1} \right)^2; \\ \bar{E} &= (r - \bar{D})^{0.5} \cdot e^{-i\Omega t}; \\ \bar{P} &= \frac{(\sigma - i\Omega) \cdot \bar{E}}{\sigma}; \\ \Omega &= \frac{\delta\sigma}{\sigma + 1}.\end{aligned}\tag{2}$$

В результате анализа устойчивости решения (2) было показано, что для него характерны 2 типа неустойчивостей - волновая и неустойчивость Хопфа. Последний случай представляет особый интерес, так как при этом появляется возможность установления однородной генерации. При этом исследование динамики сводится к анализу устойчивости образующегося предельного цикла соответствующей точечной системы относительно пространственно-неоднородных возмущений.

Рассмотрим структуру данного предельного цикла. Для этого удобно перейти от исходных переменных в системе (1) к квадратичным переменным:

$$I = E \cdot E^* = |E|^2; \quad U = P \cdot P^* = |P|^2; \quad D; \quad V = \frac{1}{2}(EP^* + PE^*); \quad W = \frac{1}{2}i(E^*P - P^*E),$$

после чего получим следующую систему:

$$\begin{cases} \frac{dI}{dt} = 2\sigma(V - I), \\ \frac{dU}{dt} = 2(DV - U), \\ \frac{dV}{dt} = DI + \sigma U - (\sigma + 1)V - \delta W, \\ \frac{dW}{dt} = \delta V - (\sigma + 1)W, \\ \frac{dD}{dt} = -\gamma(D - r + V). \end{cases}\tag{3}$$

Данная система имеет устойчивый предельный цикл, которому в модели (1) отвечает генерация пространственно-однородного излучения. На рисунке 1 представлена бифуркационная диаграмма для системы (3) при фиксированных значениях параметров $\sigma=2$, $\gamma=0.1$, $r=30$ и различных значениях параметра δ .

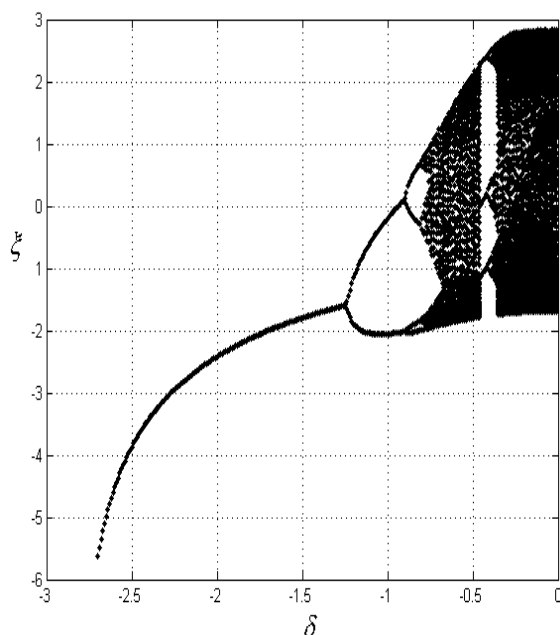


Рис. 1. Бифуркационная диаграмма
при $\sigma=2$, $\gamma=0.1$, $r=30$

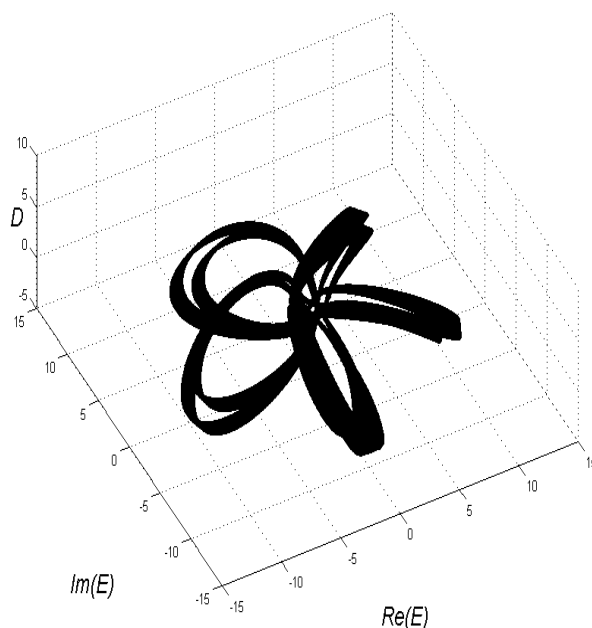


Рис. 2. Аттрактор модели (1)
при $\sigma=2$, $\gamma=0.1$, $\delta=-1$, $r=30$

Однако, как было показано, данный предельный цикл в системе (1) имеет непериодическую структуру и представляет собой либо хаотический аттрактор, либо устойчивый двумерный тор (см. пример на рисунке 2), вследствие чего стандартная процедура анализа его устойчивости методом Флоке [5] оказывается неприменимой. В связи с этим было предложено обобщение данного метода, которое основано на исследовании эволюции малого возмущения, соответствующего определенной моде, с проведением процедуры ортогонализации по достаточно длинной реализации аттрактора.

С помощью данного подхода для аттрактора были построены диаграммы зависимости показателей Флоке от волнового числа возмущения. При этом отсутствие положительных показателей должно было указывать на установление в модели режима однородной генерации, а наличие положительных максимумов — на образование неоднородных оптических структур, характерные размеры которых должны соответствовать волновому числу моды, дающей максимум на диаграмме.

3. ОБРАЗОВАНИЕ ПОПЕРЕЧНЫХ СТРУКТУР

На рисунке 3 приведена диаграмма показателей Флоке для значений параметров $\sigma=2$, $\gamma=0.1$, $r=30$, $\delta=-2$, при которых показатели отрицательны при всех значениях волнового числа возмущения.

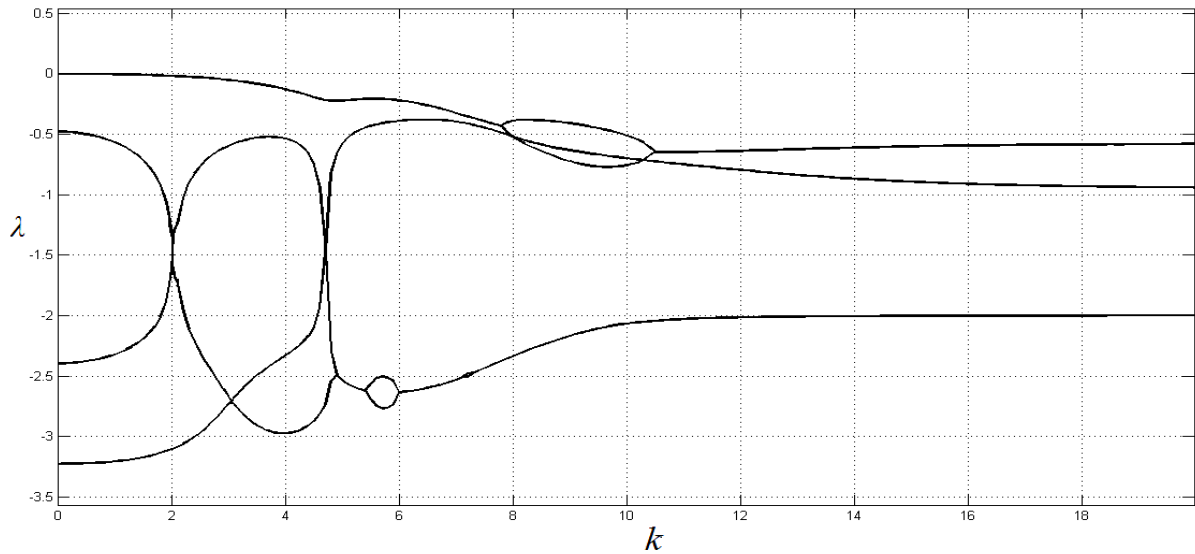


Рис.3. Диаграмма зависимости показателей Флоке λ от волнового числа возмущения k при значениях параметров $\sigma=2$, $\gamma=0.1$, $r=30$, $\delta=-2$

Непосредственное численное моделирование системы (1) показало, что в этом случае в системе действительно устанавливается режим генерации пространственно-однородного излучения. При этом характер временной зависимости интенсивности излучения на выходе лазера определяется по структуре аттрактора точечной системы (3). В данном случае наблюдался периодический режим генерации, что согласуется с бифуркационной диаграммой, представленной на рисунке 1. Ниже на рисунках 4-5 приведены временная зависимость интенсивности излучения и распределение интенсивности в установившемся режиме генерации.

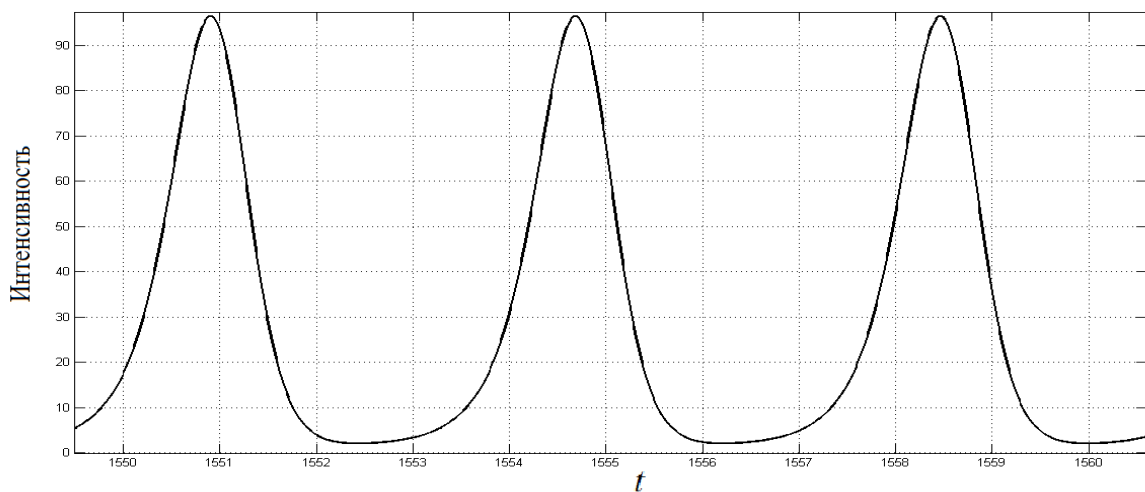


Рис. 4. Временная зависимость интенсивности излучения на выходе лазера при $\sigma=2$, $\gamma=0.1$, $r=30$, $\delta=-2$

В случае же наличия положительных показателей Флоке реализуется один из двух возможных режимов генерации, сопровождающихся появлением неоднородных оптических структур: формирование спиральных волн или структур типа модулированной стоячей волны. Так, на рисунках 6-8 показаны максимум диаграммы показателей Флоке, распределение интенсивности и дальнейшее поле для значений параметров $\sigma=2$, $\gamma=0.1$, $r=30$, $\delta=-0.4$, при которых образуются спиральные волны.

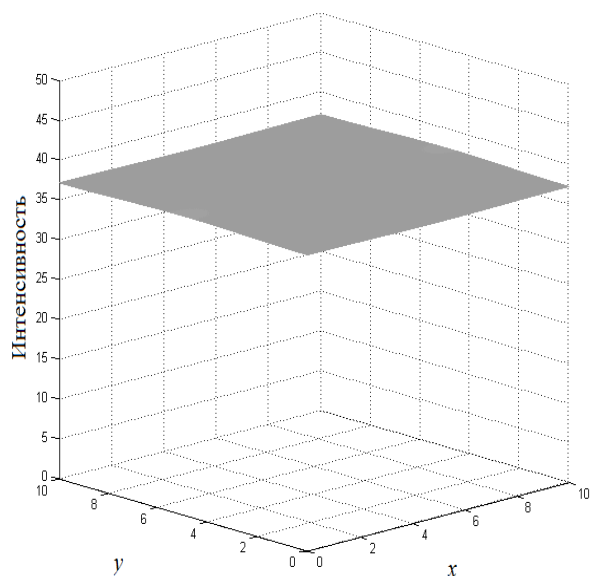


Рис. 5. Распределение интенсивности при $\sigma=2$, $\gamma=0.1$, $r=30$, $\delta=-2$

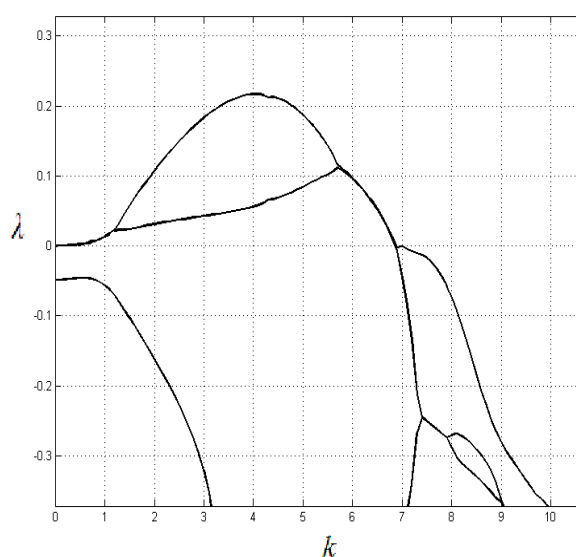


Рис. 6. Положительные показатели Флоке при $\sigma=2$, $\gamma=0.1$, $r=30$, $\delta=-0.4$

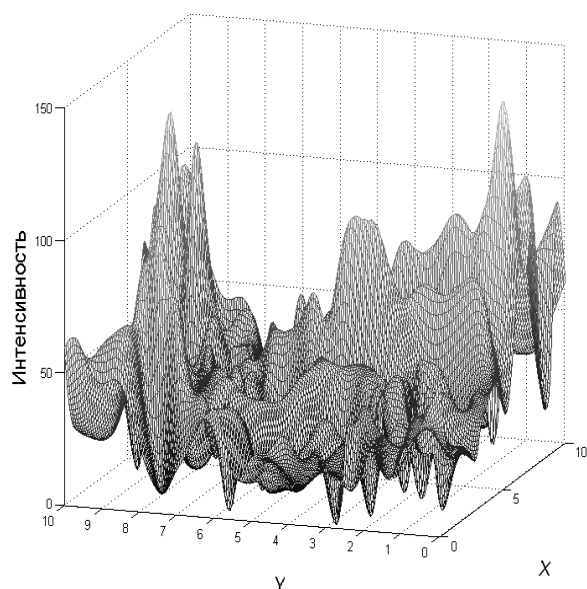


Рис. 7. Распределение интенсивности при $\sigma=2$, $\gamma=0.1$, $r=30$, $\delta=-0.4$

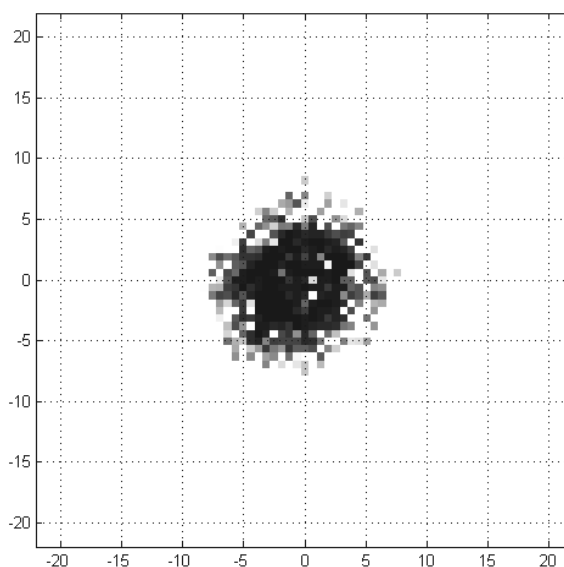


Рис. 8. Спектр оптического поля при $\sigma=2$, $\gamma=0.1$, $r=30$, $\delta=-0.4$

Было также установлено, что характерные пространственные размеры получаемых структур удовлетворительно согласуются с размерами, соответствующими критической моде, что иллюстрируют рисунки 6 и 8.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе показано, что формирование поперечных структур в модели широкоапертурного лазера, описываемой системой уравнений Максвелла-Блоха, возможно при неустойчивости как однородного стационарного режима, так и циклического режима однородной генерации по отношению к малым возмущениям. Рассмотрен вопрос о том, какие структуры могут наблюдаться в каждом из случаев. Получено соответствие между предсказанными пространственными размерами структур и полученными при численном моделировании, что позволяет рассчитывать на возможность применения проведенного анализа для практических задач управления характеристиками лазерного излучения.

Работа частично поддержана Минобрнауки РФ, государственное задание на выполнение работ на 2012-2014 годы, шифр 2.560.2011 и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 гг., ГК № 14.740.11.0999, 14.740.11.1140, соглашения 14.B37.21.0767, №14.132.21.1423, 14.132.21.1440 и грантами РФФИ 13-01-97001 р_поволжье_а, 13-01-97005 р_поволжье_а, 12-01-31229 мол__а и НИР № ГР 01201156352.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Y. Chen, Y. Lan, Spontaneous pattern formation in a microchip laser excited by a doughnut pump profile. // Appl. Phys. B, 2002, v. 75, p. 453-456.
2. E. Cabrera, O.G. Calderon, S. Melle, J.M. Guerra, Development of spatial turbulence from boundary-controlled patterns in class-B lasers. // Phys. Rev. A, 2006, v. 73, 053820.
3. Я. Ханин, Основы динамики лазеров. // М.: Наука, 1996, 368 с.
4. P.K. Jacobsen, J.V. Moloney, A.C. Newell, Space-time dynamics of wide-gain-section lasers. // Phys. Rev. A, 1992, v. 45, № 11, p. 8129-8137.
5. B. Pena, M. Bestehorn, Two-dimensional wave patterns near a Hopf-Wave interaction in a chemical model. // Eur. Phys. J. Special Topics, 2007, v. 146, p. 301-311.

СИНТЕЗ МАТРИЧНОЙ МОДЕЛИ АМПЛИТУДНОГО ОПТОВОЛОКОННОГО ДАТЧИКА ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН

Е.В. Бурнаевская, А.А. Лупцов, В.Н. Гришанов

*Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования*

*«Самарский государственный аэрокосмический университет имени ака-
демика С.П. Королёва (национальный исследовательский университет)»*

e-mail: burn_kat@mail.ru, tohaspice@mail.ru

АННОТАЦИЯ

Синтезирована матричная модель, описывающая зависимость выходного сигнала амплитудного оптоволоконного датчика рефлектометрического типа от расстояния между свободными торцами оптоволокон и поверхностью исследуемого объекта. Исходными параметрами модели являются распределения плотности мощности в поперечном сечении зондирующего пучка, оптических свойства поверхности объекта и неравномерности чувствительности по полю зрения приёмного оптоволокон, заданные в форме матриц.

1. ВВЕДЕНИЕ

Ранее [1] авторами была разработана математическая модель амплитудного оптоволоконного датчика перемещений рефлектометрического типа. Она позволяла посредством аналитических выражений рассчитывать передаточную характеристику датчика $\eta(x)$ - зависимость отношения мощности излучения в приёмном оптоволоконе P_n к мощности излучения P_o в осветителе от расстояния x между свободными торцами оптоволокон и отражающим объектом, оптически связывающим осветительное и приёмное оптоволокон. Модель качественно и количественно верно описывала известные особенности передаточной характеристики подобных датчиков, но справедливость количественных оценок значений передаточной характеристики ограничивались лишь равномерным распределением плотности мощности в зондирующем пучке и простейшими оптическими свойствами поверхности объекта контроля.

В настоящей работе предлагается матричная модель оптоволоконного датчика, которая позволяет задавать как исходное распределение плотности мощности в поперечном сечении зондирующего пучка, так и распределение рассеивающих свойств объекта контроля в форме матриц, т.е. практически любыми. При необходимости в форме матрицы может быть задано и распределение чувствительности по полю зрения приёмного оптоволоконна, если оно сильно отличается от равномерного. Размеры матриц обуславливаются требуемой погрешностью количественных оценок значений передаточной характеристики и затратами компьютерного времени на сами расчёты. Элементы матриц формируются либо расчётным путём, либо являются результатами экспериментов. Модель функционирует в программном пакете Mathcad. Результаты моделирования $\eta(x)$ выводятся в форме графиков и таблиц.

2. СИНТЕЗ МАТРИЧНОЙ МОДЕЛИ

Усложнение простейшей математической модели состоит в ведении трёх матриц. Первая из них описывает распределение плотности мощности в поперечном сечении зондирующего пучка, вторая - распределение чувствительности по полю зрения приёмного оптоволоконна и третья - свойства поверхности объекта, причём все матрицы предполагаются квадратными с одинаковым количеством элементов. Число строк (столбцов) матрицы N задаётся из физических соображений и требуемой точности расчётов. Принятые предположения не сильно ограничивают общность предлагаемой модели, т.к. варьирование значениями элементов матриц позволяет моделировать не только различные классы распределений, но и пространственную геометрию полей.

В результате поперечное сечение зондирующего пучка, поле зрения приёмного волокна и свойства рассеивающей поверхности разбиваются на N^2 пикселей, имеющих форму квадрата. По мере роста расстояния между торцами оптоволокон и рассеивающей поверхностью размеры пикселей в плоскости, совпадающей с рассеивающей поверхностью, будут увеличиваться. При расстоянии $x = x_0$ поперечное сечение зондирующего пучка и поле зрения зондирующего оптоволоконна соприкоснутся, т.е. x_0 даёт длину зоны нечувствительности, а при $x > x_0$ – начнут перекрываться.

На рис. 1 проиллюстрирована ситуация, когда $N = 3$. На расстоянии x_0 поля зрения зондирующего и приёмного оптоволокон лишь соприкасают-

ся, а на расстоянии x_1 от торцов до рассеивающей поверхности происходит перекрытие на один пиксель. Размер пикселя при перекрытии на один пиксель принимает значение Δz_1 .

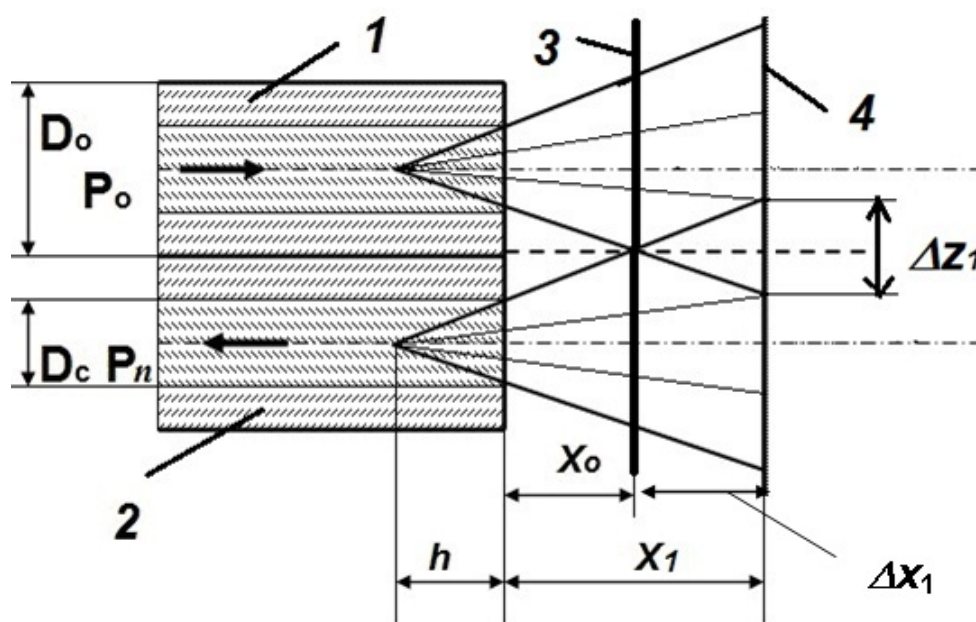


Рис. 1. Оптическая схема оптоволоконного датчика для двух положений объекта: 1 – передающее оптоволокно; 2 – приемное оптоволокно; 3 – положение объекта, соответствующее соприкосновению полей зрения; 4 – положение объекта, соответствующее перекрытию полей зрения в одну строку пикселей; D_c – диаметр сердцевины оптоволокна; D_o – диаметр оболочки оптоволокна; P_o – мощность излучения на выходе осветительного оптоволокна; P_n – мощность излучения в приемном оптоволокне; x_o – расстояние от торцов оптоволокон до поверхности объекта, соответствующее соприкосновению их полей зрения; x_1 – расстояние от торцов оптоволокон до поверхности объекта, соответствующее перекрытию полей зрения на один пиксель; Δx_1 – смещение объекта, соответствующее перекрытию в один пиксель

Три положения полей зрения с перпендикулярного оптическим осям оптоволокон направления представлены на рис. 2. На нём продемонстрировано последовательное увеличение размеров пикселя по мере удаления рассеивающей поверхности от торцов оптоволокон с дискретом в одну строку пикселей.

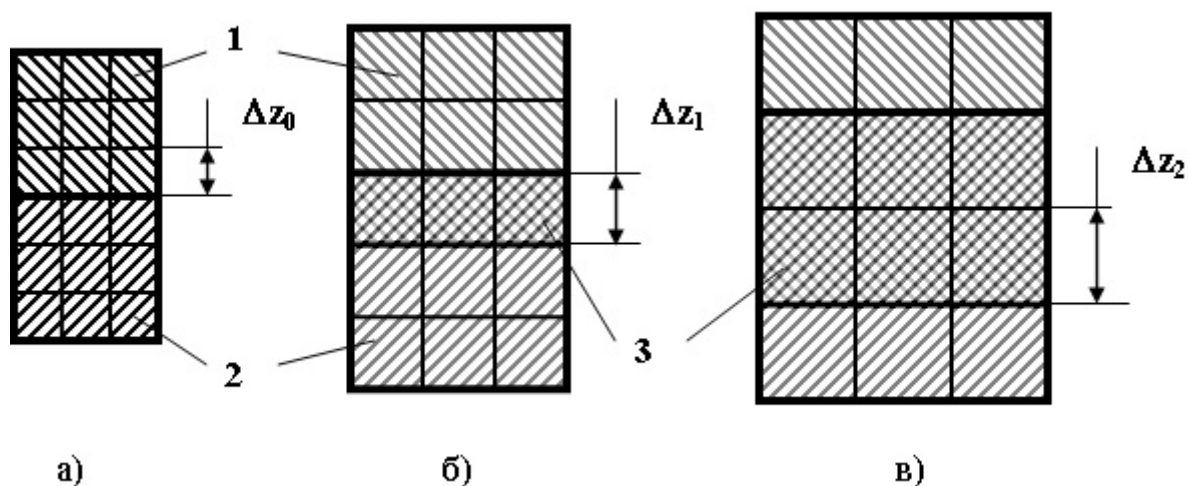


Рис. 2. Перекрывание полей зрения зондирующего и приёмного оптоволокон с дискретом в 1 пиксел: а) $x = x_0$; б) $x = x_1$; в) $x = x_2$; 1 – пиксели поперечного сечения зондирующего пучка; 2 – пиксели поля зрения приёмного оптоволокон; 3 – перекрывающиеся пиксели

Математическая сторона матричной модели заключается в построении трёх взаимно связанных векторов: вектора значений $X = \{x_1, x_2, \dots\}$, вектора $\Delta z = \{\Delta z_1, \Delta z_2, \dots\}$ и вектора сумм значений поэлементных произведений элементов матриц перекрывающихся пикселей Π , возможно, с учётом изменения свойств рассеивающей поверхности во вновь захватываемых её областях. В принципе, в программе расчёта значений вектора сумм можно предусмотреть на каждом шаге не только перерасчёт элементов матрицы, описывающей свойства рассеивающей поверхности, но и перерасчёт элементов матрицы, описывающей распределение плотности мощности в поперечном сечении зондирующего пучка, например, для учёта его спекл-структуры.

Вектора сумм значений поэлементных произведений элементов матриц перекрывающихся пикселей Π рассчитывается в каком-либо программном пакете. Выражения для построения векторов X и Δz получаются из геометрических соображений, представленных на рис. 1:

$$x_i = \{(i \cdot D_c) / [2 \cdot N \cdot \operatorname{tg} \arcsin(NA) + x_0]\} \cdot [N / (N - i)]; \quad (1)$$

$$\Delta z_i = 2R(x_i) / N, \quad (2)$$

где $i = 1, 2, \dots (N - 1)$; NA – числовая апертура оптоволоконного датчика; D_c – диаметр сердцевины оптоволоконного датчика; $R(x_i)$ – радиус основания конуса поля зрения оптоволоконного датчика на расстоянии x_i от его выходного торца (рис. 1):

$$R(x_i) = (D_c / 2) + x_i \cdot \operatorname{tg} \arcsin(NA) . \quad (3)$$

Протяжённость зоны нечувствительности определяется выражением:

$$x_0 = (D_0 - D_c) / [2 \cdot \operatorname{tg} \arcsin(NA)] , \quad (4)$$

где D_0 – диаметр оболочки оптоволоконного датчика.

Формально модель корректно работает до значения $i = (N - 1)$, т.е. до значений, когда неперекрытыми остаются верхняя строка пикселей сечения зондирующего пучка и нижняя строка пикселей поля зрения приёмного оптоволоконного датчика (рис. 2, в). Обычно расчёта зависимости $\eta(x)$ до расстояний неполного перекрытия полей бывает достаточно, чтобы получить представление о передаточной характеристике чувствительного элемента оптоволоконного датчика.

Если возникает необходимость рассмотреть поведение передаточной характеристики при больших расстояниях до рассеивающего объекта, т.е. в случае практически полного перекрытия, то её можно получить путём экстраполяции зависимостей, полученных по $(N - 1)$ точкам или применив ещё какой-либо математический приём. Более того, на корректность выражения (1) указывает то, что оно обращается в бесконечность при подстановке в него $i = N$, т.к. $i = N$ физически интерпретируется как полное совпадение полей зрения зондирующего и приёмного оптоволоконных датчиков, что достижимо лишь при бесконечно большом расстоянии до объекта.

3. ПРОВЕРКА АДЕКВАТНОСТИ МАТРИЧНОЙ МОДЕЛИ

Для проверки адекватности матричной модели было проведено её сравнение с аналитической моделью, разработанной ранее, в ходе вычислительного эксперимента. Расчёты проводились для оптоволоконного датчика с параметрами: $D_0 = 800$ мкм, $D_c = 400$ мкм, NA = 0,2. Распределение плотности мощности в сечении зондирующего пучка было принято равномерным, а поверхность зондируемого объекта – плоской и ламбертовской. С целью выяснения влияния размера матриц на точность вычисленных значений передаточной функции $\eta(x)$ матричная модель прогонялась при $N = 128$, $N = 265$ и $N = 512$.

При графическом представлении результатов (рис. 3) уже при $N = 128$ различия в поведении $\eta(x)$ по матричной и аналитической моделям незаметны. Различия проявляются лишь в третьем – четвёртом знаке, что для инженерных оценок параметров датчиков не существенно, причём прослеживается сходимость матричной модели к аналитической с ростом N .

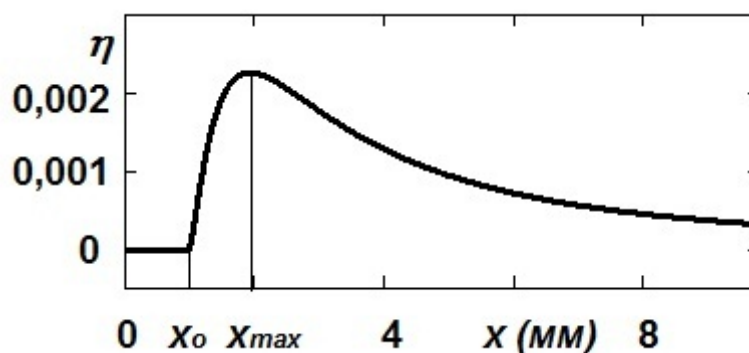


Рис. 3. Передаточная характеристика амплитудного оптоволоконного датчика рефлектометрического типа: x_0 – протяжённость зоны нечувствительности; x_{max} – расстояние, соответствующее максимуму передаточной характеристики

Характерными особенностями передаточной характеристики являются: её немонотонный характер; наличие зоны нечувствительности длиной x_0 , когда поля зрения осветительного и приёмного волокон не пересекаются; область быстрого и почти линейного нарастания значений передаточной характеристики от x_0 до x_{max} , обусловленной превалированием роста площади перекрытия полей зрения оптоволокон, и область практически квадратичного спада $\eta(x)$ для $x > x_{max}$. Качественно вид передаточной характеристики, полученный по предложенным моделям, совпадает с кривыми, приведёнными в литературных источниках [2 - 4], т.е. введённые упрощения не привели к искажению описания физики процессов, лежащих в основе функционирования датчика.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана матричная модель амплитудного оптоволоконного датчика рефлектометрического типа, которая, с одной стороны, воспроизводит все качественные особенности поведения выходного сигнала датчика, а, с другой стороны, позволяет получать количественные оценки основных па-

раметров датчика, в частности, максимального коэффициента использования потока излучения от параметров используемых оптоволокон, источника излучения, оптических и геометрических свойств исследуемого объекта.

Работа выполнена при поддержке Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (2009-2013 гг.).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гришанова Е.В. *Синтез математической модели амплитудного оптоволоконного датчика перемещений рефлектометрического типа*. – Сб. конкурсных докладов IX Всероссийского молодежного самарского конкурса-конференции научных работ по оптике и лазерной физике (Самара, 9–13 ноября 2011 г.). М.: ФИ РАН, 2011. – С. 180 – 186.
2. Hohenberg R. *The sensing shaft position without contact*. // «SAE Prepr.» – 1976. - № 15096. – p. 1 - 7.
3. Зак Е.А. Волоконно-оптические преобразователи с внешней модуляцией. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 128 с.
4. Даниэлян Г.Л., Бажанов Ю.В., Савосин С.В., Марков С.Н. *Разработка широкодиапазонного сенсора – мини спектрометра с волоконным вводом – для спектрального анализа биологических структур и жидкостей*. // Оптический журнал. - 2007. - Т. 74. - № 12. - С. 55 - 61.

РЕКОМБИНАЦИЯ ОЗОНА В СМЕСИ O/O₂/O₃

А.П. Торбин^{1,2}, А.А. Першин², В.Н. Азязов^{1,2}

¹Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН
(443011, г. Самара, ул. Ново-Садовая, 221)

²Самарский государственный аэрокосмический университет
(443086, г. Самара, Московское шоссе, 34)
e-mail: torbinalex@gmail.com

АННОТАЦИЯ

В работе представлены лабораторные исследования физико-химических процессов в атмосфере с участием молекул синглетного кислорода O₂(*a*¹Δ), атомов кислорода и молекул озона. Атомы кислорода и молекулы O₂(*a*¹Δ) нарабатывались с помощью лазерного УФ фотолиза. Изучение процесса тушения O₂(*a*¹Δ) осуществлялось с помощью лазерного фотолиза на 1268 нм. Временные профили концентрации атомарного кислорода наблюдались на хемилюминесцентной реакции O+NO. Для измерения концентрации O₃ использовалась абсорбционная спектроскопия с высокой временной разрешающей способностью. Было обнаружено, что колебательно-возбужденные молекулы озона, образованные в результате рекомбинации, активно взаимодействуют с молекулами O₂(*a*¹Δ) и атомами кислорода O.

1. ВВЕДЕНИЕ

Необходимость в расширении знаний о физике и химии атмосферы [1], лазеров [2], плазмы [3] и горения [4] оправдывает изучение химических и энергообменных процессов с участием активных форм кислорода. Излучение неравновесно-заселенных состояний молекул O₂ и O₃ вносит существенный вклад в общий баланс свечения атмосферы. Активные молекулы O₂ и O₃ оказывают существенное влияние на атмосферную химию [1] и являются ключевыми компонентами кинетики химических и энергообменных процессов в кислородосодержащей плазме [2, 3].

Одним из наиболее важных процессов в атмосфере является регенерация озона в процессе рекомбинации (1) (Рис. 1). Результаты многих иссле-

дований [5, 6] указывают на то, что в процессе (1) формируется колебательно-возбужденная молекула $O_3(v)$. Часть молекул $O_3(v)$ стабилизируется благодаря процессам (3), (4b) и (6). Взаимодействие колебательно возбужденного озона с атомами кислорода имеет два канала продуктов реакции: релаксационный (4b) и химический (4a). По оценкам Веста и др. [7] около 30 % от общей скорости потери $O_3(v)$ может относиться к реакционному каналу (4a). В условиях верхних слоев атмосферы излучательный процесс (6) вносит значительный вклад в общую скорость колебательной релаксации $O_3(v)$.

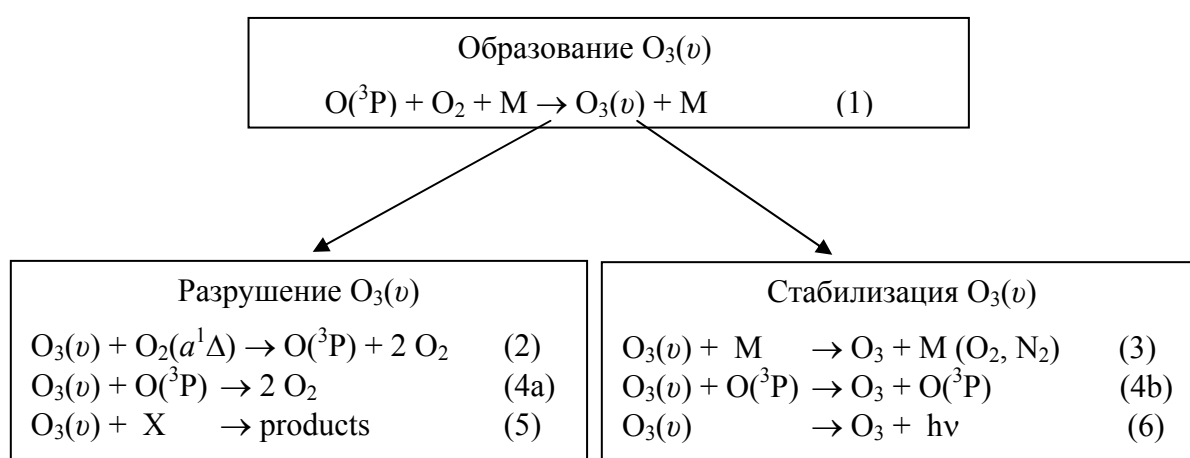
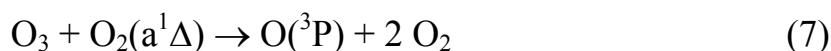


Рис. 1. Образование, разрушение и стабилизация колебательно возбужденного озона в атмосфере

Другая часть $O_3(v)$ разрушается в процессах (2), (4a) и (5). Несмотря на то, что константа скорости тушения $O_2(a^1\Delta)$ термализованной молекулой O_3



мала, Кьюрило и др. [8] обнаружили, что для O_3 , обладающего одним квантом колебательной энергии, она будет выше на коэффициент 38 ± 20 . Ролинс и др. [5] предположили, что константа скорости тушения $O_2(^1\Delta)$ на озоне, возбужденном до двух или более квантов продольных мод, может находиться в пределах 10^{-11} - 10^{-10} $\text{см}^3 \text{с}^{-1}$. Вклад канала (4a) в разрушение $O_3(v)$ значителен в верхних слоях атмосферы, где концентрация атомов кислорода высокая. Более того, потери $O_3(v)$ могут происходить в реакциях с участием других активных соединений X (процесс (5)), таких как NO, NO₂,

ОН и др. На сегодняшний день имеется очень скудная информация о кинетике процессов (2), (4а) и (5).

Процессы (2), (4а) и (5) приводят к снижению скорости формирования озона и увеличению скорости потерь молекул $O_2(a^1\Delta)$ и атомов О в системах $O/O_2/O_3$. Расчет концентрационных профилей О, O_3 и $O_2(a^1\Delta)$ в атмосферных условиях следует проводить с учетом процессов с участием активных форм кислорода. В атмосферной химии процессы, включающих в себя соединения О, O_3 и $O_2(a^1\Delta)$, являются одними из определяющих. Значения констант скоростей этих процессов должны быть определены с высокой точностью.

В данной работе представлены экспериментальные данные, указывающие на то, что активные соединения кислорода оказывают существенное влияние на химию озона в атмосфере Земли. Определены вклады процессов (2-6) на баланс $O_2(a^1\Delta)$ и O_3 в атмосфере.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И АНАЛИЗ

На рисунке 2 показаны примеры кривых спада флуоресценции $O_2(a^1\Delta)$ от времени, полученных с помощью лазерного фотолиза озона на длине волны 248 нм при давлении озона $P_{O_3}=1$ Торр, начальной температуре газа $T=300$ К и плотности энергии на один лазерный импульс $E=87$ мДж/см². Давление кислорода составляло $P_{O_2}=460$ Торр, за исключением рисунка 2 (А), где $P_{O_2}=0$ Торр. В данных условиях эксперимента интенсивность наблюдаемых излучений I отражала как спонтанную эмиссию $O_2(a^1\Delta) \rightarrow X^3\Sigma$, так и столкновительно-индуцированное излучение $O_2(a^1\Delta) + O_2(X^3\Sigma) \rightarrow O_2(X^3\Sigma, v=0) + O_2(X^3\Sigma) + h\nu$, с центром полосы на длине волны 1268 нм.

На рисунке 2 (С, D) показаны временные профили спада флуоресценции $O_2(a^1\Delta)$ при давлениях CO_2 и He в пределах 6,7-97 Торр и 64-234 Торр соответственно. Очевидно, что добавление CO_2 или He тормозит тушение $O_2(a^1\Delta)$. На рисунке 2 (В) показан спад $O_2(a^1\Delta)$ при давлении Ar в пределах 113-228 Торр. В отличие от CO_2 или He, добавление Ar не снижает скорость тушения $O_2(a^1\Delta)$. Эти результаты показывают, что CO_2 и He препятствуют образованию тушащих соединений или участвуют в их удалении, а Ar – нет.

Временные профили плотности озона в газовой смеси $O_2/O_3/CO_2/Ar$ при $E=90$ мДж/см², общем давлении газа $P_{общ} = 712$ Торр, $P_{O_2} = 235$ Торр, $T=300$ К и начальной плотности O_3 $N_{O_3}^0 = 3 \times 10^{16}$ см⁻³ представлены на рисунке 3. Давления $P_{общ}$ и P_{O_2} держались постоянными, а давления Ar и CO_2 варьировались в соответствии с выражением $P_{Ar} + P_{CO_2} = 477$ Торр. Около 70 % молекул O_3 фотодиссоциировало от лазерного импульса. Поглощение лазерной энергии приводило к росту температуры на величину, не превышающую 15 К.

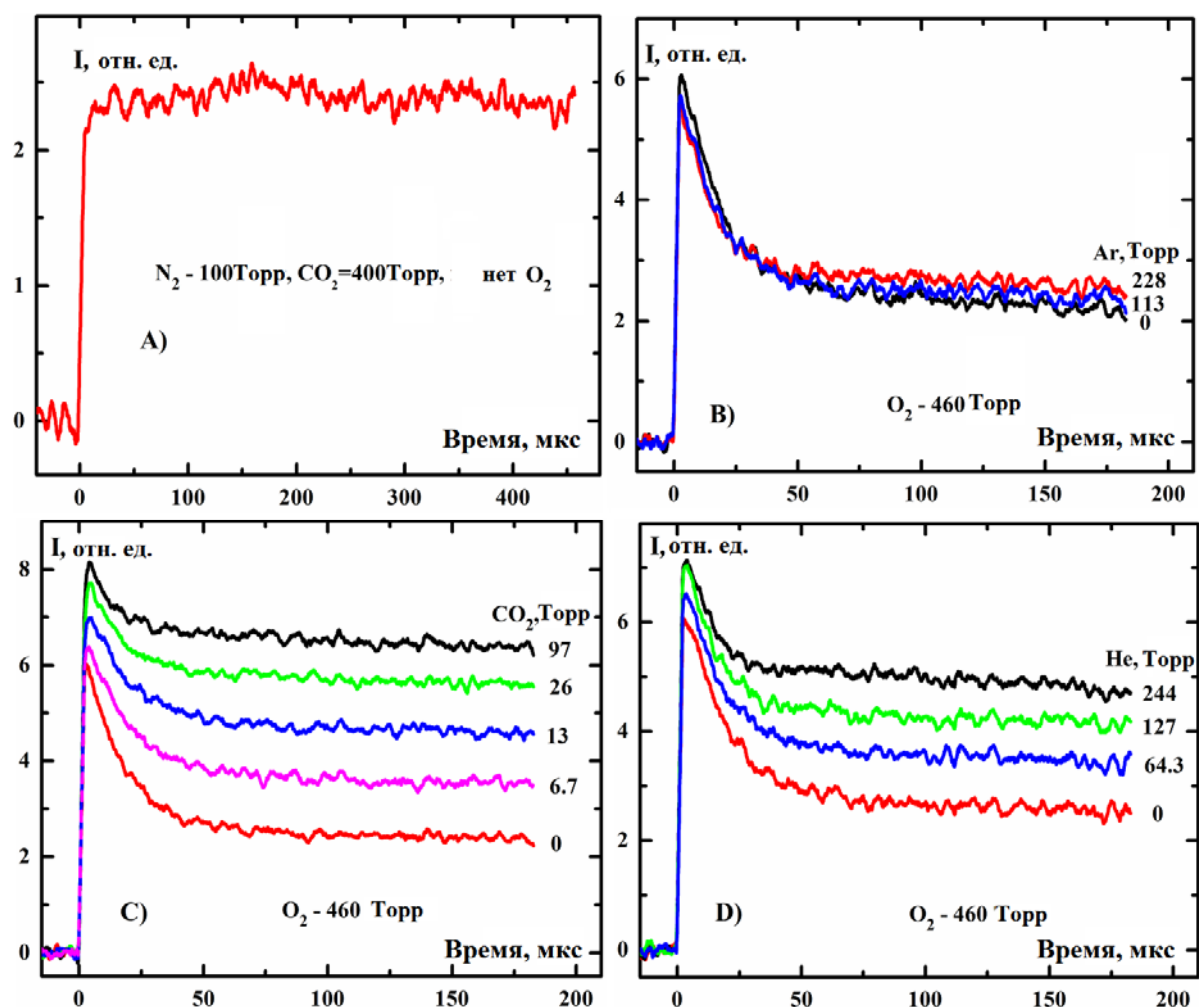


Рис. 2. Временные профили интенсивности излучения I после лазерного фотолиза на 1268 нм при $E=87$ мДж/см² и $T=300$ К: А) $O_3/CO_2/N_2$, В) $O_3/O_2/Ar$, С) $O_3/O_2/CO_2$ и D) $O_3/O_2/He$

Как видно из рисунка 3 скорость восстановления озона сильно зависит от состава газовой смеси. Для смеси $O_2/O_3/Ar$ (нижняя кривая на рисун-

ке 3) время восстановления озона t_{O_3} составило 50 мкс вместо ожидаемых 13 мкс. Замена Ar на CO_2 привела к уменьшению t_{O_3} . Для смеси $O_2/O_3/CO_2$ (верхняя кривая на рисунке 3) ожидаемое и полученное время восстановления озона были практически одинаковыми и составили $t_{O_3} \approx 7 \mu s$.

Результаты, представленные на рисунке 3, говорят о том, что концентрации озона в условиях нашего эксперимента не восстанавливаются до начального значения и стремятся к $N_{O_3}^\infty$ при $t \rightarrow \infty$. Скорости удаления атомов кислорода в хорошо известных процессах



намного меньше скорости протекания процесса (1) и их вклад в потерю атомов O пренебрежительно мал в условиях нашего эксперимента. Для газовой смеси $O_2/O_3/Ar$ (нижняя кривая на рисунке 3) степень восстановления озона η_{rec}

$$\eta_{rec} = \frac{N_{O_3}^\infty - N_{O_3}^{ph}}{N_{O_3}^0 - N_{O_3}^{ph}}$$

составила около 70 %. ($N_{O_3}^{ph}$ - концентрация озона в момент сразу после лазерного импульса). Замена в смеси CO_2 на Ar вызывает рост η_{rec} и уменьшение t_{O_3} .

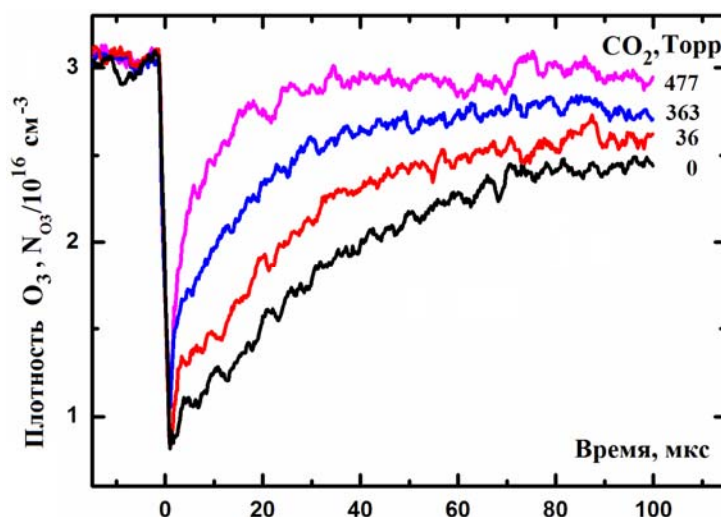


Рис. 3. Временные профили плотности O_3 при $E=90 \text{ мДж/см}^2$, общем давлении газа $P_{общ} = 712 \text{ Торр}$, $P_{O_2} = 235 \text{ Торр}$, $T=300 \text{ К}$ и разных давлениях CO_2 .

На рисунке 2 (В, С, D) четко показаны два различных временных масштаба затухания флуоресценции $O_2(a^1\Delta)$. Очень быстрое затухание наблюдалось в течение первых 30 мкс. После 30 мкс затухание происходило намного медленнее: со скоростью, соответствующей тушению $O_2(a^1\Delta)$ в процессе (7). Необычным является быстрое тушение $O_2(a^1\Delta)$ в первые 30 мкс, поскольку молекула $O_2(a^1\Delta)$ чрезвычайно устойчива к столкновениям. Скорости затухания $O_2(a^1\Delta)$ на первых участках кривых не могут быть объяснены с помощью известных констант скоростей бинарных реакций с участием O_3 , O_2 и/или $O(^3P)$.

Так как процесс деактивации (7) не дает адекватного объяснения данным, показанным на рисунке 2, была исследована кинетическая модель, в которой быстрая убыль $O_2(a^1\Delta)$ объяснялась тушением колебательно-возбужденным $O_3(v)$ (процесс (2)). Ниже представлены три экспериментальных свидетельства в пользу такого механизма. Во-первых, быстрое тушение $O_2(a^1\Delta)$ наблюдалось на том интервале времени, когда в системе присутствовали и атомы O, и молекулы O_2 , и, следовательно, молекулы колебательно возбужденного озона, образованные в ходе процесса (1). Во-вторых, низкие скорости рекомбинации атомов кислорода и восстановления озона указывают на протекание процесса регенерации $O(^3P)$ (2). В-третьих, подавление тушения $O_2(a^1\Delta)$ с помощью CO_2 и He, как показано на Рис. 2, согласуется кинетикой релаксации $O_3(v)$ в среде с CO_2 ($k_3^{CO_2} = 2 \times 10^{-13}$ см³/с [6]) и He ($k_3^{He} = 1 \times 10^{-13}$ см³/с [6]). С другой стороны, скорость релаксации $O_3(v)$ в среде с Ar ($k_3^{Ar} = 5.9 \times 10^{-15}$ см³/с [6]) более чем на порядок меньше. Результаты кинетического моделирования [9, 10] находятся в хорошем соответствии с экспериментальными данными, представленными в данной работе, и указывают на то, что предложенный процесс тушения $O_2(a^1\Delta)$ с помощью $O_3(v)$ может объяснить наблюдения, используя физически обоснованные значения констант скоростей.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, результаты экспериментов, представленные в данной работе, показывают, что колебательно-возбужденный озон играет огромную роль в процессах тушения $O_2(a^1\Delta)$ в системах O/ O_2 / O_3 . Соединения с O, O_2 и O_3 являются ключевыми компонентами в атмосфере и в кислоро-

досодержащей плазме, поэтому при моделировании концентрационных профилей $O_2(a^1\Delta)$ и O_3 необходимо принимать во внимание процесс (2).

Также показано влияние состава газовой смеси на ход процесса восстановления озона. CO_2 и He препятствуют образованию тушащих $O_2(a^1\Delta)$ соединений или участвуют в их удалении, а Ar – нет. Увеличение количества CO_2 ведет к росту времени и к уменьшению степени восстановления озона.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. T.G. Slanger, Energetic Molecular Oxygen in the Atmosphere. *Science* **265**, 1817-1818 (1994).
2. M.C. Heaven, Recent advances in the development of discharge-pumped oxygen-iodine lasers. *Laser & Phot. Rev.* **4**, 671-683 (2010).
3. O. V. Braginsky, A. S. Kovalev, D. V. Lopaev, O. V. Proshina, T. V. Rakhimova, A. T. Rakhimov and A. N. Vasilieva, High pressure electro-discharge singlet oxygen generator (ED SOG) with high efficiency and yield. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41**, 172008 (2008).
4. A.A. Konnov, Modeling ozone decomposition flames. *Energy & Fuel*, **27**, 501-506 (2013).
5. W.T. Rawlins, G.E. Caledonia, R.A. Armstrong, Dynamics of vibrationally excited ozone formed by three-body recombination. II. Kinetics and mechanism. *J. Chem. Phys.* **87**, 5209-5221 (1987).
6. J.I. Steinfield, S.M. Adler-Golden, J.W. Gallagher, Critical survey of data on the spectroscopy and kinetics of ozone in mesosphere and thermosphere. *J. Phys. Chem. Ref. Data* **16**, 911-951 (1987).
7. G.A. West, Jr. R.E. Weston, G.W. Flynn, The influence of reactant vibrational excitation on the $O(^3P)+O_3$ bimolecular reaction rate. *Chem. Phys. Lett.* **56**, 429-433 (1978).
8. M.J. Kurylo, W. Braun, A. Kaldor, S.M. Freund, R.P. Wayne, Infra-red laser enhanced reactions: chemistry of vibrationally excited O_3 with NO and $O_2(^1\Delta)$. *J. Photochem.* **3**, 71-87 (1974).
9. V.N. Azyazov, P.A. Mikheyev, D. Postell, M.C., Heaven, $O_2(a^1\Delta)$ quenching in the $O/O_2/O_3$ system. *Chem. Phys. Lett.* **482**, 56-61 (2009).
10. V.N. Azyazov, M.H. Kabir, M.C. Heaven, Observation of fast $O_2(a^1\Delta)$ quenching in the $O/O_2/O_3$ system. *Proc. SPIE*, **6454**, 64540K (2007).

ИЗМЕРЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ШИРОКОАПЕРТУРНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ

Е.В. Бурнаевская, Д.А. Корнеев, В.Н. Гришанов

*Самарский государственный аэрокосмический университет
e-mail: burn_kat@mail.ru, dmitrij.korneeff1991@yandex.ru*

АННОТАЦИЯ

В работе предлагается для согласования широкоапертурных лазерных пучков с ограниченными размерами фоточувствительной площадки матричных приёмников излучения использовать рассеивающие экраны. Использование рассеивающих экранов в измерении пространственно-энергетических параметров лазерного излучения требует редукции зафиксированных матричным фотоприёмником распределения поля излучения к угловому или линейному распределению поля излучения лазера, выражения для которой и были получены.

1. ВВЕДЕНИЕ

Пространственно-энергетические параметры и характеристики излучения лазеров с расходимостью не более нескольких миллирадиан обычно измеряются по методике, изложенной в международном стандарте ИСО 11146, который принят и в России в качестве национального [1]. Однако, пучки полупроводниковых лазеров имеют большую ширину диаграммы направленности, которая может достигать 100° . Высокую расходимость имеют пучки лазерных модулей с оптоволоконным выводом излучения. Собрать распространяющийся в широком телесном угле поток излучения посредством оптических систем вызывает определенные трудности и связанное с этим следование стандарту [1]. При высокой расходимости затруднено и применение для ее измерений матричных фотоприёмных устройств, поскольку характерные размеры распространённых фоточувствительных матриц редко превышают 1 см. Расположение матрицы в непосредственной близости от выходного окна лазера или торца оптоволоконна для наиболее полного перехвата потока излучения часто приводит к выходу за динамический диапазон её световой характеристики, а малые расстояния между лазером и матрицей стесняют размещение на них свето-

фильтров. Схожие проблемы возникают и при встраивании лазера или лазерного модуля в лазерную систему, с последующими преобразованиями пространственных распределений поля излучения оптическими элементами. Минимизация габаритов системы требует компактного расположения оптических элементов вблизи от выходного окна лазера и, следовательно, обоснованного назначения их апертур, что предусматривает измерения поперечных распределений плотности мощности в ближней зоне.

Вариантом решения проблемы измерения пространственно-энергетических параметров широкоапертурных пучков распространёнными матричными приёмниками является использование рассеивающего экрана. Размеры экрана легко подбираются по априорным сведениям или результатам предварительных экспериментов по расходимости и расстоянию до лазера. Рассеивающие свойства материала экрана должны быть однородными по его поверхности и долговременно стабильными. Экран становится источником излучения для ПЗС-телекамеры, а согласование углового или линейного полей зрения телекамеры с размерами поперечного сечения пучка осуществляется выбором расстояния от телекамеры до экрана. Телекамера фиксирует распределение освещённости в пространстве изображений.

Далее, по результатам измерений распределения освещённости в пространстве изображений при заданных геометрической форме экрана и индикатрисе рассеяния его материала, нужно восстановить диаграмму направленности излучения, которая и служит основой для расчета других пространственно-энергетических характеристик и параметров. В работе предлагаются процедуры восстановления диаграммы направленности излучения для плоских и цилиндрических экранов с заданной индикатрисой рассеяния их материалов.

2. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ РАСЧЁТ

Угловое распределение поля излучения характеризуется угловым распределением энергетической силы света – $I(\alpha)$, которая определяется отношением элементарного потока излучения $d\Phi_s(\alpha)$ к телесному углу, внутри которого он распространяется [2] – $d\Omega$, α – угол между оптической осью измерительной системы и направлением распространения элементарного потока излучения $d\Phi_s(\alpha)$. Расчет проведен для плоского случая, поэтому направление распространения элементарного потока излучения

задается лишь одним углом α . Справедливость подобного подхода подтверждается числовыми оценками поправочного коэффициента, посредством которого осуществляется переход от измеренных матричным фотоприемником значений потока излучения к угловому распределению энергетической силы света. Рисунки, поясняющие вывод фотометрических соотношений, выполнены для рассеивающих экранов, работающих на пропускание. Аналогичные соотношения могут быть получены и для экранов, работающих на отражение, с заменой диффузного коэффициента пропускания на диффузный коэффициент отражения.

Задачей расчёта является установление связи между $I(\alpha)$ и экспериментально измеряемой величиной является $d\Phi_m(x)$ – потоком излучения, зарегистрированным одним элементом матричного фотоприёмника с координатой центра x .

В случае плоского экрана этот телесный угол выражается через расстояние от ППЛ до экрана b , угол α , и площадь элемента экрана $(dx_1 dy_1)$ с центром в точке B (см. рис. 1):

$$I(\alpha) = d\Phi_s(\alpha)/d\Omega = [b^2 d\Phi_s(\alpha)] / [(dx_1 dy_1) \cos^3 \alpha]. \quad (1)$$

Третья степень косинуса в знаменателе выражения (1) появляется из-за неперпендикулярности элемента экрана падающему на него потоку излучения.

Из геометрии эксперимента, представленной на рис. 1, тригонометрических соотношений и связи яркости элемента экрана $(dx_1 dy_1)$ $L(\alpha)$ с его освещенностью $E_s(\alpha)$ через коэффициент диффузного пропускания $\tau(\alpha)$ (для отражающего экрана - через коэффициент диффузного отражения) в форме:

$$L(\alpha) = \tau(\alpha) E_s(\alpha), \quad (2)$$

будем иметь:

$$I(\alpha) = \frac{a^2 b^2}{\tau(\alpha) \cdot m} \times \frac{d\Phi_M(x)}{(dx dy)} \times \frac{1}{\cos^3 \alpha} \times \frac{\frac{b^2}{l^2} \operatorname{tg}^2 \alpha + 1}{\cos^2 \arctg(\frac{b}{l} \operatorname{tg} \alpha)}. \quad (3)$$

где m – действующая площадь объектива, формирующего изображение на матричном фотоприёмнике; $(dx dy)$ - эффективная площадь одного фото-

чувствительного элемента фотоприёмной матрицы. Смысл других величин в соответствие с рис. 1.

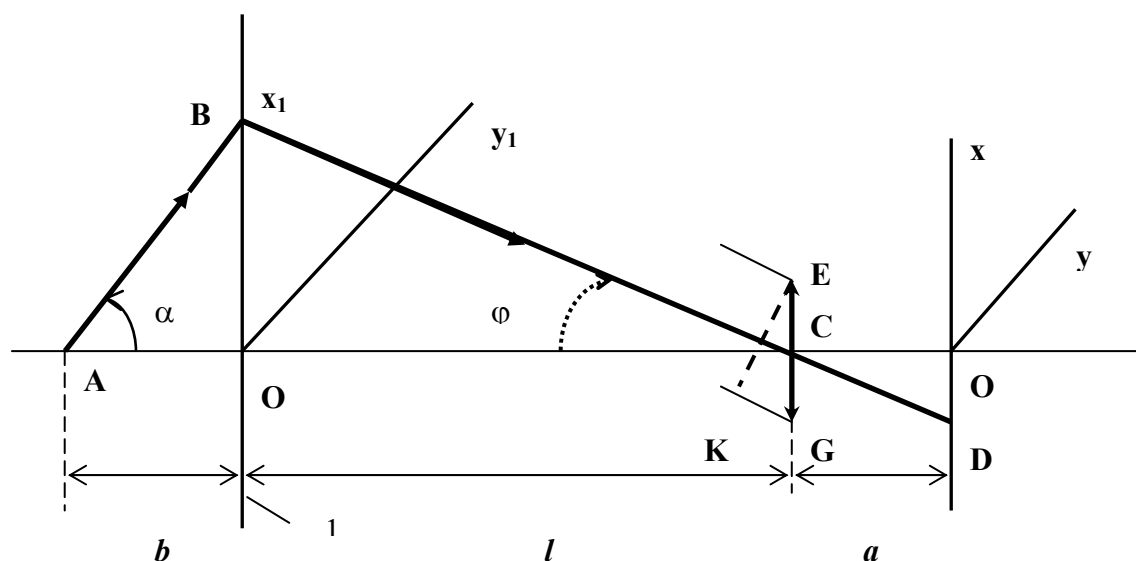


Рис. 1. Оптическая схема с плоским рассеивающим экраном: 1- плоский рассеивающий экран; EG – объектив; xOy - плоскость матричного фотоприемника; b - расстояние от лазера до рассеивающего экрана; l – расстояние от рассеивающего экрана до объектива; a - расстояние от объектива до фоточувствительной матрицы; A – точка расположения излучателя

В выражении (3) 3-й и 4-й сомножители позволяют осуществлять восстановление по экспериментально измеряемым значениям потоков излучения $d\Phi_m(x)$ углового распределения энергетической силы света $I(\alpha)$, по которой, в свою очередь рассчитываются диаграмма направленности и расходимость или энергетическая расходимость. Формально следует учитывать и угловую зависимость коэффициента диффузного пропускания $\tau(\alpha)$, но для высококачественных рассеивающих материалов со свойствами близкими к ламбертовским $\tau(\alpha) \approx const$. Коэффициент пропускания оптики объектива и его зависимость от угла падения потока излучения в выражении (3) отсутствуют, т.к. отклонение свойств объектива от идеальных рассчитывается по стандартным методикам [3], а экспериментально учитывается при калибровке установки.

Оптическая схема с рассеивающим экраном цилиндрической формы представлена на рис. 2. Предполагается, что выходная апертура лазера со-

вмещена с центром кривизны цилиндрического экрана, а диаграмма направленности имеет наибольшую протяженность по угловой координате α в плоскости перпендикулярной оси y_1 , совпадающей с осью вращения цилиндрической поверхности.

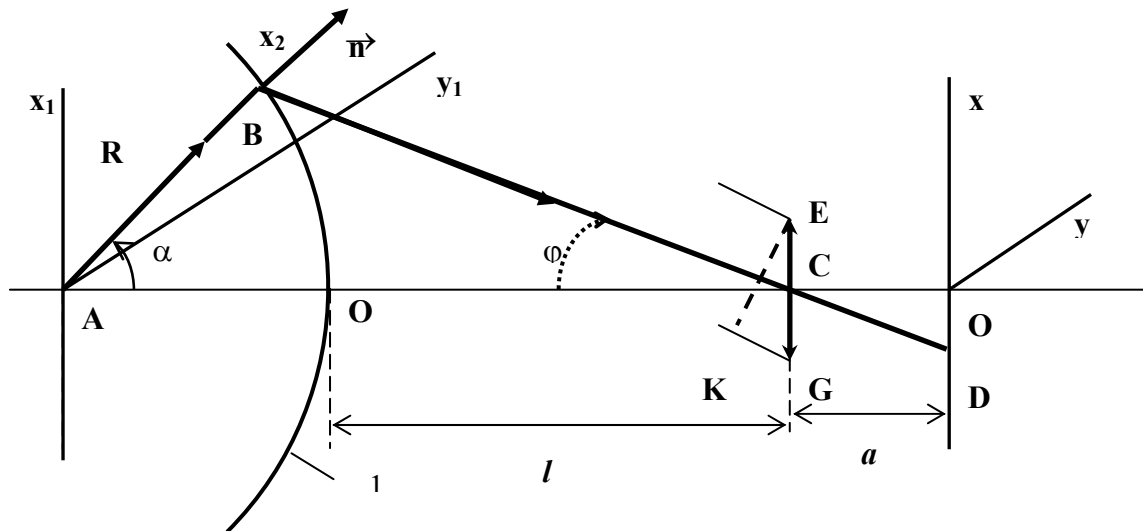


Рис. 2. Оптическая схема с цилиндрическим рассеивающим экраном: 1- цилиндрический рассеивающий экран; EG – объектив; $\vec{n}$ – нормаль к цилиндрической поверхности; xOy - плоскость матричного фотоприемника; R- радиус кривизны цилиндрической поверхности; l – расстояние от рассеивающего экрана до объектива; a - расстояние от объектива до фоточувствительной матрицы; x_2 - криволинейная координата вдоль окружности цилиндрической поверхности

Повторяя рассуждения для плоского экрана, но с учетом изменившейся геометрии, получаем следующие соотношения для цилиндрического экрана. Связь элементарного потока излучения $d\Phi_s(\alpha)$ с угловым распределением энергетической силы света $I(\alpha)$ приобретает вид:

$$I(\alpha) = d\Phi_s(\alpha)/d\Omega = [R^2 d\Phi_s(\alpha)] / (dx_2 dy_2). \quad (4)$$

где R – радиус кривизны цилиндрического экрана – аналога расстояния b для плоского экрана, $(dx_2 dy_2)$ – представляет собой элемент поверхности цилиндрического экрана.

Связи между линейными разрешениями по поверхности рассеивающего экрана и фоточувствительной матрицы являются нелинейными:

$$dx_2 = \frac{[R(1 - \cos \alpha) + l]^2}{a\{[R(1 - \cos \alpha) + l]\cos \alpha - R \sin^2 \alpha\}} dx; \quad (5)$$

$$dy_2 = \frac{R(1 - \cos \alpha) + l}{a} dy. \quad (6)$$

Поэтому более громоздкой для цилиндрического экрана получается функциональная зависимость между $I(\alpha)$ и $d\Phi_m(x)$:

$$I(\alpha) = \frac{a^2 R^2}{\tau(\alpha)m} \times \frac{d\Phi_M(x)}{dxdy} \times \frac{R^2 \cdot \sin^2 \alpha + (R \cdot (1 - \cos \alpha) + l)^2}{\cos[\arctg \frac{R \cdot \sin \alpha}{R(1 - \cos \alpha) + l}] \cdot \cos[\arctg \frac{R \cdot \sin \alpha}{R(1 - \cos \alpha) + l} + \alpha]} \times \\ \times \frac{\{[R(1 - \cos \alpha) + l]\cos \alpha - R \sin^2 \alpha\}}{[R(1 - \cos \alpha) + l]^3}. \quad (7)$$

3. ЧИСЛОВЫЕ ОЦЕНКИ

Произведем числовые оценки части полученных соотношений при значениях входящих в них параметров близким к используемым в экспериментах, проводимых на оптических столах или скамьях с характерным геометрическим размером ~ 1 м. Примем, что рассеивающий экран ламбертовский, т.е. $\tau(\alpha) = \text{const}$, и $R = b = 60$ мм; $l = 200$ мм; $a = 25$ мм. Тогда единственной зависящий от α коэффициент, на который следует домножать экспериментальные значения отсчетов сигнала фоточувствительной матрицы, пропорциональные $d\Phi_m(x)$, имеет вид для плоского экрана:

$$k_1 = \frac{1}{\cos^3 \alpha} \times \frac{\frac{b^2}{l^2} \text{tg}^2 \alpha + 1}{\cos^2 \arctg(\frac{b}{l} \text{tg} \alpha)}, \quad (8)$$

и для цилиндрического экрана:

$$k_2 = \frac{R^2 \cdot \sin^2 \alpha + (R \cdot (1 - \cos \alpha) + l)^2}{\cos[\arctg \frac{R \cdot \sin \alpha}{R(1 - \cos \alpha) + l}] \cdot \cos[\arctg \frac{R \cdot \sin \alpha}{R(1 - \cos \alpha) + l} + \alpha]} \times \\ \times \frac{\{[R(1 - \cos \alpha) + l]\cos \alpha - R \sin^2 \alpha\}}{[R(1 - \cos \alpha) + l]^3}. \quad (9)$$

Расчётные исследования зависимостей $k_1(\alpha)$ и $k_2(\alpha)$ в диапазоне изменения α от 0° до 90° показали, что в обоих случаях при $\alpha \leq 10^\circ$ значения коэффициентов k_1 и k_2 отличаются от 1 не более чем на 5%. Это доказывает справедливость плоского приближения, принятого в фотометрическом расчете. Сравнение графиков для $k_1(\alpha)$ и $k_2(\alpha)$ убеждает в преимуществах рассеивающего экрана цилиндрической формы, т.к. k_2 вплоть до $\alpha = 50^\circ$ отличается от 1 не более чем на 10%, в то время, как $k_1(50^\circ) = 4,8$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный фотометрический расчет в плоской постановке задачи позволил получить совокупность уравнений, позволяющих восстанавливать диаграмму направленности лазерных излучателей по экспериментально измеренным значениям потока излучения, создаваемого рассеивающими экранами плоской и цилиндрической форм.

Числовые оценки показали возможность создания компактных оптических схем измерения диаграмм направленности широкоапертурных пучков излучения с применением рассеивающих экранов и матричных фотоприемников, исключающих прецизионные механические перемещения элементов экспериментальной установки в процессе измерения.

Работа выполнена при поддержке Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (2009-2013 гг.).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. ГОСТ Р ИСО 11146-2008.
2. Гуревич М.М. Фотометрия (теория, методы и приборы). – Л.: Энергоатомиздат, 1983. – 272 с.
3. Якушенков Ю.Г. Теория и расчет оптико-электронных приборов. - М.: Логос, 1999. - 480 с.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ РАКА ЛЕГКОГО

Ю.А. Христофорова, В.П. Захаров, И.А. Братченко

*Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
"Самарский государственный аэрокосмический университет
имени академика С.П. Королева
(национальный исследовательский университет)"
(443086, г. Самара, Московское шоссе, 34)
e-mail: strekoza__92@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

Исследование рака легкого с помощью метода спектроскопии комбинационного рассеяния в данной работе проводилось *ex vivo* на экспериментальной установке, включающей в себя спектрограф со встроенной охлаждаемой камерой, лазерный модуль и пробник комбинационного рассеяния, настроенный на работу с длиной волны 785 нм. По результатам работы сформулирован двухстадийный метод диагностики патологий, использующий информацию о комбинационном рассеянии тканями легкого в полосах 1620, 1450 и 1330 см⁻¹. Изменения интенсивности комбинационного рассеяния в данных полосах связаны с изменением состава тканей: увеличением концентрации белка и нуклеиновой кислоты при развитии опухоли в ткани легкого. При диагностике патологий достигнуты значения чувствительности и специфичности 100% и 77,78% соответственно для аденокарциномы, и 90,9% и 86,67% для плоскоклеточного рака.

1. ВВЕДЕНИЕ

Рак легкого является одним из самых распространенных онкологических заболеваний. Несмотря на все усилия по его профилактике, уровень заболеваемости с начала XX века вырос в несколько десятков раз. Во многих странах рак легкого считается наиболее распространенной причиной смерти от рака. В первую очередь, это связано с тем, что начальные стадии рака легкого протекают почти бессимптомно. Именно поэтому с помощью обычных методов диагностики визуально очень сложно обнаружить данное заболевание. Прогноз и определение болезни зависят от результатов

гистологического анализа, который имеет решающее значение для назначения соответствующего лечения. Отметим, что средний процент правильных гистологических анализов при определении рака легкого составляет 70-80% [1]. Поэтому существует необходимость в разработке метода, который позволит быстрее и точнее диагностировать заболевание пациентов. Для улучшения диагностики рака легкого высокий потенциал имеет спектроскопия комбинационного рассеяния (КР). Преимущества, связанные с природой метода КР, делают его мощным средством анализа и мониторинга биохимического состава тканей, поскольку для комбинационного рассеяния важен не только химический состав вещества, но и его структура. Метод комбинационного рассеяния является идеальным инструментом исследований биологических образцов. Возможность неинвазивного и быстрого исследования и, как следствие, изучение биохимического состава живых тканей, делает метод КР незаменимым инструментом при проведении онкологических исследований [2].

2. ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ

2.1. Экспериментальное оборудование

При исследовании здоровых и патологический образцов тканей легкого были проведены эксперименты *ex vivo* по определению особенностей КР спектров тканей легкого с использованием специального оборудования.

Экспериментальная установка включала в себя высокоразрешающий цифровой спектрометр Shamrocksr-303i со встроенной охлаждаемой камерой DV420A-OE фирмы ANDOR, который был дополнен пробником КР RPB785 фирмы InPhotonics и лазерным модулем LuxxMasterRamanBoxx фирмы PD-LD. Схема установки представлена на рисунке 1.

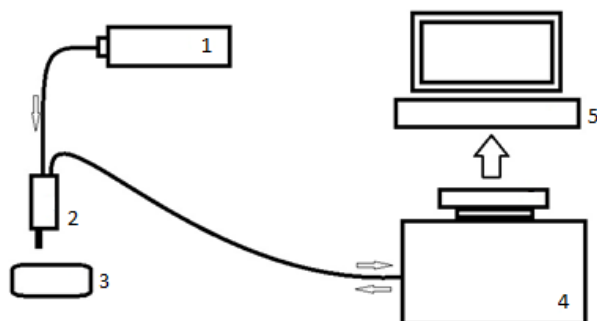


Рис. 1. Экспериментальная установка: 1 – Лазерный модуль LuxxMasterRamanBoxx; 2 – пробник КР RPB785; 3 – исследуемый объект; 4

– спектрометр Shamrocksr-303i со встроенной охлаждаемой камерой DV420A-OE; 5 – компьютер

Схематичное представление пробника КР RPB785 представлено на рисунке 2. Пробник КР предназначен для работы на длине волны 785 нм.

Часть рассеянного объектом 10 излучения коллимируется линзой 9, его коротковолновая составляющая, включая длину волны возбуждающего излучения 785 нм, подавляется не менее чем в 10^6 раз дихроичным зеркалом 8 и отрезающим фильтром 7, фокусируется на входной торце передающего оптоволокну 5, по которому транспортируется до входной щели спектрометра Shamrocksr-303i. Спектр излучения фиксируется встроенной охлаждаемой камерой DV420A-OE. КР спектры оцифровываются, передаются в компьютер и сохраняются на его жёстком диске. Управление камерой и спектрометром, а также запись данных в файл осуществляется компьютером через USB-интерфейс. Питание спектрометра и камеры осуществляется через блоки питания 3 и 4 от стандартной электросети 220 В, 50 Гц.

Максимальное значение мощности излучения используемого при проведении натурных экспериментов не превышало значения 150 мВт.

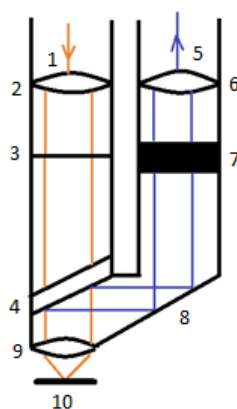


Рис. 2. Схема пробника КР RPB785: 1 – Приёмное оптоволокну; 2 – фокусирующая линза; 3 – отрезающий коротковолновое излучение светофильтр; 5 – передающее оптоволокну; 6 – фокусирующая линза; 7 – узкополосный пропускающий светофильтр; 8 – дихроичное зеркало; 9 – коллимирующая линза; 10 – исследуемый объект

2.2. Анализ результатов физических экспериментов

Натурные эксперименты проводились в лабораторных условиях *ex vivo* с образцами тканей легкого. Исследования КР спектров данных образцов проводились после их хирургического удаления у пациентов в ГУЗ СОКОД. Иссеченные образцы тканей легкого принадлежали людям разного возраста и разной половой принадлежности. Данные образцы подвергались исследованию при одинаковых внешних условиях: постоянной температуре, отсутствии внешней освещенности. Непосредственно перед экспериментами образцы иссеченной ткани не подвергались какой-либо дополнительной обработке, исследование проводилось в течение часа после резекции. Диагнозы рака легкого были подтверждены гистологическими заключениями. Образец располагался на расстоянии 7,5 мм от КР пробника.

По результатам исследования тканей легкого человека было проведено 18 измерений образцов нормальной ткани легкого и 22 измерения образцов злокачественных образований легкого. Нормализация спектра осуществлялась относительно главного экстремума 1450 см^{-1} . По положению пиков, а также их относительной высоты и форме отчетливо видно, что спектры двух типов ткани имеют существенно различный вид.

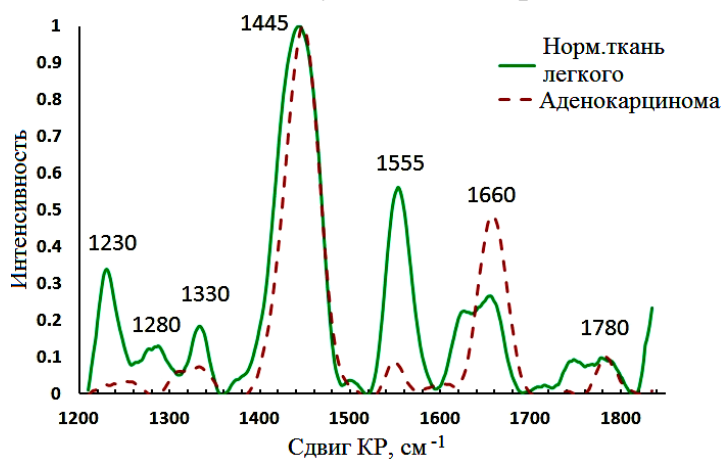


Рис. 3. Спектры КР здоровой ткани легкого и опухоли (аденокарцинома)

Для анализа результатов экспериментов были выделены следующие полосы в спектрах КР: 1330 см^{-1} , 1450 см^{-1} , $1530\text{--}1600\text{ см}^{-1}$, $1630\text{--}1670\text{ см}^{-1}$, $1720\text{--}1780\text{ см}^{-1}$, которые позволят судить о наличии злокачественного образования в ткани легкого. При обследовании аденокарциномы интенсив-

ность пиков уменьшается в области 1330 см^{-1} на 50%, в области 1555 см^{-1} на 80%, увеличивается в области $1630 - 1670\text{ см}^{-1}$ на 40%.

Пик в области 1230 см^{-1} соответствует полосе поглощения Амида 3, пик 1330 см^{-1} определяется содержанием нуклеиновых кислот, а также соответствует скручиванию и покачиванию изгибной моды связи CH_2 . Изменение интенсивности в данной полосе спектра опухоли связано с изменением процента содержания нуклеиновых кислот при росте опухоли за счет нарушения генетического контроля [3]. Самый большой пик в полосе 1450 см^{-1} соответствует изгибной моде колебаний связей CH_2/CH_3 .

Полоса $1630 - 1670\text{ см}^{-1}$ отвечает за продольные моды колебаний связи $\text{C}=\text{O}$ в полосе поглощения Амида 1. За увеличение интенсивности полосы Амида 1 в ткани опухоли отвечает изменение концентрации белка. За счет того, что нормальные ткани легких менее плотные, чем ткани других органов, они содержат меньшее количество белков [4], поэтому и интенсивность спектра КР нормальной ткани легкого в этой области существенно меньше. При развитии заболевания в легких развиваются значительные нарушения микроциркуляторного русла, утолщение, отечность, разрыхление альвеолярных перегородок. Таким образом, по мере прогрессирования заболевания увеличивается биосинтез коллагена.

2.2 Метод диагностики рака легкого

По снятым спектрам КР произведен анализ результатов, на основании которого был сформирован двухстадийный метод диагностики рака легкого. Для оценки исследуемых образцов использовались выделенные нами выше области спектра 1330 , 1450 , 1660 см^{-1} . На первом этапе анализа результатов производился расчет дифференциальных коэффициентов, равных отношению максимумов интенсивностей в выделенных областях спектров здоровой и патологической тканей легкого. Поскольку в области $1440-1460\text{ см}^{-1}$ присутствует абсолютный максимум, то именно относительно него рассчитывались дифференциальные коэффициенты: $R_{1330} = R_{1330}/R_{1450}$, $R_{1660} = R_{1660}/R_{1450}$. Полученные результаты были представлены на фазовой плоскости, по горизонтальной оси которой откладывалось значение R_{1330} , по вертикальной - R_{1660} .

Каждый спектр КР был представлен в виде точки, попадающей в ту или иную часть фазового пространства. Фазовая плоскость разделилась на две об-

ласти, одна из которых соответствует здоровой ткани легкого, вторая – патологии (плоскоклеточный рак или аденокарцинома) (рисунок 4).

На втором этапе разработанного метода анализировались точки, соответствующие спектрам рака легкого, и строилась фазовая плоскость, на которой непосредственно разделялись два вида рака. Были рассмотрены абсолютные изменения интенсивностей в полосах 1450 и 1660 см^{-1} в ненормированных КР спектрах патологий относительно здоровой ткани: выделялись две координаты спектра новообразования (I_{t1450} и I_{t1660}) и две координаты нормальной ткани (I_{n1450} и I_{n1660}).

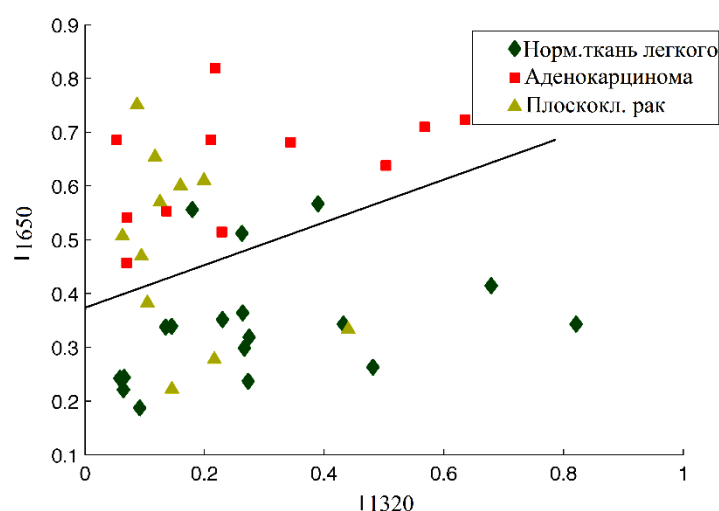


Рис. 4. Классификация патологических и здоровых тканей легкого на фазовой плоскости

Далее вычислялась их разница по абсолютной величине, нормированная на сумму интенсивностей в конкретной полосе ($\Delta I_{1450} = |I_{t1450} - I_{n1450}| / (I_{t1450} + I_{n1450})$) и также для второй координаты). По горизонтальной оси плоскости откладывались значения коэффициента ΔI_{1450} , по вертикальной оси ΔI_{1650} . Аналогично, как и на первом этапе, плоскость разделялась на две области, при этом каждая соответствовала скоплению точек определенного вида рака.

Таким образом, предложенная двух стадийная методика позволяет не только определить наличие злокачественного образования ткани легкого, но и точно установить его тип.

С помощью предложенной методики правильно продиагностировано 18 образцов рака легкого из 22 и 15 образцов здоровой ткани легкого из 18.

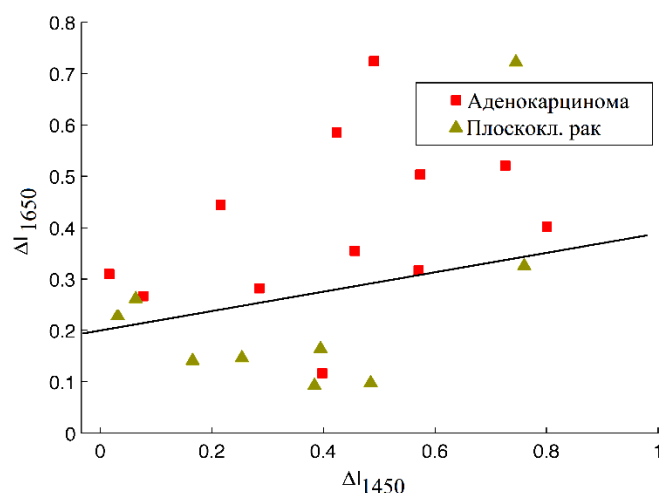


Рис. 5. Классификация видов рака на фазовой плоскости

Соотношения правильно диагностированных образцов носят название чувствительности и специфичности. Чувствительность считалась, как доля позитивных результатов метода в группе образцов, содержащих рак легкого. Согласно проведенным исследованиям, чувствительность определения аденокарциномы составила 100%, плоскоклеточного рака – 90,9%. Специфичность считалась, как доля негативных результатов метода в группе образцов нормальной ткани легкого, и составила для аденокарциномы 77,78%, для плоскоклеточного рака – 86,67%.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе предложен двухстадийный метод диагностики тканей легкого. Точность диагностики данным методом аденокарциномы и плоскоклеточного рака составляет 88,9% и 88,6% соответственно. Следует отметить, что высокая точность диагностики в некоторой степени обусловлена небольшим количеством исследуемых образцов тканей легкого, что позволило точно провести границы областей на фазовой плоскости. Для установления истинных границ применимости необходимо проводить масштабные исследования, которые позволят получить более точные статистические данные. Проводимые в работе измерения *ex vivo* послужили статистическим материалом для изучения особенностей спектров КР тканей легкого. Принимая во внимание тот факт, что для измерений *ex vivo* была достигнута высокая точность диагностики исследуемых образцов, можно надеяться, что при усовершенствовании оборудования и используемых методик в дальнейшем будут проведены успешные исследования *in vivo*, которые позволят ставить верный диагноз и обеспечить проведение соответствующего лечения пациенту с онкологическим заболеванием.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R. Booton, F. Blackhall, and K. Kerr, Individualised treatment in non-small cell lung cancer: precise tissue diagnosis for all? *Thorax*, vol. 66, no. 4, 2011, pp. 273–275.
2. Галил-Оглы Г.А., Молочков В.А., Сергеев Ю.В. Дерматоонкология // М.: Медицина для всех, 2005, 872 с.
3. Z. Huang, A. McWilliams, H. Lui, H. Zeng, Near-Infrared Raman spectroscopy for optical diagnosis of lung cancer // *Int. J. Cancer*, 107, 2003, pp. 1047-1052.
4. Young-Kun Min, T. Yamamoto, 1064 nm-infrared multichannel Raman spectroscopy of fresh human lung tissue // *Journal of Raman spectroscopy*, vol. 36, 2005, pp. 73-76.

АНАЛИЗ ПОГРЕШНОСТЕЙ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО МЕТОДА МИНИМУМА-МАКСИМУМА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ВОЛНОВОЙ РАЗНОСТИ ХОДА ОДНООСНЫХ КРИСТАЛЛОВ

А.М. Уденеев, В.Д. Паранин

Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва НИУ

(443861, г. Самара, Московское шоссе, 34)

e-mail: andrejudeneew@yandex.ru

АННОТАЦИЯ

В работе рассмотрены методы измерения толщины одноосных кристаллов, основанные на измерении состояния поляризации излучения. Разработаны математические модели поляризационных методов и выполнен анализ погрешностей. Проведено экспериментальное исследование и предложена методика измерения.

1. ВВЕДЕНИЕ

На основе одноосных двулучепреломляющих кристаллов изготавливаются фазовые пластины, узкополосные спектральные фильтры [1], электрооптические модуляторы и коммутаторы [2, 3], управляемые внешние резонаторы лазеров [4]. Поляризационные и спектральные свойства одноосных кристаллов зависят от волновой разности хода (ВРХ), равной произведению толщины d и двулучепреломления Δn .

Для точного определения ВРХ недостаточно определить только физическую толщину кристалла. Этому препятствует технологическая погрешность двулучепреломления, определяющая допуск на толщину в десятые доли мкм. Для механических и электронных индикаторов такие допуски лежат за пределами чувствительности. Прямые визуальные методы измерения весьма трудоёмки, высока вероятность субъективной цветовой оценки.

Это определяет разработку новых точных методов измерения толщины с возможностью автоматизации в условиях серийного производства. В настоящей работе развиваются поляризационные методы контроля толщины одноосных кристаллов, основанные на измерении состояния поляриза-

ции монохроматического излучения на выходе одноосного кристалла. Отмечаются особенности аппаратной и алгоритмической реализации методов, разрабатываются математическое описание и проводится анализ погрешностей.

2. ПРИНЦИП ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ИЗМЕРЕНИЯ ВРХ

Устройство и метод поляризационного измерения ВРХ поясняются рисунком 1. Излучение стабилизированного некогерентного источника поступает на вход системы "поляризатор-кристалл-анализатор". Углы ориентации поляризатора и кристалла отличаются на $\pi/4$, и в кристалле возбуждаются равные по интенсивности обыкновенная и необыкновенная волна, имеющие показатели преломления n_o и n_e . Состояние поляризации излучения на выходе кристалла определяется показателями преломления n_o , n_e и толщиной кристалла d . Выходную поляризацию контролируют вращением анализатора, а измерение мощности оптического излучения производится калиброванным приемником излучения.

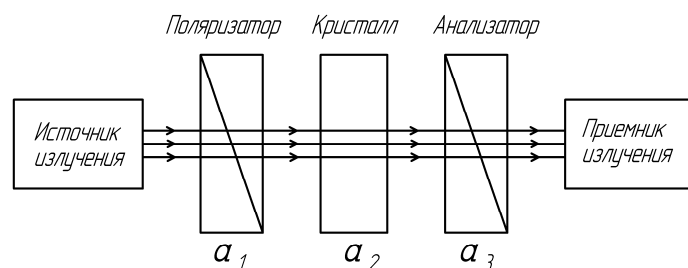


Рис. 1. Пояснение метода измерения толщины

Рассмотрим математическое описание метода измерения, полагая, что оси поляризатора, кристалла и анализатора ориентированы под углами a_1 , a_2 , a_3 , а их пропускание по интенсивности равно t_1 , t_2 , t_3 . Амплитуду и мощность входного излучения обозначим через $A_{вх}$, $I_{вх}$, фазы обыкновенной и необыкновенной волны через φ_x , φ_z .

$$m_1 = \begin{pmatrix} \cos(a_3) & -\sin(a_3) \\ \sin(a_3) & \cos(a_3) \end{pmatrix}; \quad m_3 = \begin{pmatrix} \cos(a_3) & \sin(a_3) \\ -\sin(a_3) & \cos(a_3) \end{pmatrix}; \quad m_5 = \begin{pmatrix} \exp(j\varphi_x) & 0 \\ 0 & \exp(j\varphi_z) \end{pmatrix};$$

$$m_2 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}; \quad m_4 = \begin{pmatrix} \cos(a_2) & -\sin(a_2) \\ \sin(a_2) & \cos(a_2) \end{pmatrix}; \quad m_6 = \begin{pmatrix} \cos(a_2) & \sin(a_2) \\ -\sin(a_2) & \cos(a_2) \end{pmatrix};$$

$$m_7 = \begin{pmatrix} \cos(a_1) & -\sin(a_1) \\ \sin(a_1) & \cos(a_1) \end{pmatrix}; \quad m_9 = \begin{pmatrix} \cos(a_1) & \sin(a_1) \\ -\sin(a_1) & \cos(a_1) \end{pmatrix};$$

$$m_8 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}; \quad m_{10} = \begin{pmatrix} A_{6x}^x \\ A_{6x}^z \end{pmatrix}. \quad (1)$$

где φ_x, φ_z – фазы х- и z-поляризованных световых волн, рад; a_1, a_2, a_3 – углы ориентации осей пропускания поляризатора, кристалла, анализатора относительно координатной оси х, рад; A_{6x}^x, A_{6x}^z – поляризационные составляющие входного излучения.

Амплитуды х- и z-поляризованных световых волн A_{6bx}^x, A_{6bx}^z на выходе структуры «поляризатор – кристалл – анализатор» связаны с амплитудой источника поляризованного излучения A_{6x} выражением (2):

$$\begin{pmatrix} A_{6bx}^x \\ A_{6bx}^z \end{pmatrix} = \prod_{i=1}^{10} m_i. \quad (2)$$

После перемножения матриц m_i в (2) выходная оптическая мощность I_{6bx} будет равна:

$$I_{6bx} = I_{6bx}^x + I_{6bx}^z = I_{6x} t_1 t_2 t_3 S \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos(2a_3) \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} d \Delta n\right) \right), \quad (3)$$

где S – чувствительность фотоприемника, мА/мВт; I_{6x} – мощность источника, мВт. В дальнейшем в пропускании t_2 мы не будем учитывать интерференцию, т.к. поляризационные методы контроля являются амплитудными, и даже небольшая интерференция значительно искажает результат измерения. Физически, интерференцию можно предотвратить, некогерентный источник излучения и узкополосный фильтр-монокроматор или источник линейчатого спектра с подавлением нерабочих линий.

Закономерности изменения выходной мощности излучения $I_{6bx} / I_{6x} t_1 t_2 t_3 S$ от угла поворота анализатора a_3 при $a_1=0, a_2=\pi/4$ приведены на рисунке 2. Толщины d моделируемых кристаллов выражены через характеристическую толщину $\lambda/\Delta n$.

Из характера полученных зависимостей следует два способа поляризационного измерения толщины кристалла. Первый способ основан на вычислении угла наклона характеристики $I_{6bx}(a_3)$ в положении $a_3=\pi/4$. Вторым способом основан на определении отношения минимального и максимального пропускания при углах $a_3=\pi/2$ и $a_3=0$. Эти способы могут дополнять друг друга. Например, измерение по методу минимума-максимума может использоваться в методе производной для отстройки от медленных шумов.

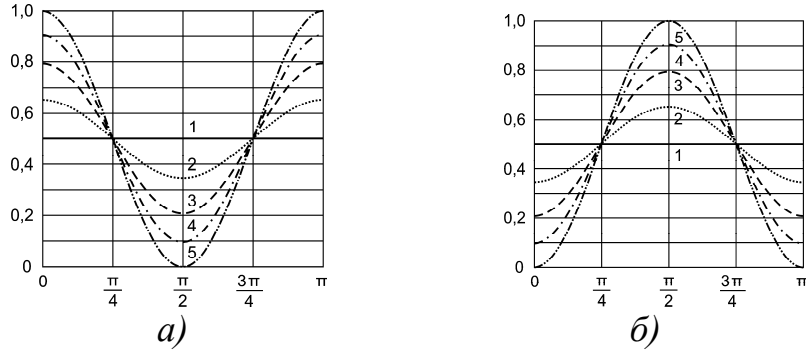


Рис. 2. Зависимость пропускания $I_{\text{вых}}$ от угла поворота выходного поляризатора a_3 : а) 1 – $d=10,75*\lambda/\Delta n$, 2 – $d=10,8*\lambda/\Delta n$, 3 – $d=10,85*\lambda/\Delta n$, 4 – $d=10,9*\lambda/\Delta n$, 5 – $d=11,0*\lambda/\Delta n$ б) 1 – $d=10,25*\lambda/\Delta n$, 2 – $d=10,3*\lambda/\Delta n$, 3 – $d=10,35*\lambda/\Delta n$, 4 – $d=10,4*\lambda/\Delta n$, 5 – $d=10,5*\lambda/\Delta n$

Рассмотрим математическое описание метода минимума-максимума, поскольку он более устойчив к погрешности установки углов элементов измерительной схемы.

2.1. Измерение толщины по методу минимума-максимума

Измерение толщины производится по значениям максимальной $I_{\text{вых}}^{\text{макс}}$ и минимальной $I_{\text{вых}}^{\text{мин}}$ мощности при изменении угла анализатора a_3 от 0 до $\pi/2$. Экстремумы передаточной функции согласно (3) имеют вид:

$$I_{\text{вых}}^{\text{макс}} = I_{\text{вых}}(a_3 = 0) = \frac{I_{\text{вх}} t_1 t_2 t_3 S}{2} \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} d \Delta n\right) \right),$$

$$I_{\text{вых}}^{\text{мин}} = I_{\text{вых}}(a_3 = \pi/2) = \frac{I_{\text{вх}} t_1 t_2 t_3 S}{2} \left(1 - \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} d \Delta n\right) \right), \quad (4)$$

Выражая из (4) толщину кристалла d , получим:

$$d = \frac{\lambda}{2\pi \Delta n} \arccos\left(\frac{I_{\text{вых}}^{\text{мин}} - I_{\text{вых}}^{\text{макс}}}{I_{\text{вых}}^{\text{мин}} + I_{\text{вых}}^{\text{макс}}}\right), \quad (5)$$

Поскольку значение функции $\arccos$ находится в пределах $[0; \pi]$, формула (5) вычисляет дробную часть ВРХ $d \in [\lambda/(4\Delta n); \lambda/(2\Delta n)]$.

2.1.1. Анализ погрешностей

Вычислим погрешность измерения по методу минимума-максимума. Для этого зададимся максимальной относительной погрешностью всего измерительного тракта $\pm \Delta I = \pm \Delta I_{\text{вх}} \pm \Delta S$, учитывающей нестабильность мощности излучения $\Delta I_{\text{вх}}$ и чувствительности приемника ΔS . Запишем относи-

тельную погрешность Δd для погрешности измерения относительного уровня $I_{\text{вых}}^{\text{мин}} / I_{\text{вых}}^{\text{макс}}$ равной ΔI :

$$\Delta d = \left| 1 - \arccos \left(\frac{\left(\frac{I_{\text{вых}}^{\text{мин}}}{I_{\text{вых}}^{\text{макс}}} \right) - 1 + \Delta I}{\left(\frac{I_{\text{вых}}^{\text{мин}}}{I_{\text{вых}}^{\text{макс}}} \right) + 1 + \Delta I} \right) / \arccos \left(\frac{\left(\frac{I_{\text{вых}}^{\text{мин}}}{I_{\text{вых}}^{\text{макс}}} \right) - 1}{\left(\frac{I_{\text{вых}}^{\text{мин}}}{I_{\text{вых}}^{\text{макс}}} \right) + 1} \right) \right|, \quad (6)$$

Отметим, что $I_{\text{вых}}^{\text{мин}} / I_{\text{вых}}^{\text{макс}} \rightarrow 1$ при $d \sim \lambda / (4\Delta n)$ и $I_{\text{вых}}^{\text{мин}} / I_{\text{вых}}^{\text{макс}} \rightarrow 0$ при $d \sim \lambda / (2\Delta n)$.

В (6) отсутствует учет температурного изменения $\Delta n(t)$, поскольку измерение производится за время не более нескольких секунд, при том, что измерительная схема помещается в термостатируемый корпус. Дрейф длины волны λ для стабилизированных источников излучения также несущественен ($\sim 10^{-6}..10^{-8}$).

Оценим влияние неточности установки углов a_1, a_2, a_3 . Погрешность установки поляризатора и осей кристалла выразим через $a_{12} = a_1 - a_2$. Влияние a_{12} будет выражаться в возбуждении различных по амплитуде составляющих вдоль оптических осей $I_x \sim \cos^2(\pi/4 + a_{12})$, $I_z \sim \sin^2(\pi/4 + a_{12})$. Сложение неравных составляющих I_x, I_z на выходе анализатора завышает кривую $I_{\text{вых}}(a_3)$ в минимуме на величину абсолютной погрешности $\delta I_{12} = I_z - I_x$. Выразим соответствующую ей относительную погрешность ΔI_{12} :

$$\Delta I_{12} = \frac{\delta I_{12}}{I_x + I_z} = \frac{\sin^2(\pi/4 + a_{12}) - \cos^2(\pi/4 + a_{12})}{\sin^2(\pi/4 + a_{12}) + \cos^2(\pi/4 + a_{12})} = \sin(2a_{12}), \quad (7)$$

Для поворотных оправ с нониусной шкалой или микрометрическим винтом цена деления составляет $0,1^\circ$, что определяет погрешность $\Delta I_{12} = 0,35\%$. Это значение может быть снижено в 10..100 раз использованием моторизованных поворотных оправ с разрешением $0,01^\circ..0,001^\circ$ на полный шаг двигателя.

Погрешность установки осей кристалла и анализатора $a_{23} = a_2 - a_3$ приводит к сдвигу функции $I_{\text{вых}}(a_3)$ по оси углов a_3 , однако не оказывает влияния на величину минимума $I_{\text{вых}}^{\text{мин}}$ и максимума $I_{\text{вых}}^{\text{макс}}$ функции. Следовательно, неточность установки угла a_3 не вносит погрешности измерения ВРХ.

Определенное значение имеет дискретность поворотной оправы анализатора δa_3 . Ее влияние заключается в неточной настройке анализатора на минимум и максимум пропускания. Вследствие этого возникает относи-

тельная погрешность $\Delta I_3 = 2 \cdot \sin^2(\delta a_3/2)$. При величине $\delta a_3 = 0,1^\circ$ погрешность ΔI_3 составляет $1,5 \cdot 10^{-4}\%$. Столь малая погрешность объясняется использованием пологих участков функции $I_{\text{вых}}(a_3)$ при измерении ВРХ.

Таким образом, погрешности установки углов a_1, a_2, a_3 оказываются значительно меньше погрешности общелабораторных источников и приемников излучения $\sim 2,5 - 7 \%$.

Отечественные измерители мощности общего назначения характеризуются $\Delta S = \pm 0,11 \dots \pm 0,25$ дБ при дискретности шкалы $0,01 \dots 0,1$ дБ и нижнем пределе измерений $-60 \dots -70$ дБм. Стабилизированные полупроводниковые источники излучения обеспечивают $\Delta I_{\text{вх}} = \pm 0,03$ дБ. При этом мощность сигнала $I_{\text{вых}}^{\text{макс}}$ для фотоприемника с диаметром 400 мкм составляет $-10 \dots -20$ дБм. Таким образом, становится возможным измерение дробной части ВРХ с погрешностью $(\lambda/\Delta n)/10 \dots (\lambda/\Delta n)/100$ и разрешением $(\lambda/\Delta n)/30 \dots (\lambda/\Delta n)/300$.

На рисунке 4 приведен график погрешности (6) в зависимости от дробной части ВРХ при различных модельных погрешностях схемы измерения $\pm \Delta I$, дБ.

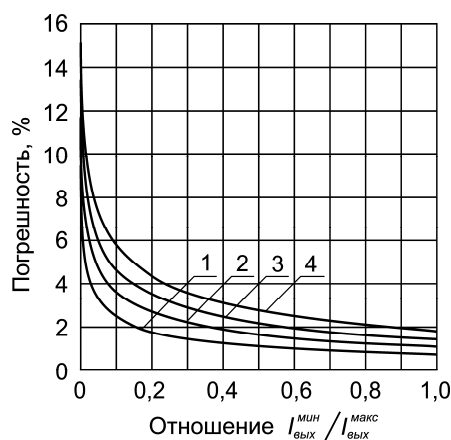


Рис. 4. Относительная погрешность измерения толщины по методу минимума-максимума: 1 – $\Delta I = 0,10$ дБ; 2 – $\Delta I = 0,15$ дБ; 3 – $\Delta I = 0,20$ дБ; 4 – $\Delta I = 0,25$ дБ

Поскольку производная функции $\arccos(x)$ максимальна при $|x| \rightarrow 1$, то наибольшая погрешность измерения будет при $I_{\text{вых}}^{\text{макс}} \gg I_{\text{вых}}^{\text{мин}}$, т.е. $d \sim \lambda/(2\Delta n)$. Подставляя это условие в (6) и раскладывая его в степенной ряд 2-го порядка, получим оценку максимальной относительной погрешности:

$$\Delta d_{\text{макс}} = \frac{2\sqrt{\Delta I}}{\pi}, \quad (8)$$

Для адекватности измерения $I_{\text{вых}}^{\text{мин}} / I_{\text{вых}}^{\text{макс}}$ оптико-механическая измерительная схема должна обеспечивать необходимый динамический диапазон. Это определяет высокие требования к просветляющим покрытиям, чистоте оптических материалов, юстировке элементов, оптической изоляции схемы. Как показывает практика, подобные оптические установки обеспечивают динамический диапазон 30..40 дБ. Это позволяет снизить погрешность измерения с $(\lambda/\Delta n)/10$ до $(\lambda/\Delta n)/50..(\lambda/\Delta n)/150$ при стабилизации источника и приемника излучения, более точной калибровке приемника.

Следует отметить особенности спектрального взаимодействия источника излучения со структурой «поляризатор – одноосный кристалл - поляризатор». Спектральное пропускание этой структуры имеет вид периодической функции [5]. Причем, чем больше толщина кристалла d и/или двулучепреломление Δn , тем меньше период спектральной функции. Например, для толщины ниобата лития $d=2$ мм с $\Delta n=0,086$ период составляет 1,2 нм в окрестности длины волны 633 нм. Следовательно, измерение должно производиться с узкополосным частотно-стабилизированным источником излучения. Данный источник должен быть некогерентным, для предотвращения интерференции в плоскопараллельном полированном кристалле.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе развиты простые поляризационные методы для измерения дробной части волновой разности хода. Особое внимание уделено методу минимума-максимума, основанного на измерении минимального и максимального пропускания структуры «поляризатор – кристалл - анализатор». Выполнен расчет погрешности измерения. Отмечена зависимость погрешности от волновой разности хода. Выполнена экспериментальная проверка метода минимума-максимума с использованием эталонных фазовых пластин и разработана методика измерения волновой разности хода.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ярив, А. Оптические волны в кристаллах [Текст] / А.Ярив. - М.: Мир, 1987. - 616 с.

2. Сонин, А.С. Электрооптические кристаллы [Текст] / А.С.Сонин, А.С.Василевская. – М.: Атомиздат, 1971. – 326 с.
3. Кузьминов, Ю.С. Сегнетоэлектрические кристаллы для управления лазерным излучением [Текст] / Ю.С.Кузьминов. – М.: Наука, 1982. – 400 с.
4. Шереметьев, А.Г. Когерентная волоконно-оптическая связь [Текст] / А.Г.Шереметьев. – М.: Радио и связь, 1991. – 190 с.
5. Паранин, В.Д. Одноканальный вторичный преобразователь для спектральных волоконно-оптических датчиков [Текст] / В.Д.Паранин, С.А.Матюнин // Датчики и системы. – 2013. - №7. – С.59-62.

FDTD МОДЕЛИРОВАНИЕ СФЕРИЧЕСКОЙ ЛИНЗЫ ЛЮНЕБЕРГА С НЕПРЕРЫВНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

Д.А. Козлов

Самарский государственный аэрокосмический университе

им. академика С.П. Королева

(443086, г. Самара, Московское шоссе, 34)

e-mail: kozlov.dmitry.a@gmail.com

АННОТАЦИЯ

В данной работе представлен расчет фокусировки линейно поляризованного гауссова пучка градиентной линзой Люнеберга с диаметром равным длине волны. Проведено сравнение фокусного расстояния с геометрическим фокусным расстоянием линзы. Расчет был проведен как в двумерном случае (неоднородный цилиндр), так и в трехмерном (неоднородная сфера). При освещении цилиндра гауссовым пучком с ТЕ поляризацией геометрический фокус совпал с расчетным. При освещении светом с ТМ поляризацией расчетный фокус существенно отличается от геометрического (на 24 %).

1. ВВЕДЕНИЕ

Линза Люнеберга – радиально симметричная линза с показателем преломления, изменяющимся по некоторому закону. При этом показатель преломления уменьшается от центра к границе линзы. Такие линзы нашли применение в волноводах [1] благодаря отсутствию аберраций, а также как СВЧ антенны.

Долгое время линзы Люнеберга были неприменимы в оптике из-за сложности их изготовления. В статье [2] предложен способ изготовления оптической линзы Люнеберга на силиконовой подложке, позволяющий применять её свойства в фотонике. В этом же году, в статье [3] было исследовано применение линзы Люнеберга для соединения волокон-волноводов с кремниевыми микросхемами. Существует также множество других работ.

Сложность представляет расчет свойств линзы, если её размеры сравнимы с длиной волны. В этом случае следует решать уравнения Максвелла. Так в [4] используется итеративный метод расчета электромагнитного поля для цилиндрической неоднородной линзы, основанный на решении уравнения Геймгольца. Метод анализа многослойных линз в трехмерном случае на основе решения в спектральной области был представлен в [5].

В данной работе исследуется положение фокусного пятна линзы Люнеберга на основе FDTD (Finite difference time domain) алгоритма в трехмерном случае.

2. РАСЧЕТ ФОКУСНОГО РАССТОЯНИЯ ЛИНЗЫ ЛЮНЕБЕРГА

Для расчета распределений интенсивности используется программа МЕЕР – свободная реализация FDTD метода [6]. Все распределения интенсивности построены путем её усреднения (суммы квадратов компонент напряженности электрического поля) по одному периоду, после 12 рассчитанных периодов моделирования сетки. В качестве источника рассматривается гауссов пучок с радиусом 12λ , где λ – длина волны света, плоскость перетяжки является касательной плоскостью к поверхности линзы. Все величины указаны в относительных единицах.

Исследуется положение фокусного пятна сферической линзы с радиусом λ и показателем преломления n , меняющимся нелинейно согласно закону линзы Люнеберга:

$$n^2(r) = \frac{1 + r_0^2 - r^2}{r_0^2}, \quad (1)$$

где r – расстояние от центра линзы, $r_0 < 1$ – расстояние от центра линзы до её геометрического фокуса, расположенного внутри линзы, принято за 0,75 (в уравнении (1) величины r и r_0 безразмерные). При $r_0 = 1$ из (1) следует, что геометрический фокус будет совпадать с поверхностью линзы.

Центр линзы располагается в точке (0, 0, 0) сетки, ось Ox соответствует направлению распространения излучения, оси Oy и Oz параллельны плоскости перетяжки пучка.

2.1. Двумерный случай

Проведено сравнение результата из кандидатской диссертации [4] с результатом полученным при моделировании цилиндрической линзы с непрерывно ме-

няющимся показателем преломления. Моделирование проводилось в сетке $(10\lambda) \times (10\lambda)$ с разрешением 100 ячеек на длину волны, а шаг по времени составил $1/200$ периода. Ось цилиндра совпадает с осью Oz.

Получившееся распределение интенсивности для ТЕ-поляризованного гауссова пучка $(0, 0, E_z)$ представлено на рисунке 1. Фокусное расстояние линзы составило $0,82\lambda$, таким образом отклонение от геометрического фокуса линзы составило приблизительно 9 %, отклонение от результата диссертации 4 %, однако в диссертации использовалось приближение линзы 10 цилиндрическими слоями.

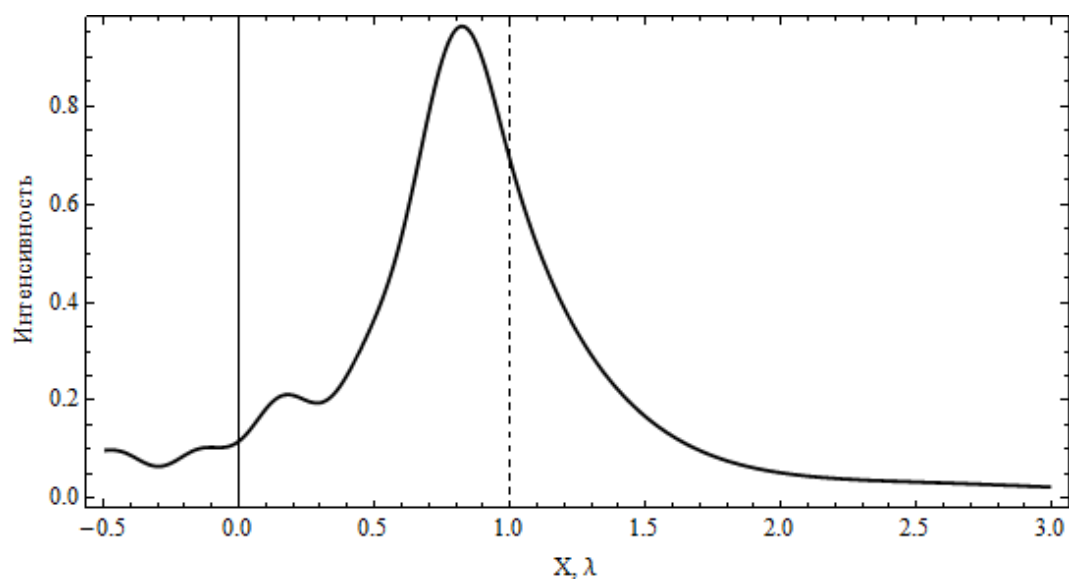


Рис. 1. Распределение интенсивности вдоль оптической оси при дифракции ТЕ-поляризованного гауссова пучка на цилиндрической линзе Люнеберга (вертикальными линиями показаны границы линзы)

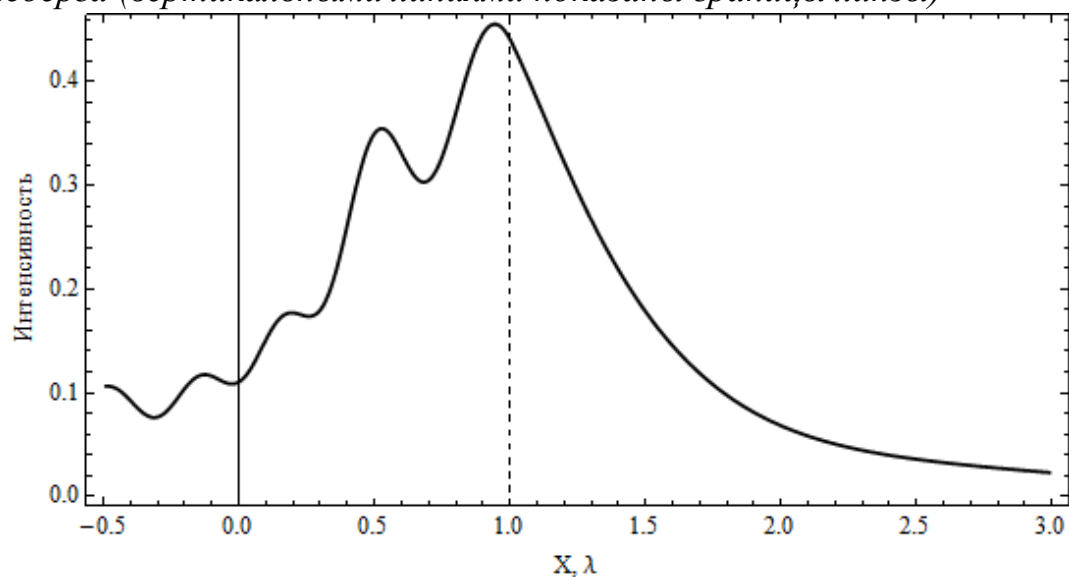


Рис. 2. Распределение интенсивности вдоль оптической оси при дифракции ТМ-поляризованного гауссова пучка на цилиндрической линзе Люнеберга

Распределение интенсивности для ТМ-поляризованного гауссова пучка $(0, 0, H_z)$ изображено на рисунке 2. Измеренное фокусное расстояние $0,94\lambda$ отличается от значения геометрического фокуса более чем на 25 %.

2.2. Сферическая линза Люнеберга

Был рассчитан трехмерный случай дифракции электромагнитной волны на сферической линзе Люнеберга. Размер расчетной сетки составил $(7 \times 7 \times 7)\lambda^3$ при разрешении 30 ячеек на длину волны. Шаг по времени $1/60$ периода.

Фокусное расстояние линзы, освещенной гауссовым пучком с линейной поляризацией $(0, 0, E_z)$, практически точно совпало с геометрическим фокусом линзы и составило $0,76\lambda$. Соответствующее распределение интенсивности представлено на рисунке 3.

При изменении поляризации гауссова пучка с $(0, 0, E_z)$ на $(0, 0, H_z)$, фокусное расстояние сдвинулось на 24 %, и составило $0,93\lambda$. Распределение интенсивности для этого случая изображено на рисунке 4.

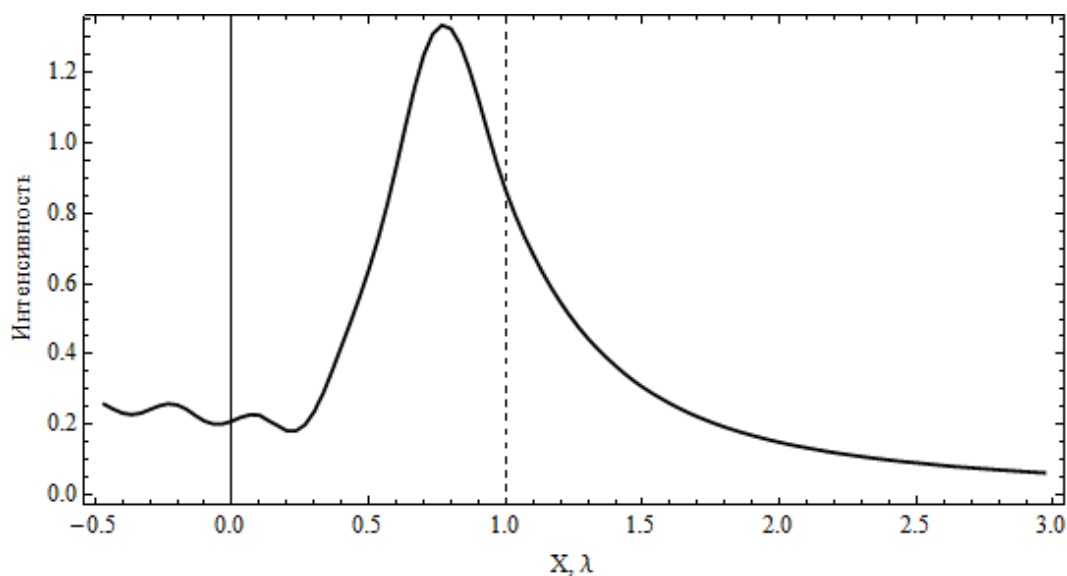


Рис. 3. Распределение интенсивности вдоль оптической оси полученное при дифракции гауссова пучка с линейной поляризацией $(0, 0, E_z)$ на сферической линзе Люнеберга

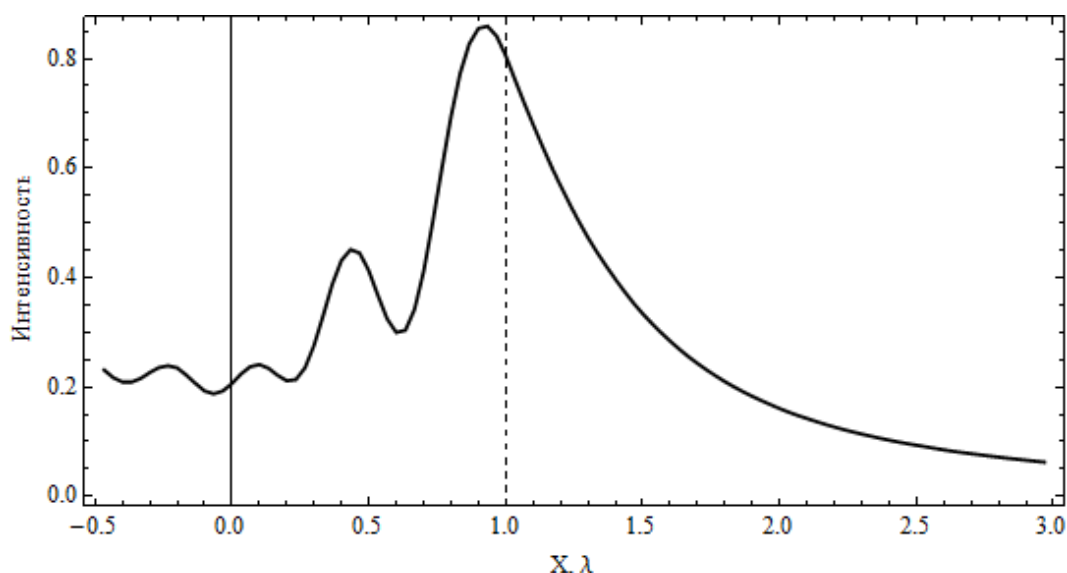


Рис. 4. Распределение интенсивности вдоль оптической оси полученное при дифракции гауссова пучка с линейной поляризацией $(0, 0, H_z)$ на сферической линзе Люнеберга

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из получившихся распределений видно что фокусное расстояние линзы Люнеберга с градиентным показателем преломления, существенным образом зависит от поляризации падающего излучения. Изменение поляризации света приводит к отклонениям от геометрического фокуса более чем на 20 %. Удивительно, что геометрический фокус точно совпадает с максимумом интенсивности, рассчитанным строго с помощью решения уравнений Максвелла для сферы с диаметром, равным длине волны (рис. 3.).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. F. Zernike, Luneburg lens for optical waveguide use. // Optics Communications, 1974, v. 12, p. 379-381.
2. A. Falco, S. Kehr, U. Leonhardt, Luneburg lens in silicon photonics. // ArXiv E-prints, 2011, p. 9.
3. H. Gabrielli, Michal Lipson, Integrated gradient index Luneburg lens for robust fiber-to-chip coupling. // Conference on Lasers and Electro-Optics, 2012.
4. М.А. Личманов, Расчет поля дифракции электромагнитной волны на неоднородных цилиндрических диэлектрических объектах микрооптики. // Диссертация на соискание ученой степени кандидата

физико-математических наук. Самарский государственный аэрокосмический университет, 2004, 108 с.

5. Z. Spius, N. Burum, I. Vilovic, Analysis of spherical lens antennas using spectral domain approach. // 2nd European Conference on Antennas and Propagation, 2007.
6. F. Oskooi, D. Roundy, M. Ibanescu, MEEP: A flexible free-software package for electromagnetic simulations by the FDTD method. // Computer Physics Communications, 2010, v. 181, p 687-702.

КОМПЕНСАЦИОННЫЙ ДАТЧИК ВОЛНОВОГО ФРОНТА НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТА ТАЛЬБОТА

Н.Н. Булавин, Н.П. Козлов

443011, Самара, ул. Академика Павлова, 1

e-mail: kollapse90@mail.ru

АННОТАЦИЯ

В работе описан новый вид компенсационного датчика волнового фронта на основе эффекта Тальбота, представлены экспериментальные результаты, полученные с помощью действующего макета датчика. Предложена схема для датчика с угловым отклонением компенсирующей решетки. Представлены результаты моделирования работы данного датчика.

1. ВВЕДЕНИЕ

Использование принципа компенсации позволяет создать датчик волнового фронта (ДВФ) на основе эффекта Тальбота, с одной стороны, обладающий высокой чувствительностью (на уровне интерференционных датчиков), и, с другой стороны, устойчивый к механическим и тепловым воздействиям. При этом, в отличие от датчиков гартмановского типа, не требуется использование приемника с высоким пространственным разрешением.

2. ДАТЧИК НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТА ТАЛЬБОТА

В предыдущей работе [1] было представлено подробное описание работы датчика на эффекте Тальбота. Было рассчитано распределение поля за двумерной периодической структурой в случае сферического волнового фронта.

Аналитическое выражение для искомого распределения поля:

$$U(x', y') = \frac{U_0}{1 + HZ} \left[\sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m e^{i \frac{2\pi m^2 Z}{1+H}} e^{i 2\pi f m X} \right] \left[\sum_{k=-\infty}^{\infty} A_k e^{i \frac{2\pi k^2 Z}{1+H}} e^{i 2\pi f k Y} \right]$$

где U_0 – начальная комплексная амплитуда, $Z = z / z_0$ и $H = z_0 / R$ – безразмерные величины координаты в плоскости наблюдения и кривизны волнового фронта соответственно, f – частота периодической структуры, а

$X = x / (1 + H)$ – нормированная величина расстояния вдоль оси x и аналогичная ей для направления y .

Как видно из этой формулы, в случае, когда $Z = 1 + H$, наблюдается распределение интенсивности, соответствующее пропусканию структуры. Но при этом масштаб, при котором воспроизводится периодическое распределение интенсивности, изменяется в зависимости от H . Т.е. при изменении H картина воспроизведения на экране растягивается или сжимается (для отрицательных H).

Так как картина представляет собой периодическую структуру из отдельных световых пятен, то изменение масштаба будет приводить к смещению этих пятен. Это смещение напрямую связано с радиусом кривизны волнового фронта. Так как масштабный множитель зависит от кривизны волнового фронта, то распределение световых пятен позволяет получить информацию о форме волнового фронта.

2.1 Метод компенсации при использовании эффекта Тальбота

Принцип работы датчика волнового фронта основан на том, что в плоскости воспроизведения основной структуры устанавливается компенсирующая структура, по строению аналогичная пропусканию основной, но смещённая в поперечном направлении на половину периода так, что участки с ненулевым значением интенсивности основной структуры оказываются перекрыты участками компенсирующей решётки.

При этом при отклонении формы фронта от плоской не происходит полной компенсации. В распределении интенсивности и за компенсирующей решёткой значения поля будут ненулевыми. При наложении двух периодических структур, периоды которых различаются, возникает муаровая картина. Т.к. масштаб восстанавливаемой картины меняется с изменением радиуса кривизны, будет увеличиваться разность частот между компенсирующей решёткой и формируемой в результате эффекта Тальбота картиной. Следовательно, при уменьшении радиуса кривизны увеличивается частота муаровых полос.

На начальном уровне искажения волнового фронта можно оценить из наблюдаемой картины можно оценить следующим образом: на тех участках, где частота муаровых полос выше, больше кривизна волнового фронта. Это позволяет связать картину с формой волнового фронта. Такая методика изменения кривизны волнового фронта обуславливает высокую

чувствительность, т.к. уже при малейшем отклонении формы волнового фронта от плоскости вместо чёрного фона появляется картина муаровых полос [1].

Для численного моделирования волновой фронт представлялся в виде сферы с искажениями. Искжения задавались в виде сферической аберрации. В этом случае φ (функция эйконала) представима в виде:

$$\varphi = \frac{1}{2R}(x^2 + y^2) - \frac{B}{4}(x^2 + y^2)^2, \quad (1)$$

где первое слагаемое представляет собой сферический волновой фронт с радиусом кривизны R , а второе – отклонение от его сферической формы, задаваемое коэффициентом сферической аберрации B [2]. Тогда производная эйконала по координате x , которая определяет наклон фронта в плоскости XZ , будет описываться выражением

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{1}{R}x - B(x^2 + y^2)x.$$

Параметр $1/R$ определяет кривизну волнового фронта. Если рассмотреть ненулевую сферическую аберрацию, то получаемое в плоскости экрана изображение будет описываться следующим образом:

$$F(x, y) = \cos \left(2\pi \left[\frac{1}{R} - B(x^2 + y^2) \right] fxz_0 \right). \quad (2)$$

В соответствии с этим выражением были рассчитаны формируемые таким датчиком муаровые полосы. При ненулевой сферической аберрации формируется достаточно сложная картина муаровых полос, например как изображенная на рисунке 1, в.

На рисунке 1 представлены некоторые из результатов численного моделирования муаровой картины для одномерной решетки, образующейся в случае сферического волнового фронта и фронта, искаженного сферической аберрацией.

На левых картинках рис. 1 красным изображен идеальный волновой фронт, зеленым же изображен волновой фронт, описываемый выражением (1). Видно, что в случае отсутствия аберрации исследуемый волновой фронт совпадает с идеальным (рисунок 1,а). Образуется система прямых муаровых полос, частота которых пропорциональна кривизне волнового фронта. Из рисунков 1,б и 1,в видно, что знак аберрации определяет форму центральной части образующейся системы муаровых полос, и наличие

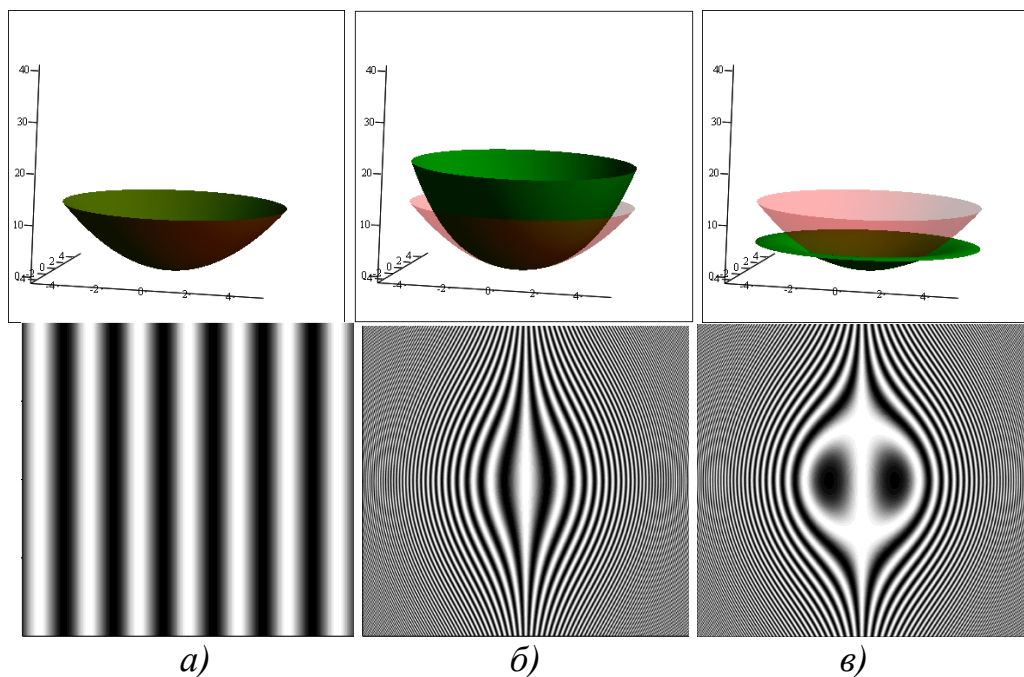


Рис. 1. Результаты численного моделирования ($R=1\text{ м}$: а – $B=0$; б – $B=0,1\text{ м-3}$; в – $B=-0,1\text{ м-3}$)

абберации приводит к тому, что частота полос меняется в пределах картины – увеличивается по мере отклонения от центра. Т.о. структура формируемой картины муаровых полос позволяет определить не только кривизну волнового фронта, но и наличие сферической абберации.

Данные выводы даны для ситуаций, когда направления полос обеих периодических структур расположены параллельно друг другу.

В случае же, когда между направлениями есть определённый угол, даже для плоского волнового фронта на выходе образуется картина прямых муаровых полос, частота которых будет увеличиваться при увеличении угла между решётками. Увеличение кривизны волнового фронта будет приводить как к увеличению частоты муаровых полос, так и к изменению их наклона. При этом в случае сферического волнового фронта полосы будут оставаться прямыми, а направление изменения наклона будет зависеть от знака кривизны волнового фронта.

Основываясь на этом, можно использовать новую методику определения кривизны волнового фронта по изменению формы и наклона образующихся муаровых полос. На рисунке 2 приведены образующиеся картины для сферического волнового фронта и такого же фронта со сферической абберацией.

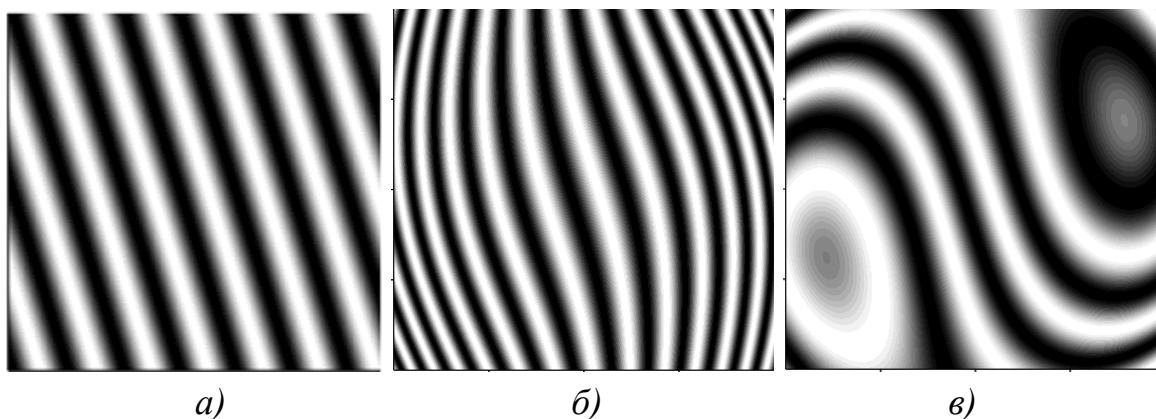


Рис 2. Пример муаровой картины при малом угле наложения ($\alpha = 0.01$) для $R = 1\text{ м}$ и $B = 0\text{ м}^{-3}$ (а), $R = 1\text{ м}$, $B = 6\text{ м}^{-3}$ (б) и $R = 1\text{ м}$, $B = -6\text{ м}^{-3}$ (в)

Можно рассчитать связь между углом наклона полос и радиусом кривизны. Если рассматривать 2 решётки с вертикальным расположением полос, одна из которых повернута относительно другой на малый угол α , то в отсутствии кривизны волнового фронта образуются прямые муаровые полосы. Для фронта с радиусом R образующаяся система прямых полос будет повернута на угол θ относительно горизонтальной оси. При этом величину радиуса кривизны можно определить из следующего выражения

$$R = \frac{2}{\alpha \lambda f^2 \tan \theta}, \quad (3)$$

где f – частота самих решёток, а θ – угол наклона полос относительно горизонтальной оси.

Другими словами, предложенный датчик способен определять радиус кривизны падающего волнового фронта по направлению и величине наклона муаровых полос.

2.2 Экспериментальная проверка работы макета компенсационного датчика на эффекте Тальбота

Для проверки работоспособности такого датчика была собрана установка, описанная в работе [1].

На рис.3 можно увидеть несколько фотографий, сделанных во время эксперимента. Фотографии соответствуют одному и тому же значению сферической аберрации.

Сравнивая полученные экспериментально фотографии с рассчитанными теоретически можно отметить хорошее их соответствие друг другу, что доказывает возможность практической реализации датчика такого типа. Наблюдаемая

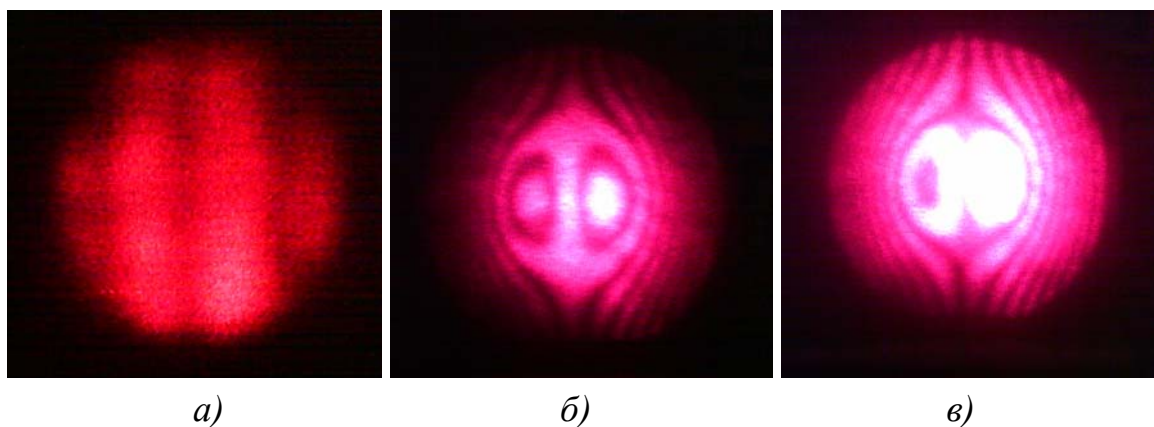


Рис. 3. Полученные фотографии

асимметрия объясняется наклоном волнового фронта по отношению к оптической оси.

В результате эксперимента на созданном макете компенсационного датчика волнового фронта были выявлены следующие проблемы. Так же видно неравномерное распределение освещенности. При этом на контрастность существенно влияла неоднородность распределения интенсивности по апертуре. Она создавала проблему регистрации формируемой картины, связанную с динамическим диапазоном фотоприемника. Его не хватало, чтобы сфотографировать одновременно хорошо различимыми центр и края полученной картины. Отсюда и возникло условие для динамического диапазона фотоприёмника. Т.е. необходимо использовать такой фотоприемник, чтобы распределение интенсивности укладывалось в линейную часть динамического диапазона. Так же к недостаткам относится и достаточно трудоемкий процесс настройки датчика, связанный с дополнительной компенсирующей решеткой. Точно выставить в необходимое положение данную решетку технически проблемно.

Несмотря на все эти недостатки, эксперименты демонстрируют работоспособность датчика и показывают о возможности его практического использования.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты работы можно сформулировать следующим образом:

Предложена схема датчика волнового фронта на основе эффекта Тальбота, принцип работы которого заключается в компенсации интенсивности для плоского волнового фронта с помощью дополнительной решетки.

Показано, что при наклоне компенсационной решётки получающаяся система муаровых полос позволяет оценить знак и величину кривизны волнового фронта.

Собрана экспериментальная установка, на которой получены результаты, хорошо согласующиеся с теоретическими расчетами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Н.Н. Булавин, Н.П. Козлов, Компенсационный датчик волнового фронта на основе эффекта Тальбота. // Сборник конкурсных докладов, X Всероссийский молодежный Самарский конкурс-конференция научных работ по оптике и лазерной физике. Самара, 2012, с. 271-277.
2. М. Борн, Э. Вольф, Основы оптики. // М.: Наука, 1973, с. 198-201.

ОПТИЧЕСКОЕ ВОССТАНОВЛЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ С ЦИФРОВЫХ ГОЛОГРАММ И УЛУЧШЕНИЕ ЕГО КАЧЕСТВА

Л.А. Поршнева, П.А. Черёмхин

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

(115409, г. Москва, Каширское шоссе, 31)

кафедра лазерной физики

e-mail: ludmila-1511@yandex.ru

АННОТАЦИЯ

С использованием фазового жидкокристаллического пространственно-временного модулятора света (ПВМС) оптически восстановлены изображения с записанных цифровых голограмм Френеля путём их прямого отображения. Для улучшения качества восстановления программно реализованы методы синтеза киноформов, создающих плоские изображения в зонах дифракции Фраунгофера и Френеля и объёмные сцены в зоне дифракции Френеля. Осуществлено сравнение качества изображений, восстановленных с киноформов, путём моделирования оптического восстановления с помощью фазового ПВМС.

1. ВВЕДЕНИЕ

Пространственно-временные модуляторы света (ПВМС) широко применяются в качестве оперативно перестраиваемых синтезированных дифракционных оптических элементов, в том числе для оптического восстановления изображений с цифровых голограмм или с киноформов. Киноформ [1-2] – фазовый дифракционный оптический элемент, который несёт информацию только о фазовой составляющей объектной волны и позволяет восстанавливать её при освещении опорной волной.

Так как записанные цифровые голограммы являются амплитудными, то им присущи такие недостатки как, например, низкая дифракционная эффективность и необходимость пространственного разделения информационного и неинформационного порядков дифракции. Для улучшения качества восстановления и увеличения дифракционной эффективности оптически восстановленных изображений с помощью фазовых ПВМС можно, например, преобразовывать записанные цифровые голограммы в кино-

формы. Киноформ формирует на заданной длине волны излучения только одно изображение, и при этом весь падающий на него свет дифрагирует в один порядок дифракции.

Целью данной работы являлась реализация и сравнение различных методов улучшения качества оптического восстановления изображений с цифровых голограмм с помощью фазового ПВМС.

2. ОПТИЧЕСКОЕ ВОССТАНОВЛЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ С ЦИФРОВЫХ ГОЛОГРАММ С ПОМОЩЬЮ ФАЗОВОГО ПВМС

Схема используемой экспериментальной установки для оптического восстановления представлена на рис. 1. Источником излучения является гелий-неоновый лазер мощностью 10 мВт с длиной волны излучения 633 нм. Лазерный пучок, проходя через поляризатор и коллиматор, состоящий из микрообъектива, фильтрующей диафрагмы и коллимирующего объектива, расширяется до размера около 20 мм в диаметре. Затем этот пучок отражается от фазового жидкокристаллического ПВМС HoloEye PLUTO VIS, образует восстановленную волну и проходит через анализатор. Компьютер используется для управления ПВМС и для передачи цифровых голограмм на него.

На ПВМС отображались записанные цифровые голограммы либо их фрагменты. Разрешение отображённых голограмм было ограничено разрешением ПВМС. Так как зарегистрированные цифровые голограммы яв-

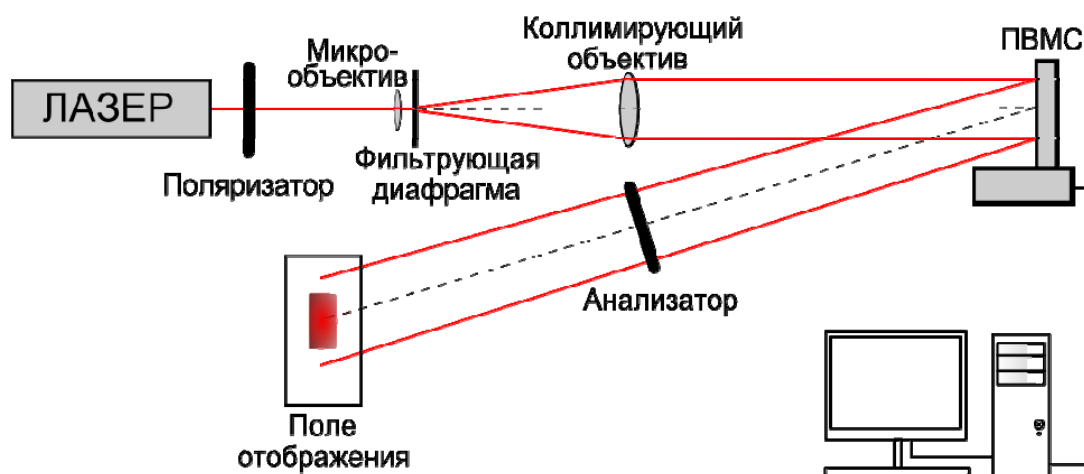


Рис. 1. Схема экспериментальной установки по оптическому восстановлению изображений с цифровых голограмм с использованием ЖК ПВМС

ляются амплитудными, то при оптическом восстановлении с помощью фазового ПВМС качество восстановления будет хуже, чем при использовании амплитудного ПВМС. Для улучшения качества оптического восстановления с помощью фазового ПВМС были рассмотрены различные методы, в том числе представленные ниже: преобразование в киноформ и уменьшение диапазона значений интенсивности голограмм, выводимых на ПВМС.

3. СИНТЕЗ КИНОФОРМОВ И МОДЕЛИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ВОССТАНОВЛЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ «ПЛОСКИХ» ОБЪЕКТОВ

Программно реализованы методы синтеза киноформов, позволяющих формировать заданное распределение интенсивности в зоне дифракции Фраунгофера, на основе алгоритмов Герчберга-Сэкстона (ГС) [3], Герчберга-Сэкстона с весовыми коэффициентами (ГСВ) [4], адаптивно-аддитивного (АА) [1] и Фьенапа (Ф) [5]. Указанными методами осуществлен синтез киноформов с числом градаций 256, что соответствует числу уровней сигнала фазового жидкокристаллического ПВМС HoloEye PLUTO VIS, характеристики которого были выбраны за основу.

Синтез осуществлялся для диапазона расстояний $0,47 \div 1,17$ м. Проведено моделирование восстановления изображений с киноформов, созданных различными методами. В качестве тестовых объектов использовались плоские объекты различного типа (контурные и неконтурные, бинарные и полутоновые) и размера. В основных численных экспериментах использовалось 50 объектов. Считалось, что интересующая информация заключена только в пространственном распределении интенсивности этих объектов, поэтому качество восстановления их изображений с киноформа оценивалось по распределению интенсивности. При использовании всех методов синтеза киноформов предполагалось, что в качестве начального приближения фазы принималось равновероятное случайное распределение от 0 до 2π по отсчётам объекта. На рисунке 2 приведены исходное (а) и восстановленные изображения объектов (б-д) с помощью модельного фазового ПВМС с синтезированными киноформов методами с использованием алгоритмов ГС (б), ГСВ (в), АА (г), Ф (д).

Проверка методов производилась путём расчёта нормированного среднеквадратичного отклонения (НСКО) восстановленного изображения объекта относительно исходного изображения объекта [6].

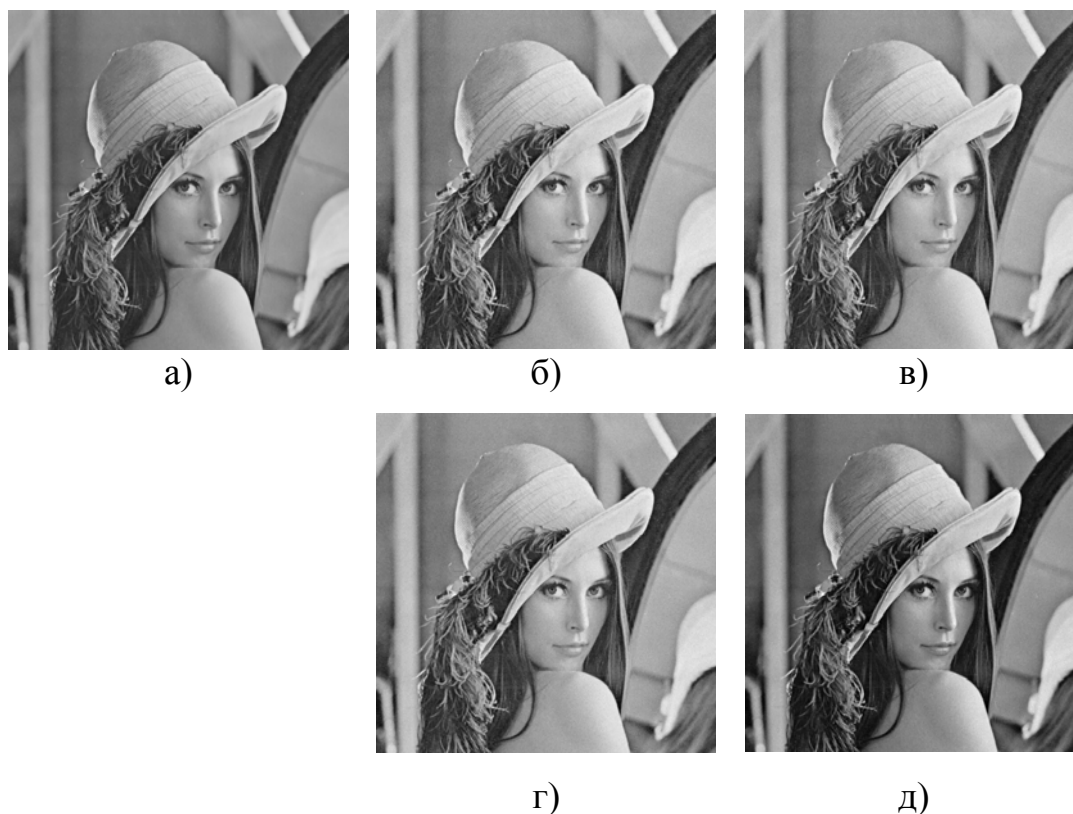


Рис. 2. Исходное (а) и восстановленные изображения объектов с помощью модельного фазового ПВМС с синтезированными киноформами методами с использованием алгоритмов ГС (б), ГСВ (в), АА (г), Φ (д)

В таблице 1 приведены полученные значения НСКО восстановленных изображений от оригиналов по всем группам и по всей выборке из 50 объектов.

Таблица 1. НСКО восстановленных изображений от оригиналов с киноформов, синтезированных методами с использованием алгоритмов ГС, ГСВ, АА и Φ , для разных типов объектов.

Алгоритм	Тип объектов				Все объекты
	Бинарные	Полутоновые	Контурные	Неконтурные	
ГС	0,115	0,040	0,142	0,080	0,095
ГСВ	0,115	0,040	0,142	0,080	0,095
АА	0,068	0,025	0,069	0,040	0,051
Φ	0,138	0,029	0,143	0,062	0,092

Таким образом, метод АА является наилучшим с точки зрения качества восстановления изображения. Поэтому его наиболее целесообразно использовать для улучшения качества оптического восстановления изображений путём преобразования зарегистрированных цифровых голограмм в фазовые дифракционные элементы – киноформы.

4. СИНТЕЗ КИНОФОРМОВ, СОЗДАЮЩИХ ОБЪЁМНЫЕ СЦЕНЫ, И ВОССТАНОВЛЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ С ИХ ПОМОЩЬЮ

Помимо киноформов, формирующих плоские изображения в зонах дифракции Френеля или Фраунгофера, возможно создание киноформов, формирующих объёмные сцены. Используемые алгоритмы (например, [7]) делят трёхмерные объекты на несколько объектных плоскостей, с каждой из них взаимодействуя как с отдельным объектом, таким образом позволяя создать объёмную сцену. На рисунке 3 представлены исходные изображения, находящиеся в каждой из плоскостей (а, г) и изображения, полученные в результате численного (б, д) и оптического восстановления (в, е).

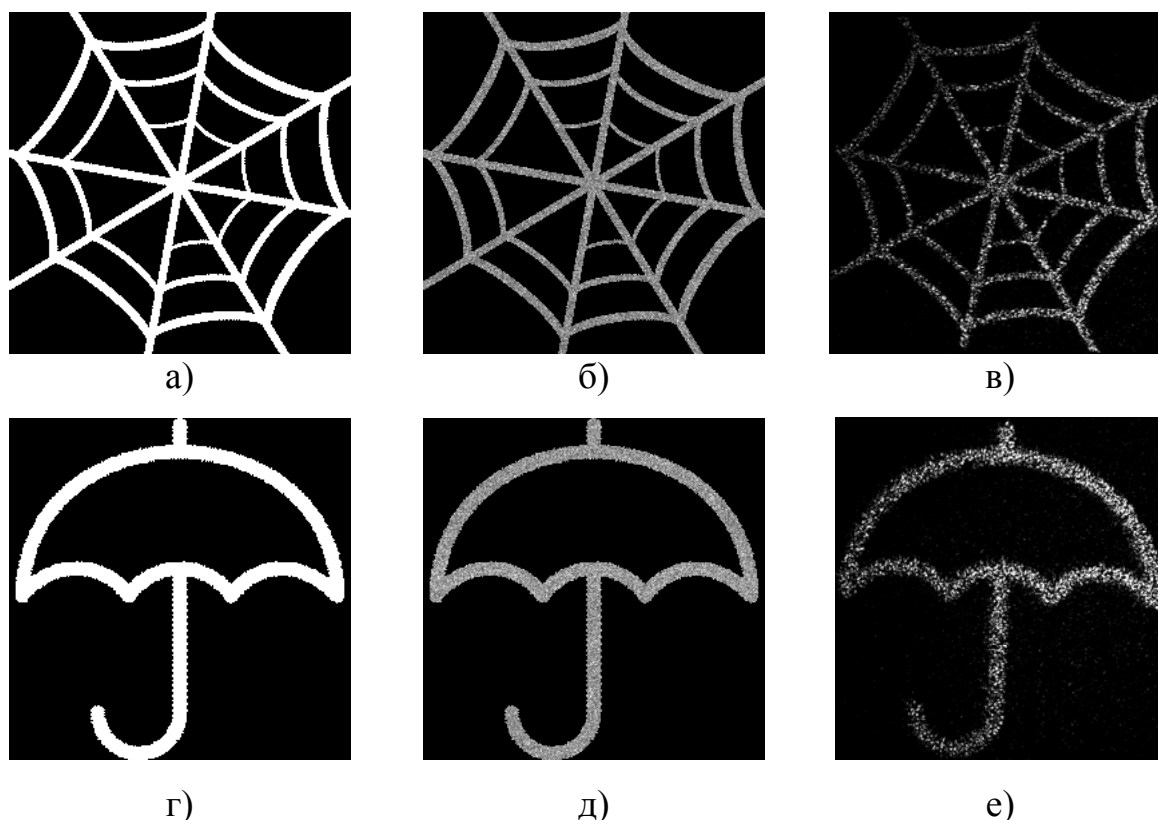


Рис. 3. Исходные (а, г) и восстановленные с киноформов изображения объектов с помощью модельного (б, д) и реального фазового ПВМС (в, е)

Как видно, результат, полученный при численном моделировании восстановления с фазового ПВМС, визуально схож с результатом, полученным при реальном восстановлении с фазового ПВМС.

5. УМЕНЬШЕНИЕ ДИАПАЗОНА ЗНАЧЕНИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ВЫВОДИМЫХ НА ПВМС ЦИФРОВЫХ ГОЛОГРАММ

Для улучшения качества оптического восстановления с помощью фазового ПВМС можно использовать уменьшение диапазона значений интенсивности выводимых на него распределений, т.е. количества градаций голограммы. В результате амплитудная модуляция по своим характеристикам приближается к фазовой.

Для различных изображений проведено моделирование оптического восстановления с использованием фазового ПВМС. Примеры графиков зависимостей НСКО от числа градаций восстанавливаемой голограммы представлены на рисунке 4.

Как видно, зависимость имеет сходный характер для различных изображений и минимум НСКО восстановленного изображения от исходного находится в районе 30-35 градаций голограммы. Поэтому в случае для улучшения качества восстановления целесообразно использовать данное число градаций цифровой голограммы.

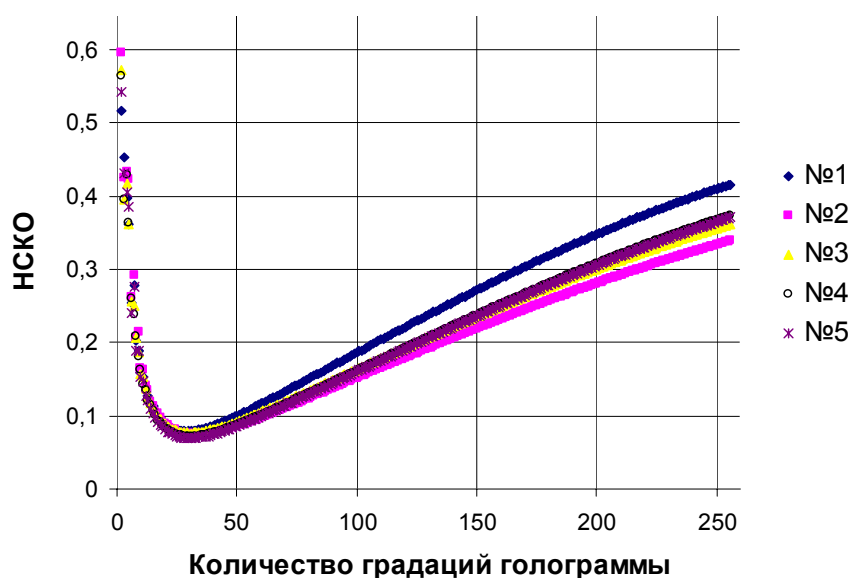


Рис. 4. Зависимость НСКО от диапазона значений интенсивности оптически восстанавливаемой цифровой голограммы для пяти различных изображений при числе градаций ПВМС 256

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, рассмотрены, численно промоделированы и применены различные методы улучшения качества оптического восстановления изображений с цифровых голограмм. В результате апробации методов синтеза киноформов лучшие результаты с точки зрения НСКО показал метод на основе адаптивно-аддитивного алгоритма. Также осуществлён синтез киноформов, создающих объёмные сцены в зоне дифракции Френеля. Проведено численное и оптическое восстановление изображений с синтезированных киноформов. В случае уменьшения диапазона значений интенсивности цифровых голограмм, выводимых на 256-градационный ПВМС, для получения наилучшего качества восстановления необходимо ориентироваться на 30-35 градаций голограмм. Полученные результаты могут быть использованы для улучшения качества оптического восстановления изображений с записанных цифровых голограмм Фурье и Френеля при их отображении на фазовом ПВМС.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Методы компьютерной оптики / А.В. Волков, Д.Л. Головашкин, Л.Л. Досколович [и др.], под ред. В.А. Сойфера. – М.: Физматлит, 2003. – 688 с.
2. Lesem L.B., Hirsch P.M., Jordan J.A. The Kinoform: A New Wavefront Reconstruction Device // IBM Journal of Research and Development. – 1969. – Vol. 13, Issue 2. – P. 150-155.
3. Fienup J.R. Phase retrieval algorithms: a comparison // Appl. Opt. – 1982. – Vol. 21, No. 15. – Pp. 2758-2769.
4. Gerchberg R.W., Saxton W.O. A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction plane pictures // Optik. – 1972. – Vol. 75, No. 2. – Pp. 237–246.
5. Fienup J.R. Iterative method applied to image reconstruction and to computer-generated holograms // Opt. Eng. – 1980. – Vol. 19. – Pp. 297–305.
6. Fienup J.R. Invariant error metrics for image reconstruction // Appl. Opt. – 1997. – Vol. 36, No. 32. – P. 8352–8357.
7. Xiaoyu J., Chuang P., Xi W., Yantao Z. A Novel Iterative Computation Algorithm for Kinoform of 3D Object // Proc. of SPIE – 2012. – Vol. 8556 – P. 85561H.

МЕТОДЫ НОРМИРОВКИ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ СИГНАЛОВ ПРИ ИДЕНТИФИКАЦИИ ОБЪЕКТОВ ДИСПЕРСИОННЫМ КОРРЕЛЯТОРОМ

Д.Ю. Молодцов

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

(115409, г. Москва, Каширское ш., 31)

e-mail: skipintro.ru@gmail.com, holo@pico.mephi.ru

АННОТАЦИЯ

Дисперсионные корреляторы предназначены для оптического распознавания объектов по пространственным и спектральным характеристикам. Рассмотрены методы нормировки двумерного корреляционного сигнала для получения сигнала идентификации, не зависящего от яркости объекта. Экспериментально опробованы три метода нормировки: на мощность излучения в нулевом, первом, и обоих порядках дифракции. На основании результатов проведен сравнительный анализ эффективности данных методов нормировки при идентификации объектов.

1. ВВЕДЕНИЕ

Оптические корреляторы – устройства, применяемые для оптического распознавания объектов [1]. Дисперсионные корреляторы [2] являются классом оптических корреляторов, в которых информативным признаком является не только форма объекта (пространственная характеристика), но и спектр его излучения, при этом на вход таких устройств подаётся непосредственно излучение от самого распознаваемого объекта.

Основными достоинствами оптического распознавания объектов по сравнению с цифровым прежде всего являются быстроедействие и низкие требования к вычислительным системам пост-обработки полученных сигналов. Однако, в большинстве случаев применения оптических корреляторов необходимо решать задачу преобразования сигнала корреляции, полученного фотоприёмником, в сигнал идентификации, на основании которого уже и будет приниматься решение о том, произошло ли распознавание опорного объекта, или нет. Идентификационный сигнал не должен зави-

сеть от яркости свечения распознаваемого объекта и от дифракционной эффективности используемого в корреляторе голографического фильтра.

Существуют два основных подхода к получению сигнала идентификации: с применением нормировки корреляционного сигнала на какой-либо коэффициент и с анализом пиков по степени их локальности. Данные методы широко используются в корреляторах, однако применимость их к дисперсионным корреляторам до сих пор не исследовалась. При этом дисперсионный коррелятор предназначен для распознавания объектов, излучающих, как правило, в довольно широком спектральном диапазоне. Следовательно, сигнал корреляции в плоскости регистрации также формируется немонохроматический, что принципиально отличается от голографических корреляторов, работающих только с монохроматическим светом. Этот фактор вносит дополнительные сложности в дальнейший компьютерный анализ сигналов и может являться причиной необходимости модификации существующих методов получения сигнала идентификации.

В данной работе ставилась цель разработать такой метод нормировки корреляционного сигнала, при котором бы обеспечивалась независимость получаемого сигнала идентификации от яркости свечения распознаваемого объекта и который был бы применим к дисперсионным корреляторам.

2. ПОЛУЧЕНИЕ СИГНАЛА ИДЕНТИФИКАЦИИ

Корреляционный сигнал, зарегистрированный матричным двумерным фотоприемником на выходе дисперсионного коррелятора, нельзя считать сигналом идентификации. Даже если в нём присутствует ярко выраженный пик, который может свидетельствовать о распознавании объекта, его абсолютное значение не всегда может быть достаточным аргументом для однозначного ответа, произошло ли распознавание, так как отсутствует возможность задать порог распознавания из-за зависимости пика от яркости источника.

Эффективным решением этой проблемы оказывается нормировка получаемого корреляционного сигнала, так как дисперсионный коррелятор по сути своей работы является фокусатором света, который фокусирует в одну область тем больше входного излучения, чем больше сходство распознаваемого объекта с опорным. Информативным может быть именно отношение пика в области корреляции к какой-либо интегральной характеристике прошедшего через него светового потока.

В данной работе в качестве таких характеристик в трех различных методах были использованы: общая мощность излучения, зарегистрированная в нулевом порядке дифракции голографического фильтра; в нулевом и первом порядках; в первом порядке (далее: первый, второй и третий методы соответственно).

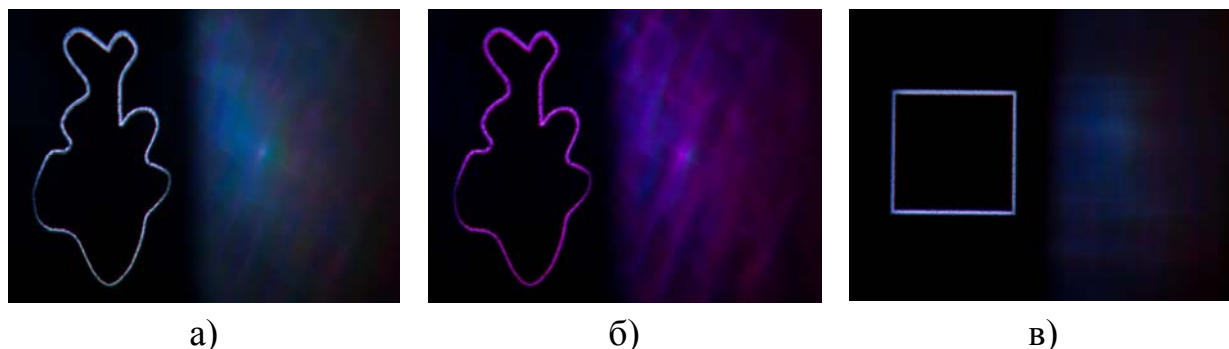


Рис. 1. Примеры регистрируемых распределений в нулевом порядке и корреляционном сигнале: а) автокорреляционный пик при совпадении формы и спектра объекта; б) корреляционный пик при совпадении формы и частичном совпадении спектра (входной спектр - красная и синяя компоненты RGB-светодиода); в) отсутствие корреляционного пика при несовпадении формы объекта

2.1. Экспериментальная установка

Для проверки применимости предложенных методов нормировки были проведены эксперименты по распознаванию объектов в дисперсионном корреляторе, схема установки приведена на рисунке 2.

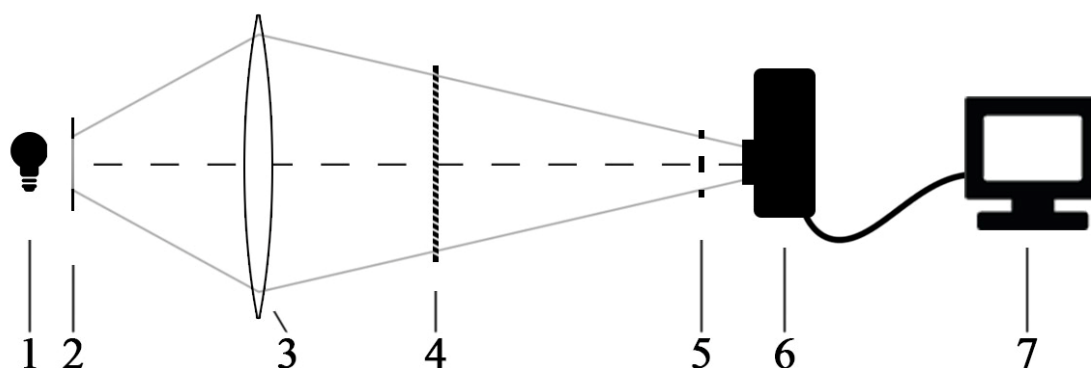


Рис. 2. Экспериментальная схема: 1 – источник света; 2 – транспарант с изображением объекта; 3 – объектив; 4 – голографический фильтр (амплитудная голограмма); 5 – нейтральный фильтр; 6 – матричный фотодетектор; 7 – компьютер

В качестве источника света использовался RGB-светодиод, яркость каждой из компонент которого независимо регулировались с помощью специального устройства. В качестве регистратора использовалась цветная фотокамера, RAW-снимки которой затем преобразовывались в монохромные изображения путём сложения всех каналов на компьютере.

Использование нейтрального фильтра перед регистратором обусловлено необходимостью уменьшать интенсивность света, приходящего в нулевой порядок, для предотвращения переэкспозиции, которая привела бы к невозможности корректного определения общей мощности излучения.

2.2. Программное обеспечение

Программа для обработки зарегистрированных распределений мощности излучения была написана в среде MATLAB. Пользователь выбирает RAW-изображение и указывает метод нормировки. На выходе получаются графические файлы с профилограммой сигнала идентификации, его двумерным изображением, а также профилем (поперечным срезом изображения через корреляционный пик).

2.3. Описание экспериментов

Была проведена серия экспериментов с использованием RGB-светодиода. Транспарантом являлось амплитудное изображение контура рыбы. Использовались фильтры, синтезированные для распознавания данного объекта в семи различных спектрах: красная компонента RGB-светодиода; синяя; зеленая; сочетание синей и красной компонент; синей и зеленой; красной и зеленой; сочетание всех трёх компонент. При использовании каждого фильтра для всех семи вариаций входного излучения наблюдался корреляционный сигнал различной интенсивности.

Подобные эксперименты моделируют наиболее сложные случаи распознавания объектов: когда имеет место совпадение пространственной характеристики, а совпадение по спектру лишь частичное. При этом рассматриваются и случаи «недостатка» компонент в распознаваемом спектре, и случаи, когда присутствуют «лишние» компоненты. Сложными они являются по той причине, что корреляционный пик будет пространственно локализован именно в той области на матричном регистраторе, в которой ожидается наличие сигнала распознавания, однако неполное соответствие комбинации спектральных компонент на практике может остаться корре-

лятором «незамеченным», и на выходе будет получен ошибочный сигнал распознавания.

Предварительно для проверки корректности работы программы было проведено её экспериментальное тестирование: получены по два корреляционных сигнала при различных яркостях свечения объекта для последующего сравнения результатов нормировки.

2.4. Результаты экспериментов

Полученные в экспериментах изображения обрабатывались в программном обеспечении каждым из трех методов нормировки. Примеры полученных профилограмм сигналов идентификации приведены на рисунке 3.

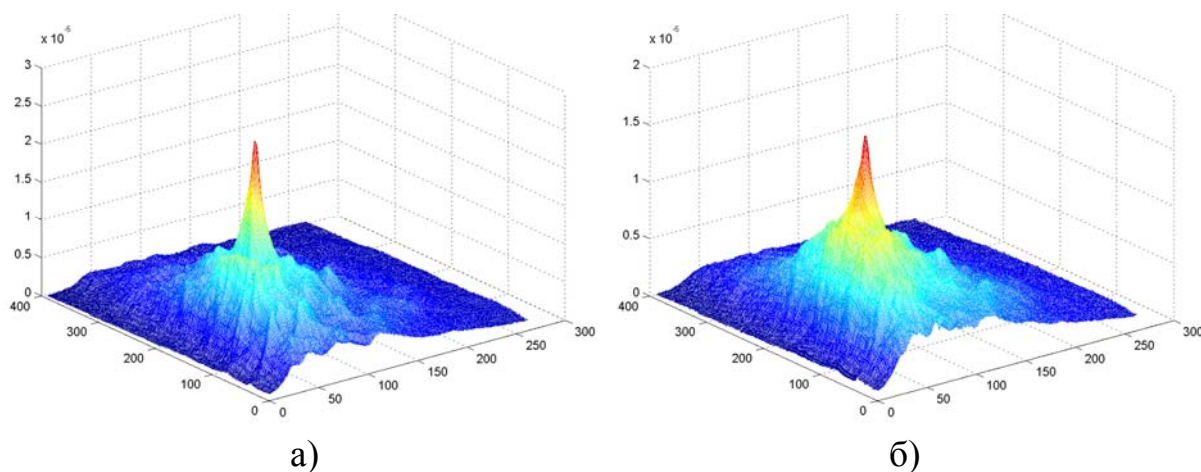


Рис. 3. Профилограммы сигналов идентификации для распознаваемого объекта, излучающего в красной и синей компонентах RGB: а) автокорреляция (максимум $2.55 \cdot 10^{-5}$); б) корреляция на фильтре, записанном под три компоненты RGB (максимум $1.80 \cdot 10^{-5}$)

Экспериментальное тестирование программы на серии измерений с различной яркостью свечения объекта показало, что отличие безразмерной величины пика составляет не более одного процента для каждого из трёх методов нормировки, что наглядно демонстрирует способность данных методов формировать сигналы, не зависящие от яркости свечения регистрируемого объекта.

Для главной серии измерений была составлена таблица значений безразмерных величин пиков в сигналах идентификации. Наиболее примеча-

тельные значения, соответствующие случаям наличия в регистрируемом спектре лишь части от спектра, записанного в фильтр, приведены в таблице 1.

Таблица 1. Результаты измерений.

Спектр распознаваемого объекта	Метод	Автокорреляция, 10^{-5}	Корреляция (фильтр на три компоненты RGB), 10^{-5}	Отношение корреляции к автокорреляции
Красный	1	4,41	1,62	0,37
	2	0,86	0,33	0,39
	3	1,07	0,42	0,39
Зеленый	1	3,27	1,66	0,51
	2	0,59	0,30	0,52
	3	0,71	0,37	0,52
Синий	1	3,20	2,02	0,63
	2	0,61	0,38	0,63
	3	0,75	0,47	0,63
Красный + Зеленый	1	2,44	1,78	0,73
	2	0,41	0,31	0,75
	3	0,49	0,37	0,75
Красный + Синий	1	2,54	2,04	0,80
	2	0,43	0,34	0,79
	3	0,52	0,41	0,79
Синий + Зеленый	1	1,78	1,60	0,90
	2	0,34	0,31	0,90
	3	0,42	0,38	0,90

Значения автокорреляции для трёх одновременно включенных компонент светодиода: $1.82 \cdot 10^{-5}$, $3.07 \cdot 10^{-6}$, $3.69 \cdot 10^{-6}$ для первого, второго и третьего методов соответственно.

Для каждого спектра распознаваемого объекта значение пика при автокорреляции сравнивается со значением пика, полученного для соответствующих спектров при помощи фильтра, записанного под все три компоненты RGB-светодиода. Все три метода дают приблизительно одинаковый результат, но нормировка на общую энергию в нулевом порядке показала себя немного более эффективной.

Чем большая часть спектра распознаваемого объекта совпадает с опорным спектром, тем более близки величины пиков автокорреляции и корреляции при использовании фильтра, записанного под все три компоненты RGB-светодиода. При этом отношение пиков корреляции к автокорреляции растёт с увеличением общей протяженности спектральных компонент в спектре регистрируемого объекта (таблица упорядочена именно по ее возрастанию). Однако даже в этом случае при распознавании объекта, имеющего в спектре излучения две самые широкие спектральные компоненты из трёх (синяя и зелёная), пик при автокорреляции формируется на 10% более интенсивным.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе были реализованы методы нормировки корреляционных сигналов, обеспечивающие независимость получаемых сигналов в дисперсионном корреляторе от яркости свечения распознаваемых объектов, они были экспериментально опробованы и проанализированы.

Было установлено, что различные методы нормировки дают приблизительно одинаковые результаты, но несколько более эффективна нормировка на интегральную мощность в нулевом порядке дифракции фильтра. Остальные же методы рационально применять, если при регистрации сигнала корреляции произошло переэкспонирование изображения в нулевом порядке.

Использование нормировки в качестве средства для формирования сигнала идентификации является эффективным способом получить данные, не зависящие от яркости свечения распознаваемого объекта, и в большинстве случаев позволяет сделать верное заключение о распознавании объектов по пространственным и спектральным характеристикам.

Результаты проведенных измерений также показывают, что даже в сложных случаях частично совпадающих спектров с применением нормировки можно получить сигнал идентификации, обеспечивающий распознавание с достаточно малой вероятностью ошибки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Информационная оптика / Н.Н. Евтихийев, О.А. Евтихьева, И.Н. Компанец и др. Под ред. Н.Н. Евтихьева, М.: Изд-во МЭИ, 2000, 612 с.
2. Родин В.Г., Стариков С.Н. Распознавание объектов по пространственным и спектральным параметрам в дисперсионных голографических корреляторах // Оптический журнал, 2012, №4, с.22-27.

РАСЧЁТ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ С КОЛЛИМАТОРОМ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ ЗАДАННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОСВЕЩЁННОСТИ

Становова К.В.

*Самарский государственный аэрокосмический университет имени
академика С.П. Королёва (национальный исследовательский
университет), кафедра технической кибернетики,
(443086, г. Самара, Московское шоссе, 34)
skv2412@gmail.com*

АННОТАЦИЯ

Впервые получено аналитическое выражение для освещённости от коллиматора в прилегающей плоскости. Изложена концептуальная схема оптической системы, содержащей коллиматор. Для формирования требуемого распределения освещённости в виде круга показано применение градиентного метода расчета эйконала.

1. ВВЕДЕНИЕ

Задача расчёта формирования заданного распределения освещённости является актуальной, так как модели оптических систем имеют широкое применение, включающие расчёт светотехнических устройств, лазерных систем фокусировки, а также систем оптического прицеливания.

В настоящей работе рассмотрен случай формирования коллиматором плоско-параллельного волнового фронта. Данный подход позволяет применить для расчета оптического элемента, формирующего требуемую освещённость в области наблюдения, градиентный метод расчёта эйконала, описанный в работе [1]. В качестве примера в работе приведен расчет оптического элемента для формирования распределения освещённости в виде круга.

2. ОПИСАНИЕ И КОНСТРУКЦИЯ ОПТИЧЕСКОГО ЭЛЕМЕНТА

Для того чтобы сформировать плоскопараллельный световой пучок круглого сечения, предлагается использовать конструкцию оптического элемента, схема сечения которого изображена на рисунке 1. [2].

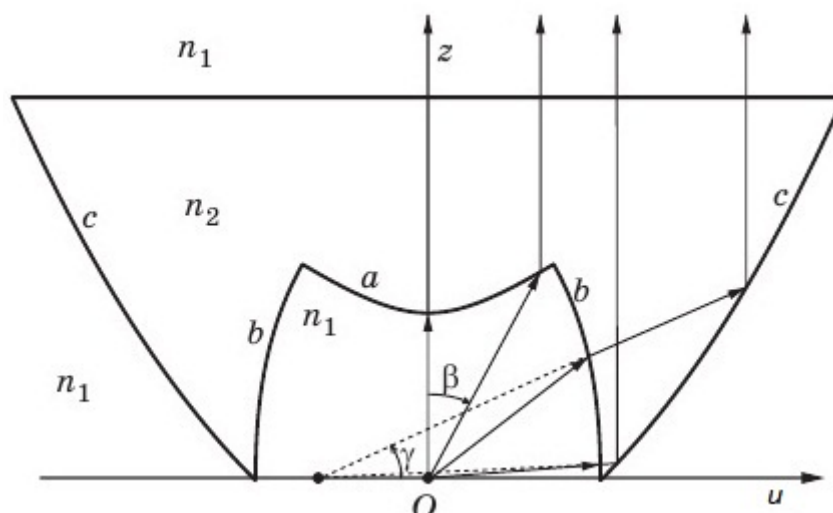


Рис. 1. Схема сечения оптического элемента плоскостью Ouz

Коллимирующий (собирающий) профиль на рисунке 1 состоит из трех частей: центральной (a), средней (b) и боковой (c). Центральная часть коллимирует лучи от источника. Средняя часть формирует смещенный мнимый источник, уменьшая угловой размер пучка, падающего на боковую поверхность элемента. Боковая поверхность работает по принципу полного внутреннего отражения и формирует коллимированный пучок, распространяющийся вдоль оси Oz .

3. РАСЧЁТ ПРОФИЛЯ КОЛЛИМАТОРА

Для формирования плоскопараллельного волнового пучка круглого сечения необходимо рассчитать коллимирующий профиль на рисунке 1.[2]

Центральная часть a профиля на рисунке 1 является поверхностью коллимирующей линзы. Фокус линзы совпадает с источником излучения. Выражение для длины радиус-вектора центральной части a получаем из принципа Ферма в виде:

$$r_a(\beta) = r_{0a} \frac{1 - \frac{1}{n}}{\cos \beta - \frac{1}{n}}, \quad (1)$$

где r_{0a} – расстояние от источника до точки пересечения оптической оси и поверхности линзы.

При расчёте части b также используется принцип Ферма, согласно которому значение функции:

$$r_b(\beta) = \frac{\Psi_0 + n^2 l_s \sin \beta}{1 - n^2} - \frac{n \sqrt{\Psi_0^2 + 2 \Psi_0 l_s \sin \beta - n^2 l_s^2 \cos^2 \beta + l_s^2}}{1 - n^2}, \quad (2)$$

где l_s – расстояние от источника до мнимого фокуса; Ψ_0 – константа.

Боковая часть s профиля является параболой, фокус которой совпадает с мнимым источником. Длина радиус-вектора точки параболы относительно точки мнимого фокуса определяется как:

$$r_c(\gamma) = \frac{2r_{0c}}{1 - \sin \gamma}, \quad (3)$$

где r_{0c} – расстояние от мнимого фокуса до пересечения с осью Ou ; γ – угол между вектором, проведенным от мнимого фокуса к точке поверхности, и осью Ou .

4. РАСЧЁТ ОСВЕЩЁННОСТИ, СФОРМИРОВАННОЙ КОЛЛИМАТОРОМ

В аналитическом виде известны выражения для каждой из длин радиус-векторов коллиматора. Формула расчёта освещённости [3], $E_0(u, v)$ на плоскости представляется в виде:

$$E_0(u, v) = I(u, v) \frac{d\Omega}{dS}, \quad (4)$$

где координаты (u, v) – это прямоугольные декартовы координаты, которые получены при помощи преобразований: $\begin{cases} u = r \cos \beta \\ v = r \sin \beta \end{cases}$, $I(u, v)$ – интенсивность

точечного источника излучения; $d\Omega$ – элементарный телесный угол, в который излучает источник; dS – элементарная площадь коллиматора, на которую падает энергия, излученная в телесном угле $d\Omega$.

По определению телесного угла:

$$d\Omega = \frac{dM}{|OM(u, v)|^2} \cos \alpha, \quad (5)$$

где M – это вектор-функция, задающая поверхность, $dM = \left| \left(\frac{\partial M(u, v)}{\partial u} \times \frac{\partial M(u, v)}{\partial v} \right) \right| dS$ – элемент площади оптической поверхности, где $\left(\frac{\partial M(u, v)}{\partial u} \times \frac{\partial M(u, v)}{\partial v} \right)$ – векторное произведение векторов; α – угол ме-

жду вектором нормали к поверхности $n(u, v)$ и вектором от источника излучения до точки на оптической поверхности $OM(u, v)$; $n(u, v)$ – вектор нормали к оптической поверхности.

Тогда, подставляя (5) в (4), получим следующее выражение для расчёта освещённости в плоскости наблюдения:

$$E_0(u, v) = I(u, v) \frac{\left| \left(\frac{\partial M(u, v)}{\partial u} \times \frac{\partial M(u, v)}{\partial v} \right) \right|}{|OM(u, v)|^2} \cos \alpha, \quad (6)$$

$$\text{где } \cos \alpha = \frac{(n(u, v), OM(u, v))}{|n(u, v)| |OM(u, v)|}.$$

6. РАСЧЁТ ОДНОМЕРНОЙ ОСВЕЩЁННОСТИ, СФОРМИРОВАННОЙ КОЛЛИМАТОРОМ

В силу того, что профиль обладает радиальной симметрией, можем перейти к расчёту одномерной освещённости. Двумерную освещённость получим в результате полного вращения одномерной освещённости на плоскости.

$$E_0(u) = I(u) \frac{\left(\frac{r(u, z)}{|r(u, z)|}, n(u) \right)}{r(u, z)^2} \cos \alpha, \quad (7)$$

где $r(u, z)$ – расстояние от источника до точки на оптической поверхности.

Выражение для вектора нормали $n(u, v)$ в точке (u_i, z_i) выражается в частных производных и примет вид:

$$n(u) = \frac{\left(\frac{\partial M(u_i, z_i)}{\partial z}, \frac{\partial M(u_i, z_i)}{\partial u} \right)}{\left(\frac{\partial M(u_i, z_i)}{\partial z}, \frac{\partial M(u_i, z_i)}{\partial u} \right)} \quad (8)$$

Найдем компоненты вектора $n(u)$ для поверхности $M_1(u, z)$, задаваемой радиус-вектором $r_a(\beta)$ по формулам (9) – (10), переводя выражения для радиус-векторов в прямоугольные координаты. Получаем выражения компонент вектора нормали первой поверхности $M_1(u, z)$:

$$\frac{\partial M_1(u, z)}{\partial u} = r_{0a} \frac{\left(1 - \frac{1}{n}\right) \sin \beta \cos \beta}{2r(u, z) \left[\cos \beta - \frac{1}{n}\right]^{\frac{3}{2}}} - \sin \beta, \quad (9)$$

$$\frac{\partial M_1(u, z)}{\partial z} = r_{0a} \frac{-\left(1 - \frac{1}{n}\right) \sin^2 \beta}{2r(u, z) \left[\cos \beta - \frac{1}{n}\right]^{\frac{3}{2}}} - \cos \beta, \quad (10)$$

где $r(u, z) = \sqrt{u^2 + z^2}$.

Аналогичным образом считается выражение компонент вектора нормали второй поверхности $M_2(u, z)$:

$$\frac{\partial M_2(u, z)}{\partial u} = \frac{nl_s \cos^2 \beta}{r(u, z) [1 - n^2]} \left(n - \frac{\Psi_0 + n^2 l_s \sin \beta}{\sqrt{\Psi_0^2 + 2\Psi_0 l_s \sin \beta + l_s^2 - n^2 l_s^2 \cos^2 \beta}} \right) - \sin \beta, \quad (11)$$

$$\frac{\partial M_2(u, z)}{\partial z} = \frac{-nl_s \sin \beta \cos \beta}{r(u, z) [1 - n^2]} \left(n - \frac{\Psi_0 + n^2 l_s \sin \beta}{\sqrt{\Psi_0^2 + 2\Psi_0 l_s \sin \beta + l_s^2 - n^2 l_s^2 \cos^2 \beta}} \right) - \cos \beta \quad (12)$$

Подставляя выражения (9)-(12) в (8), а затем в (7), получим освещённость, распространяемую в плоскости наблюдения.

Для ламбертова источника излучения $I(u) = I_0 \cos \beta$ и положив $I_0 = 1$, можно построить зависимость E_0 от координаты u . На рисунке 2 представлена рассчитанная нормированная освещённость.

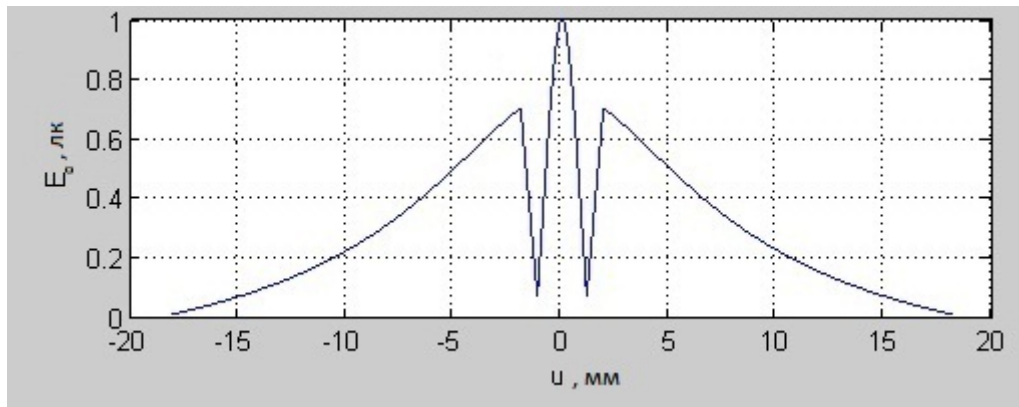


Рис. 2. Зависимость освещённости E_0 от координаты u

6. ПРИМЕР РАСЧЁТА ЭЙКОНАЛА ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ ОСВЕЩЁННОСТИ В ВИДЕ КРУГА В СИСТЕМЕ С КОЛЛИМАТОРОМ

Пусть задана оптическая система, состоящая из точечного источника в начале координат и коллимирующего элемента с коэффициентом преломления материала $n = 1,5$. Данный коллиматор формирует освещенность E_0 , которая была представлена ранее, в плоскости z_0 . Плоскость формирования требуемой освещённости расположена на расстоянии $f = 200 \text{ мм.}$ от плоскости, в которой расположена апертура. Требуется рассчитать эйконал светового поля, формирующий требуемое распределение освещённости в форме круга диаметром 54 мм.

Для расчёта эйконала $\varphi(u, v)$ применим метод, основанный на градиентном методе минимизации функционала ошибки:[1]:

$$e(\varphi) = \iint_D (E(x, y; \varphi) - E(x, y))^2 dx dy, \quad (13)$$

где требуемое $E(x, y)$ и расчетное $E(x, y; \varphi)$ распределения освещенности являются нормированными.

В таблице 1 приведены результаты работы применения градиентного метода для минимизации функционала невязки методом Ньютона.

Таблица 1. Результат минимизации функционала ошибки $e(c)$.

Номер итерации, i	Значение функционала ошибки $e(c)$
1	1597,000
2	212,314
3	30,458
4	4,248
5	1,011
6	0,871
7	0,403
8	0,115
9	0,070
10	0,046

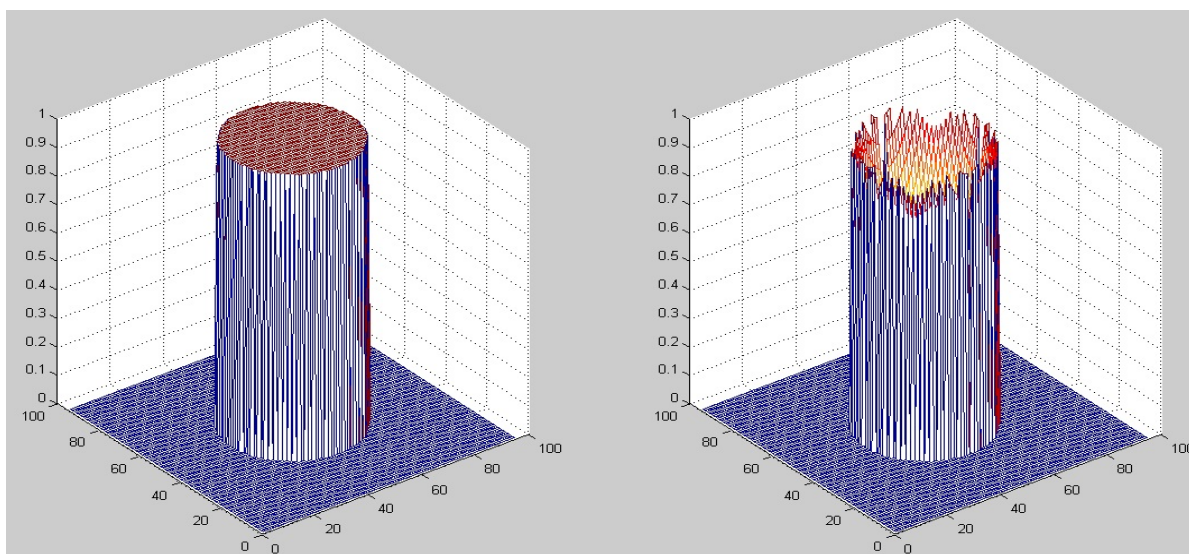


Рис. 3. Сравнение распределения освещенности, сформированного в области фокусировки и заданного

Сравнение распределения освещённости в области фокусировки, формируемого в случае рассчитанного эйконала и наперёд заданного распределения, приведено на рисунке 3.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе получены следующие результаты:

- представлена оптическая система для формирования требуемого распределения освещённости, содержащая коллиматор;
- впервые получено аналитическое выражение для освещённости, сформированной коллиматором;
- для полученного аналитического распределения освещенности применен градиентный метод расчета эйконала в оптической системе с коллиматором для формирования требуемого распределения освещённости в виде круга. С энергетической эффективностью $e = 0,8845$ и среднеквадратичным отклонением ошибки $\chi = 0,1832$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А.А. Белоусов, Л.Л. Досколович, Геометрооптический расчёт поверхностей для формирования заданных двумерных распределений освещённости. // Самара: Изд-во Самар. гос. аэрокосм. ун-та, 2009, 74 с.

2. Л.Л. Досколович, М.А. Моисеев, Расчёт преломляющих оптических элементов для формирования диаграмм направленности в виде прямоугольника. // Оптический журнал, 2009, т. 76, № 7. с. 70-76.
3. М.А. Моисеев, Л.Л. Досколович, Е.В. Бызов, С.В. Кравченко, Расчёт оптических элементов, работающих по принципу полного внутреннего отражения и формирующих заданные световые распределения в круглых областях. // Компьютерная оптика, 2012, т.36, № 3. с. 333-340.

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ И ПЛАЗМЫ СИЛЬНОТОЧНОГО ВАКУУМНОГО РАЗРЯДА ПО ОСЛАБЛЕНИЮ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СЛОЯХ АЛЮМИНИЕВЫХ ФИЛЬТРОВ

М.А. Алхимова, О.Б. Ананин, Е.Д. Вовченко,
А.П. Мелехов, А. С. Савелов

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,
кафедры физики плазмы и физики лазерного термоядерного синтеза
(115409 г. Москва, Каширское шоссе, 31)
e-mail: raiskiyAd@rambler.ru*

АННОТАЦИЯ

Исследованы параметры рентгеновского излучения (РИ), генерируемого импульсными плазменными системами различного типа (лазерная плазма, вакуумная искра) в широком диапазоне энергий квантов 0,1–20 keV. Эксперименты проведены в НИЯУ МИФИ на установке, оснащенной твердотельным лазером на алюминате иттрия с Nd (длина волны $\lambda = 1,079$ мкм; энергия в импульсе $\leq 0,35$ Дж; длительность импульса около 15 нс) и рентгеновским концентратором, а также на микропинчевых установках «ПИОН» и «Зона-2» (энергия емкостного накопителя 0,6–2,2 кДж; максимальный ток порядка 150 кА). Измерения РИ в области 0,2–1 keV выполнены на лазерной плазме, а в области 1–20 keV – на вакуумной искре. Спектральный состав РИ восстанавливался методом эффективных энергий по кривым ослабления, полученным методом «серых фильтров».

1. ВВЕДЕНИЕ

Параметры высокотемпературной плотной плазмы в пинчевых и лазерных системах достаточно близки, а диагностические методики (рентгеновские, лазерные, корпускулярные) имеют много общего и могут применяться как на разрядных, так и на лазерных установках. Исследование временных, пространственных и спектральных характеристик рентгеновского излучения, генерируемого импульсной плазмой на установках различного типа, позволяет лучше понимать общие закономерности поведения плазмы и дает богатую информацию о её параметрах и структуре. В данной работе

в качестве простой и удобной диагностики РИ выбран метод «серых фильтров» в сочетании с лазерной плазмой.

2. ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА МИКРОПИНЧЕВЫХ УСТАНОВКАХ

Эксперименты по регистрации ослабления РИ в слоях Al фильтров проводились на микропинчевых установках «Зона-2» и «ПИОН» (НИЯУ МИФИ), относящимся к разрядным системам типа низкоиндуктивная вакуумная искра (НВИ). Рабочей средой для формирования плазмы являлись пары материала электродов. Для инициации основного сильноточного разряда использовался вспомогательный триггерный разряд эрозионного типа.

Рабочие параметры установки ПИОН, используемые в эксперименте: остаточное давление в вакуумной камере $P=10^{-6}$ тор, ток разряда $I\sim 140$ кА, при напряжении на конденсаторной батарее $U=15$ кВ, и периоде разряда $T\sim 5,6$ мкс. Для исследования рентгеновского излучения (далее РИ) применялась система из Al фильтров разной толщины, и рентгеновская фотоэмульсия *Kodak* для регистрации изображения. Одновременно наличие РИ фиксировалось системой *pin*-диод. Систему фильтров и пленку размещали вне вакуумной камеры, вплотную к бериллиевому диагностическому окну толщиной ~ 100 мкм. Использовались Al-фильтры состоящие из кратного числа слоев Al с толщиной одного слоя в 70 мкм (рис.1). Экспериментальные данные и результаты их обработки [1] представлены на рис.2.

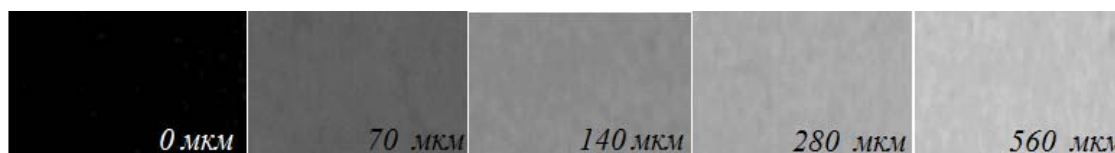


Рис.1. Степень почернения рентгеновской пленки в зависимости от толщины Al фильтра

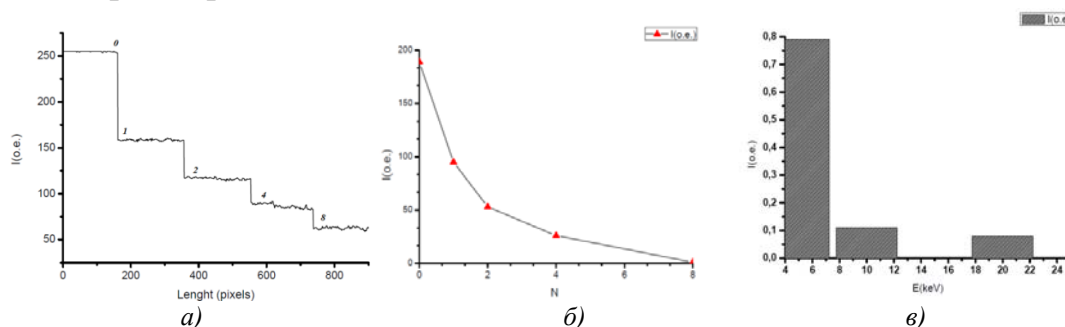


Рис. 2. а) профиль почернения рентгеновской пленки, б) кривая ослабления интенсивности рентгеновского излучения $I(N)$ в) Спектральный состав РИ

Данная гистограмма (рис.2в) соответствует двухтемпературному режиму с электронными температурами $T_e \approx 2,5 \pm 0,3$ кэВ для тепловой группы электронов и $T_H \approx 35 \pm 4$ кэВ для надтепловой группы электронов в области микропинчевания, в приближении максвелловского распределения электронов в плазме по скоростям [2].

Для получения изображения плазмы в рентгеновских лучах была проведена серия экспериментов на установке «Зона-2» с использованием камеры-обскуры с $d=200$ мкм и увеличением $\Gamma=1$. Рабочие параметры установки «Зона-2»: $P=10^{-6}$ тор, $U=13$ кВ, $I=160$ кА. Изображения, полученные на пленке при разном числе выстрелов представлены на рис 3.

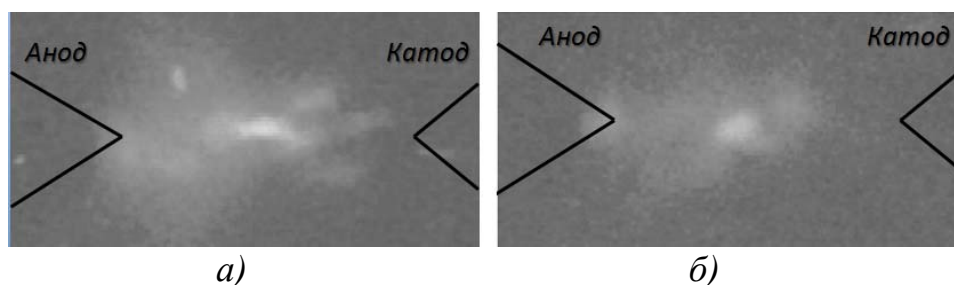


Рис. 3. Изображение плазмы микропинча в рентгеновском диапазоне, полученное на одном слое фотоэмульсии. а) 10 выстрелов б) 5 выстрелов

Поскольку режим пинчевания не оптимизирован, то количество выстрелов подбиралось в зависимости от числа слоев регистрирующей фотоэмульсии, и оценивалось по дополнительной регистрации РИ в каждом выстреле с помощью показаний *pin*-диода. Система из обскуры и пленок размещалась вне вакуумной камеры. Изображение плазмы за тремя слоями фотопленки получены за 15 выстрелов (рис.4) .

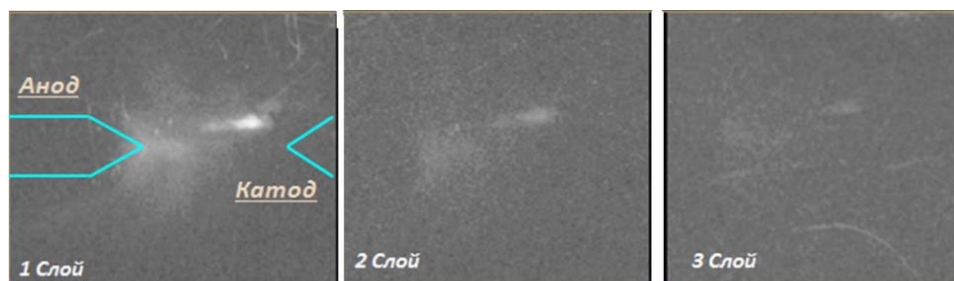


Рис.4. Изображение плазмы микропинча в слоях фотопленки Kodak

На обскурограммах можно точно видеть следующие характерные участки свечения: плазменную точку, образующуюся вблизи анода, диффузное облако в пространстве между электродами и поверхность катода.

3. АНАЛИЗ РЕНГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

Серия экспериментов по исследованию параметров лазерной плазмы проводились на экспериментальном стенде по преобразованию лазерного излучения в мягкое рентгеновское излучение (ВУФ-МРИ) [3]. Схема лазерно-плазменного источника представлена на рис.5.

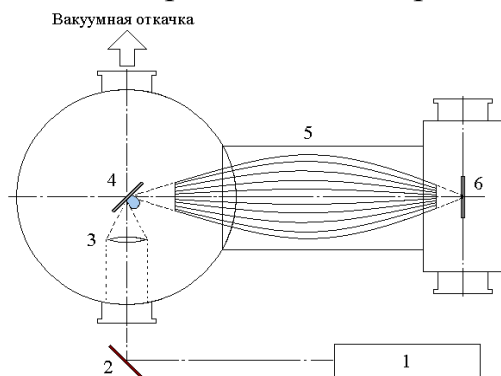


Рис. 5. Лазерно-плазменный источник коротковолнового излучения: 1 – импульсный лазер с $\lambda=1.079$ мкм; 2 – поворотное зеркало; 3 – короткофокусная линза; 4 – лазерная мишень из Al; 5 – волноводный концентратор коротковолнового излучения; 6 – фильтр с фотоэмульсией

Для создания плазмы использовался твердотельный лазер на алюминате иттрия с энергией ≤ 0.4 Дж и частотой следования импульсов до 3 Гц. Плотность потока лазерного излучения на поверхности Al-мишени составляет около $4 \cdot 10^{11}$ Вт/см². Остаточное давление в вакуумной камере $\sim 5 \cdot 10^{-5}$ Тор. Система регистрирующих Al-фильтров размещалась в фокусе волноводного рентгеновского концентратора, поскольку там достигается наибольшая интенсивность МРИ. Доза облучения контролировалась с помощью рентгеновского фотоприемника (*pin*-диод типа ФДУК-8УВС[4]) и быстрого цифрового осциллографа *WaveAce2024*. Полученные изображения, и обработка данных с помощью программы *ImageJ* представлены на рисунках 6 и 7.

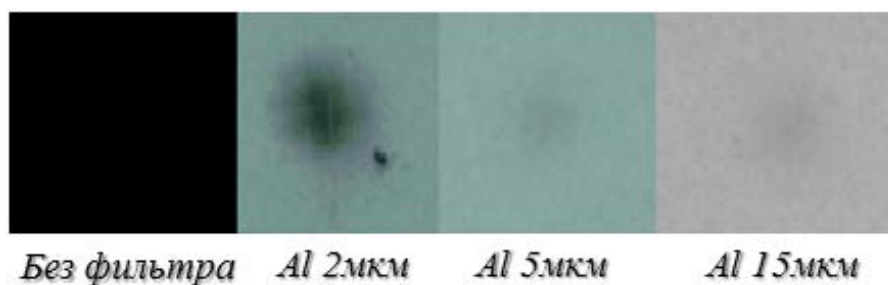


Рис. 6. Изображение пятна в фокусе рентгеновской линзы за Al фильтрами различной толщины и средней интенсивности излучения $I \sim 150 \div 300$ мВ

Для последующей обработки данных был использован метод «эффективных энергий», который позволяет дать оценку интенсивности проходящего излучения, энергии и электронной температуре плазмы.

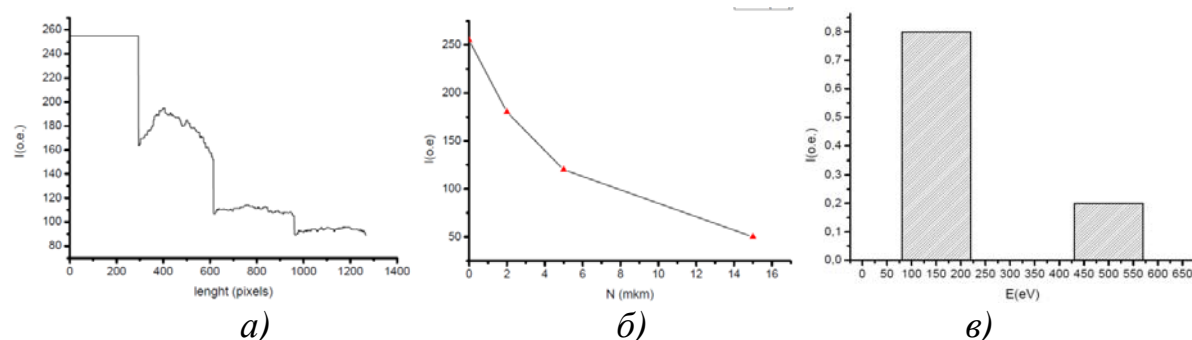


Рис. 7. Обработка рентгеновских изображений лазерной плазмы
а) профиль почернения; б) кривая ослабления; в) энергетический спектр

Полученные коэффициенты ослабления рентгеновского излучения: $\tau_1 = 8,3 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{г}$; $\tau_2 = 2,0 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{г}$. По полученным данным была оценена электронная температура лазерной плазмы $T_e \approx 70 \text{ эВ}$. Для получения изображения плазмы в рентгеновских лучах использовалась камера-обскура, которая устанавливалась внутри вакуумной камеры в защитный стальной кожух. На рисунке 8 показан узел регистрации МРИ.

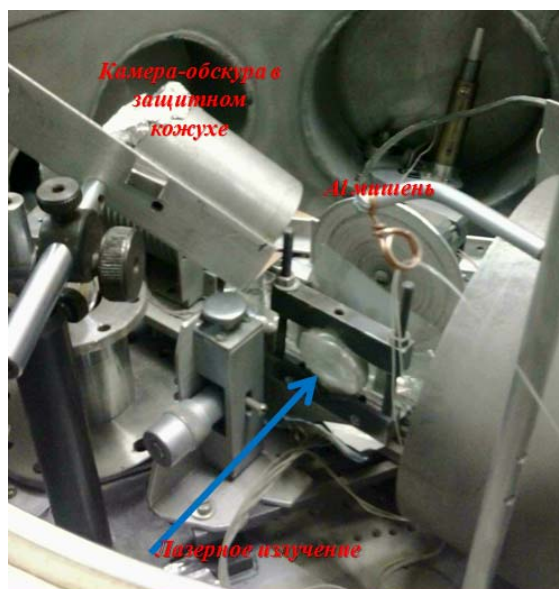


Рис.8. Узел регистрации МРИ, размещенный внутри вакуумной камеры

На рис.9 представлены изображения лазерной плазмы в рентгеновском диапазоне за Al фильтрами различной толщины при частоте следования лазерных импульсов $f=3 \text{ Гц}$, энергии в лазерном импульсе $E=350 \pm 50 \text{ мДж}$ и времени облучения $t=5 \text{ мин}$.

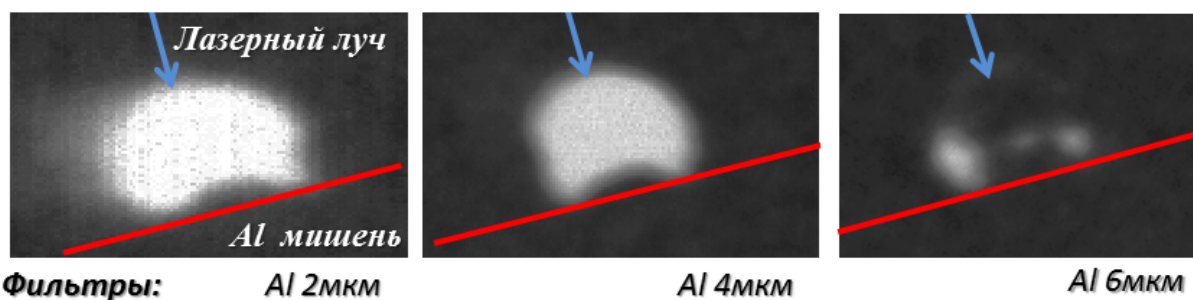


Рис.9. Изображения лазерной плазмы полученные с помощью вакуумной камеры-обскуры с $d=500$ мкм и увеличением $D=0,6$ за Al фильтрами различной толщины.

Размер пятна на фотоплёнке в среднем составил $l=0,48\pm0,02$ мм. Форма пятна возможно обусловлена неоднородностью поверхности мишени, которая образуется вследствие проплавления малых кратеров в поверхности мишени, при облучении ее лазером в режиме остаточной свободной генерации. Вид поверхности Al-мишени после облучения лазером показан на рис. 10.

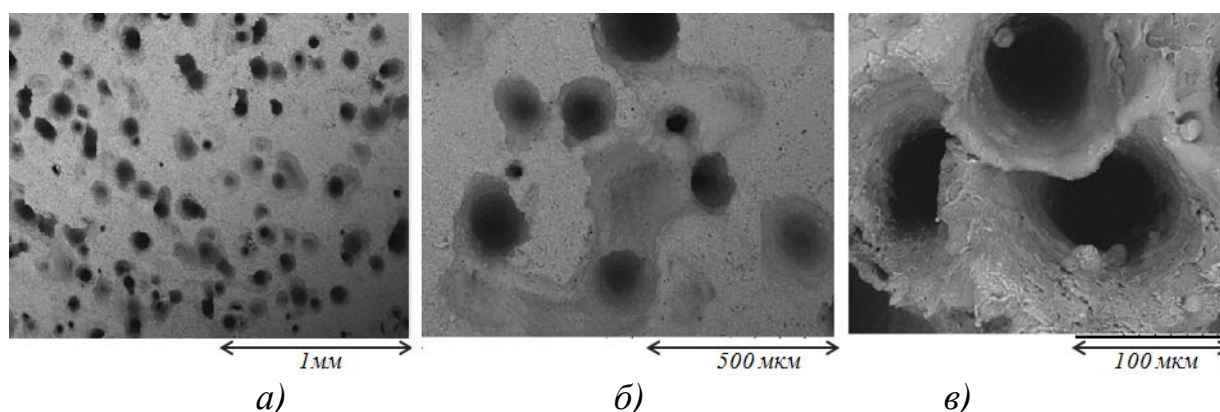


Рис.10. Вид поверхности Al мишени для разных масштабов увеличения: а) 1 мм; б) 500 мкм; в) 100мкм

При исследовании конфигурации "плазменного" пятна было замечено, что наиболее ярко светится приповерхностная область более плотной плазмы, на более поздних временах наблюдается изотропное свечение плазменного облака. От поверхности мишени плазма разлетается изотропно, со скоростью $V = l/t \approx 3,3 \cdot 10^6$ см/с, где $l=0.05$ см (размер изображения плазмы) и $t=15$ нс (время свечения плазмы). Эта величина согласуется со скоростями разлета ионов лазерной плазмы для Al мишени и подобными параметрами лазерного излучения [5].

4.3 АКТЮЧЕНИЕ

Проведено исследование импульсной плазмы с помощью анализа спектров ее рентгеновского излучения и рентгеновских изображений за фильтрами различной толщины. Получены оценки спектрального состава и электронной температуры плазмы для лазерной системы и разряда типа НВИ. На плазменных установках типа НВИ получены более высокие значения температуры плазмы и зафиксировано излучение в диапазоне жёсткого РИ: от 1,5 до 25 кэВ. Для лазерной плазмы вся диагностика проводилась в диапазоне мягкого РИ: от 200 до 1000 эВ. Результаты показали, что выбранные диагностические методики применимы к плазмам обеих систем генерации, однако требует предварительной оптимизации к условиям эксперимента и исследуемому диапазону излучения. Подобные системы диагностик будут удобны для работы, как с лазерной плазмой, так и с плазмой Z-пинча в комбинированном эксперименте, использующем лазерное инициирование малоиндуктивных высоковольтных разрядов в вакууме.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. М.А. Алхимова, Е.Д.Вовченко, С.А.Саранцев //Материалы VIII Российской конф. «Современные средства диагностики плазмы и их применения», 23-25 октября 2012 г. С.152.
2. А.Н. Долгов, В.К. Ляпидевский, А. С. Савелов, Г.Х. Салахутдинов.// Прикладная физика. 2007. №1, С.87-92.
3. О.Б.Ананьин, Д.В. Лаврухин, А.П. Мелехов и др.// Инженерная Физика. 2001. №3, С. 62.
4. <http://www.technoexan.ru/products/diodes/cat3.php>
5. О.Б. Ананьин, Ю.В. Афанасьев, Ю.А. Быковский, О.Н.Крохин// Лазерная плазма. Физика и применение.

СПИРАЛЬНЫЕ ПУЧКИ СВЕТА В ЗАДАЧАХ РАСПОЗНАВАНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ. НОВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В.Г. Волостников, С.А. Кишкин, С.П. Котова

*Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН,
(443011, г. Самара, ул. Ново-Садовая, д. 221)
e-mail: kishkin.sergey@gmail.com*

АННОТАЦИЯ

В статье приводится новый подход к распознаванию контурных изображений, базирующийся на оптике спиральных пучков. Излагается и обосновывается алгоритм определения схожести контуров. Приводятся результаты численного моделирования, обзор достоинств и перспектив метода.

1. ВВЕДЕНИЕ

Задача распознавания изображений весьма обширна [1] и первые подходы к ее решению (со своими достоинствами и недостатками) были предложены еще в середине XX века. Традиционным инструментом в этой области, наравне с менее известными подходами, является контурный анализ [2], суть которого заключена в исследовании изображения как набора контуров. Существующие методы распознавания контурных изображений имеют ряд принципиальных недостатков. В частности, эти подходы не свободны от выбора начальной точки на контуре, которая вносит неоднозначность в способ его задания. Это обстоятельство требует разработки новых методов, которые позволят надежно и однозначно идентифицировать распознавание объектов сложной контурной структуры. В данной работе предлагается принципиально новый способ распознавания контуров изображений, основанный на применении математического аппарата спиральных гауссовых пучков, который может устранить часть недостатков известных методов контурного анализа.

Фундамент предлагаемого подхода - так называемые спиральные пучки – световые поля, которые сохраняют свою структуру при фокусировке и распространении и являются объектом исследований когерентной оптики. Суть рассматриваемого подхода заключается в том, что операции прово-

дятся не с плоской кривой, задаваемой контуром, а с определяемым ею спиральным пучком. Это возможно, поскольку между кривой и пучком существует взаимно-однозначное соответствие. Однако выгоднее рассматривать спиральный пучок – более «богатый» с математической точки зрения объект, обладающий рядом удобных свойств.

2. ИЗОБРАЖЕНИЕ, КОНТУР, КРИВАЯ

В задаче распознавания контурных изображений первой процедурой является выделение границ (контуров) объекта. В данной работе подразумевается, что контуры уже были выделены одним из существующих способов. Следующим шагом является грамотное описание полученных контуров, а именно: их характеристики должны быть однозначны и инвариантны относительно различных факторов (в частности, не зависеть от выбора начальной точки, масштаба и поворота контура на плоскости). На рисунке 1 приведено изображение самолета, на котором для простоты выделен единственный контур – его граница. Конечно же, исход распознавания может (и должен) опираться на совокупность решений по отдельным выделенным на изображении контурам, это легко достигается в том случае, когда существует механизм сравнения двух контуров. Именно нахождение качественных характеристик контура и получение из них информации о схожести является целью данной работы.

Математическим представлением контуров естественно считать некоторые замкнутые плоские кривые, состоящие из упорядоченного набора точек:

$$\zeta(t) = x(t) + iy(t), t \in [0, T]. \quad (1)$$



Рис. 1. Исходное изображение (слева) и контур объекта (справа)

Очевидно, что любая замкнутая кривая представляет собой периодическую с периодом T функцию.

Ясно, что каждый контур можно представить в виде бесконечного ряда по некоторой системе полных ортогональных функций. Конечно же, существенным является вопрос выбора удобного базиса. Вопрос разложения указанных функций детально освещен в [3], где приводятся классические базисы, применяемые в задачах распознавания изображений. Проблема, однако, состоит из двух аспектов. Во-первых, чтобы процесс анализа имел разумные временные пределы, необходимо ограничиться конечным числом базисных функций. Во-вторых, конечный набор коэффициентов разложения по базису радикально зависит от того, с какой точки мы «начнем» кривую (например, в интервале $[0, T]$, либо $[a, a + T]$). Конечно, с точки зрения кривой, это не имеет никакого значения, но лишь при условии использования полного набора базисных функций, что не реализуется на практике из-за ограниченности времени и вычислительных ресурсов. Все это и побудило к поиску альтернативного подхода.

3. СПИРАЛЬНЫЙ ПУЧОК

При анализе световых полей различного типа был найден, теоретически проанализирован и экспериментально реализован новый тип световых пучков, названных спиральными [4]. Оказалось, что спиральный пучок представляет собой световое поле, сохраняющее свою структуру интенсивности с точностью до масштаба и вращения при распространении и фокусировке. С другой стороны, структура такого светового поля может быть весьма разнообразной, в частности, в форме произвольной плоской кривой, в том числе, замкнутой.

Установлено, что комплексная амплитуда $S(z, \bar{z})$ такого пучка взаимнооднозначно связана с соответствующей кривой $\zeta(t)$ и имеет вид:

$$S(z, \bar{z} | \zeta(t), t \in [0, T]) = \exp\left\{\frac{-z\bar{z}}{\rho^2}\right\} f(z) = \exp\left\{\frac{-z\bar{z}}{\rho^2}\right\} \times \\ \times \int_0^T \exp\left\{-\frac{\zeta(t)\overline{\zeta(t)}}{\rho^2} + \frac{2z\overline{\zeta(t)}}{\rho^2} + \frac{1}{\rho^2} \int_0^t [\overline{\zeta(\tau)}\zeta'(\tau) - \zeta(\tau)\overline{\zeta'(\tau)}] d\tau\right\} |\zeta'(t)| dt, \quad (1)$$

где ρ - гауссов параметр пучка, а черта означает комплексное сопряжение. Пример данной кривой и соответствующего спирального пучка приводится на рис. 2.

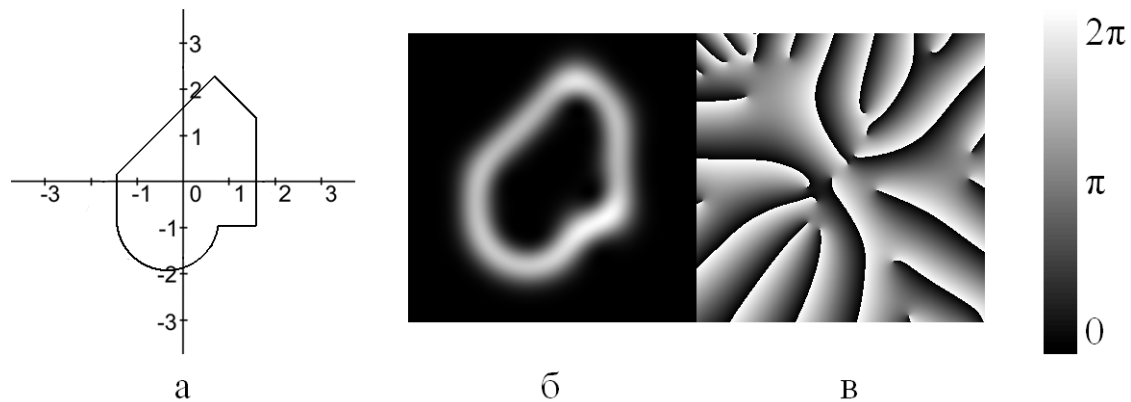


Рис. 2. Спиральный пучок в виде ломаной: а – образующая кривая, б – пространственное распределение интенсивности, в – пространственное распределение фазы

Весьма существенным является следующее свойство «квантования» спиральных пучков в виде замкнутых кривых. Если выполняется условие (условие квантования):

$$S_{curve} = \frac{1}{2} \pi \rho^2 N, \quad N = 0, 1, 2 \dots \quad (2)$$

где S_{curve} - площадь под кривой, то комплексная амплитуда пучка не зависит от начальной точки на кривой. Иными словами, спиральный пучок не определяется начальной точкой на контуре. Следовательно, любой конечный кусок ряда $S_N(z, \bar{z} | \zeta(t), t \in [a, a+T])$ также не будет зависеть от этой начальной точки с точностью до общего унимодулярного члена, зависящего только от параметра a . Таким образом, снимается проблема начальной точки к анализу и распознаванию входного контура. Это означает, что мы с любой требуемой степенью точности можем поставить в соответствие спиральному пучку $S(z, \bar{z} | \zeta(t), t \in [a, a+T])$ его конечную сумму ряда:

$$S_N(z, \bar{z} | \zeta(t), t \in [a, a+T]) = e^{-\frac{z\bar{z}}{\rho^2}} \sum_{n=0}^N c_n z^n \quad (3)$$

Следующее выражение показывает, что при этом снимается еще и проблема поворота анализируемого контура, поскольку при его повороте на угол α , конечная сумма ряда изменяется следующим образом:

$$S_N(ze^{i\alpha}, \bar{z}e^{-i\alpha} | \zeta(t), t \in [a, a+T]) = e^{-\frac{z\bar{z}}{\rho^2}} \sum_{n=0}^N (c_n e^{i\alpha n}) z^n = e^{-\frac{z\bar{z}}{\rho^2}} \sum_{n=0}^N c'_n z^n, \quad (4)$$

что лишний раз доказывает, что коэффициенты разложения способны характеризовать углы поворота.

Тут следует отметить весьма важный аспект. Параметр квантования, как было показано [5], определяет число нулей комплексной амплитуды внутри контура и, фактически, степень полинома, остающегося от исходной аналитической функции спирального пучка. Очевидно, что, если анализируемый контур сложен, то параметр квантования не может быть мал: нельзя сложное описать просто. Тем не менее, тот аспект, что снимается проблема зависимости от выбора начальной точки и поворота, является весьма существенным для детального исследования предлагаемого метода. Да и любой другой метод в случае сложного анализируемого контура нельзя освободить от того, что контур имеет замысловатую конфигурацию.

4. СРАВНЕНИЕ КОНТУРОВ

Пусть теперь имеются два контура и необходимо определить, соответствуют они друг другу или нет. Построим для них соответствующие спиральные пучки, оставляя необходимое количество членов. По приведенной ранее схеме, поставим контурам в соответствие два спиральных пучка, или два набора комплексных коэффициентов: $\{c_n^{(1)}\}_{n=0}^N$ и $\{c_n^{(2)}\}_{n=0}^N$.

Предполагается, что перед построением пучков была проведена операция нормировки площади, заключенной под контурами. Приведение к одной площади позволяет определить масштаб входного объекта. В том случае, когда параметр квантования достаточен, чтобы различить два контура, указанные наборы коэффициентов совпадают с точностью до угла взаимного поворота α :

$$\forall n \in \overline{0, N}, \quad \frac{|c_n^{(1)}|}{|c_n^{(2)}|} = 1, \quad \varphi_n = \frac{1}{i} \ln \frac{c_{n+1}^{(1)} c_n^{(2)}}{c_{n+1}^{(2)} c_n^{(1)}} \equiv \alpha, \quad (5)$$

Этот факт легко получить, записывая соотношение двух комплексных амплитуд из представления спирального пучка в виде рядов (4, 5). Если же условие (6) не выполняется, можно констатировать несоответствие контуров друг другу.

5. КРАТКОЕ ИЗЛОЖЕНИЕ АЛГОРИТМА, ЕГО ПРЕИМУЩЕСТВ

На основе вышесказанного можно пошагово кратко сформулировать последовательность действий по определению схожести двух предложенных контуров. Для этого их необходимо задать в виде упорядоченного набора точек плоскости – кривой. По полученным кривым следует вычислить соответствующие им спиральные пучки, и, далее, разложить по ортогональной системе, взяв требуемое количество коэффициентов разложения, которое эмпирически определяется рамками задачи. На основании двух наборов коэффициентов сделать вывод о том, являются ли два контура (вернее, их “ипостаси” в виде спиральных пучков) одинаковыми с точностью до масштаба и вращения.

Таким образом, может быть реализован алгоритм распознавания, обладающий следующими особенностями. В первую очередь, это независимость работы алгоритма от выбора начальной точки на контуре и масштаба контурного изображения. Во-вторых, за счет дополнительных свойств спиральных пучков возможно сокращение необходимого количества вычислений, связанных с двумерностью предлагаемых расчетов. В-третьих, контурный объект может быть произвольной формы; его сложность определяется только разрешением системы, а не количеством звеньев контура, характерным для других методов. Привлекательным свойством предлагаемого метода является то, что не требуется операция перебора, что характерно для такого общепризнанного метода распознавания как контурный анализ с использованием корреляционных функций.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе предлагается к рассмотрению новый подход в рамках контурного анализа, основанный на тесной взаимосвязи современной когерентной оптики, теории функций и численных методов. Показан и теоретически обоснован алгоритм, определяющий, являются ли два контура одинаковыми с точностью до масштаба и/или вращения. Кроме этого было пояснено, что в силу выбора специфических промежуточных объектов – спиральных пучков, ответ на вышеуказанный вопрос всегда однозначен, притом эта однозначность достигается не лобовым перебором всех возможных вариантов.

Работа выполнена при поддержке Учебно-научного комплекса ФИАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Визильтер Ю.В., Желтов С.Ю., Бондаренко А.В., Ососков М.В., Моржин А.В. Обработка и анализ изображений в задачах машинного зрения (М.: Физматкнига, 2010, 672 с.).
2. Фурман Я. А. Введение в контурный анализ и его приложения к обработке изображений и сигналов (М.: Физматлит, 2003, 592 с.).
3. Дедус Ф.Ф., Куликова Л.И., Панкратов А.Н., Тетуев Р.К. Классические ортогональные базисы в задачах аналитического описания и обработки информационных сигналов. Под редакцией Ф.Ф. Дедуса. Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 2004, 141 с.
4. Абрамочкин Е.Г., Волостников В.Г. Современная оптика гауссовых пучков. М.: Физматлит, 2010, 188 с.
5. Абрамочкин Е.Г., Волостников В.Г. Успехи физических наук, **174**, 1273 (2004).

ИССЛЕДОВАНИЕ АУТОФЛЮОРЕСЦЕНЦИИ И ФЛЮОРЕСЦЕНЦИИ «ФОТОДИТАЗИНА» В ОРГАНАХ МЫШЕЙ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ МЕТОДАХ ВВЕДЕНИЯ

Ю.О.Кузнецова¹, А.С. Саидов², Н.А. Калягина³

*¹Национальный Исследовательский Ядерный Университет «МИФИ»
(115409, г. Москва, Каширское шоссе, 31)*

*²Управление делами Президента РФ ФГБУ «Учебно-научный медицинский
центр»*

(121359, г. Москва, улица Маршала Тимошенко, 21)

*³ФГБУН «Институт Общей Физики им. А.М.Прохорова РАН»
(119991, г. Москва, ул. Вавилова, 38)*

e-mail: JOKuznetsova@mail.ru

АННОТАЦИЯ

В данной работе представлен спектральный анализ особенностей диффузного отражения и флуоресценции фотосенсибилизатора «Фотодитазин» в органах мышей, в соответствии с их оптическими свойствами. Для этого, сначала были изучены особенности поглощения, рассеяния и аутофлуоресценции, а затем проведено исследование динамики накопления фотосенсибилизатора в органах мыши в зависимости от времени. Для каждого исследуемого органа мыши и для каждой временной точки были разработаны алгоритмы анализа и обработки данных, позволяющие избежать интерпретационных ошибок.

1. ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день существует несколько методов для отслеживания движения и накопления препаратов в органах. Самыми известными из них являются радиоизотопная диагностика, рентгенологическое исследование, и высокоэффективная жидкостная хроматография [1],[2],[3]. Однако, помимо наличия недостатков, связанных с использованием радиоактивных соединений, рентгеновского аппарата [1] и йодистых препаратов [2], эти методы не позволяют сделать комплексной и количественной оценки препаратов во всех органах. Методы оценки/детектирования флуоресценции, в свою очередь, способны визуализировать и количест-

венно оценивать содержание препаратов-красителей в организме. Поэтому, целью нашей работы является разработка алгоритма анализа динамики накопления препаратов в организме с помощью флюоресцентного анализа. Для достижения данной цели мы проведем спектральный анализ органов мыши до и после введения флюоресцентного маркера - фотосенсибилизатора (ФС), проследив, таким образом, динамику накопления препарата в зависимости от времени. При разработке алгоритма анализа полученных спектральных данных будут учтены различия в поглощении, рассеянии и аутофлюоресценции исследуемых тканей

Несмотря на то, что в медицинской практике лимфотропное введение препарата применяется уже более 320 лет [4], все еще остаются не изученным характер распределения препаратов в различных органах, расположенных в лимфо-зоне и на расстоянии от нее. Поэтому, разработанный алгоритм будет апробирован на примере анализа распределения ФС в организме мышей при сравнении двух методов введения: внутривенном и лимфотропном. Акцент такого исследования будет сделан на паховой области, поскольку в настоящее время в клинической медицине проблема лечения воспаления яичек остается актуальной и, по данным авторов [5],[6],[7], пациенты с острыми воспалительными заболеваниями яичка и его придатка составляют до

10,2 % в структуре экстренных урологических заболеваний. Однако стоит также обратить внимание на распределение препарата и в паренхиматозных органах, таких как печень, почки и селезенка, т.к. они участвуют в кроветворении и являются естественными фильтрами организма.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Для проведения эксперимента в качестве биологических моделей были взяты белые лабораторные мыши, а в качестве фотосенсибилизатора - "Фотодитазин. ФС вводился в организм мыши двумя способами: лимфотропно и внутривенно. При лимфотропном методе инъекция "Фотодитазина" производилась подкожно, в паховую зону (слева) - в область скопления лимфотических сосудов, а при внутривенном методе - в хвостовую вену мыши в концентрации 5 мг/кг в объеме 20 мкл/мышь. В качестве источника излучения для передачи излучения к исследуемым органам и возбуждения флюоресценции использовался He-Ne лазер с длиной волны 632,8 нм и выходной мощностью из торца волокна 5 мВт. Детектирование сигнала

осуществлялось с помощью лазерного спектроанализатора «LESA-01-BIOSPEC» посредством волоконно-оптического зонда [8]. При измерениях зонд находился «в контакте» с тканями мыши. Сначала проводились измерения спектров диффузного отражения и аутофлуоресценции различных органов мышей, а затем оценивалось накопление препарата в промежутки времени между 15-ой минутой и 24-мя часами.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

После преобразования и обработки сигнала посредством лазерного спектроанализатора «LESA-01-BIOSPEC», были получены спектрограммы от различных участков органов мышей. При измерениях без введенного ФС в организм мыши, спектрограммы представляли собой кривые с одним выраженным пиком (диффузного отражения), отвечающим за рассеяние и поглощение лазерного излучения (пик слева в диапазоне 625-642 нм), и небольшим подъемом, отвечающим за аутофлуоресценцию органов (пик справа в диапазоне 642-810 нм) (рис.1). Для пика диффузного отражения (в области длины волны излучения) было характерно более сильное поглощение почками и печенью по сравнению с поглощением яйчком. Это связано с тем, что кровенаполненность этих органов выше и гемоглобин, содержащийся в этих органах, поглощает в данном диапазоне длин волн [9]. При измерениях с введенным ФС, спектрограммы представляли собой кривые с двумя выраженными пиками: одним - отвечающим за рассеяние и поглощение (пик слева) и другим - отвечающим за флуоресценцию препарата (пик справа) (рис. 2).

Спектральные данные анализировались в ограниченных диапазонах, в пределах которых оценивались рассеяние, поглощение, аутофлуоресценция и флуоресценция, обусловленная ФС, а также определялись границы данных диапазонов (посредством расстановки «маркеров»). Маркер М1 (красный) был поставлен на первый пик нашего спектра (отвечающий за рассеяние и поглощение, (рис.1)). Маркеры М2 и М3 (синий и зеленый) были размещены таким образом, чтобы площадь, заключенная между этими маркерами и спектром флуоресценции не включала в себя часть спектра, соответствующую шумам. Границы диапазонов были выбраны индивидуально для каждого из органов и тканей, согласно их оптическим свойствам.

Для яичка маркеры были распределены следующим образом (по длинам волн): M1=632.82 нм, M2=646.15 нм и M3=793 нм. Далее к спектрограммам была применена функция (P2_3)/M1, позволяющая получить соотношение площади под кривой флюоресценции (P2_3) к соответствующему пику обратного рассеяния (M1). Если спектрограммы находились на разных уровнях относительно оси абсцисс, то, во избежание ошибок в вычислениях, они были приведены к одному уровню.

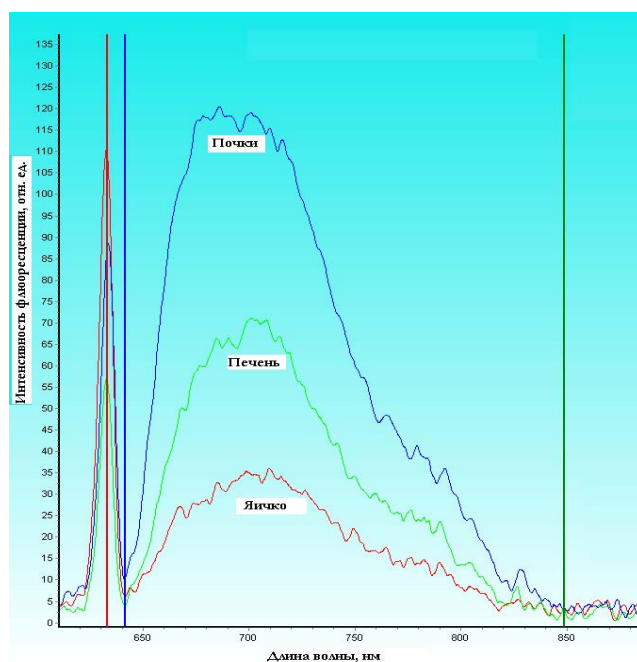


Рис. 1. Пример спектров поглощения, обратного рассеяния и аутофлюоресценции яичка, печени и почек

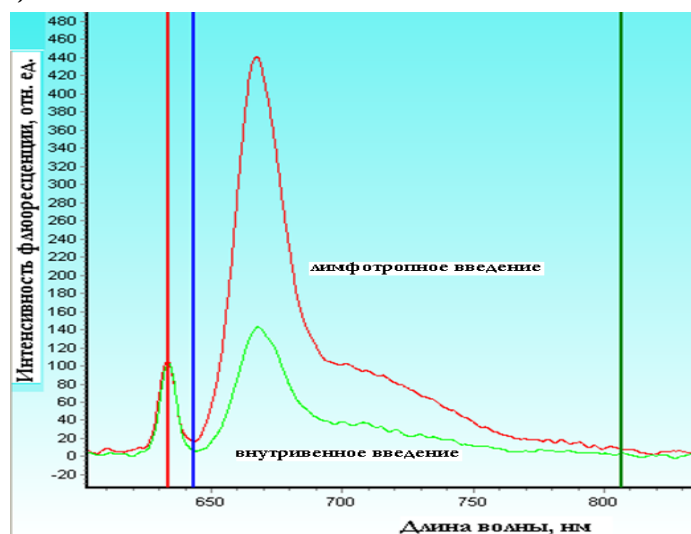


Рис. 2. Пример детектирования различий в флюоресцентных сигналах при различных способах введения (в яичках, на 60 мин)

После обработки сигналов были выбраны спектрограммы, имеющие максимальное значение индекса флюоресценции (интенсивности флюоресценции) для каждого органа и исследуемой временной точки. На основе полученных данных были получены зависимости интенсивности флюоресценции от времени для яичка, печени и почек (рис.3,4 и 5).

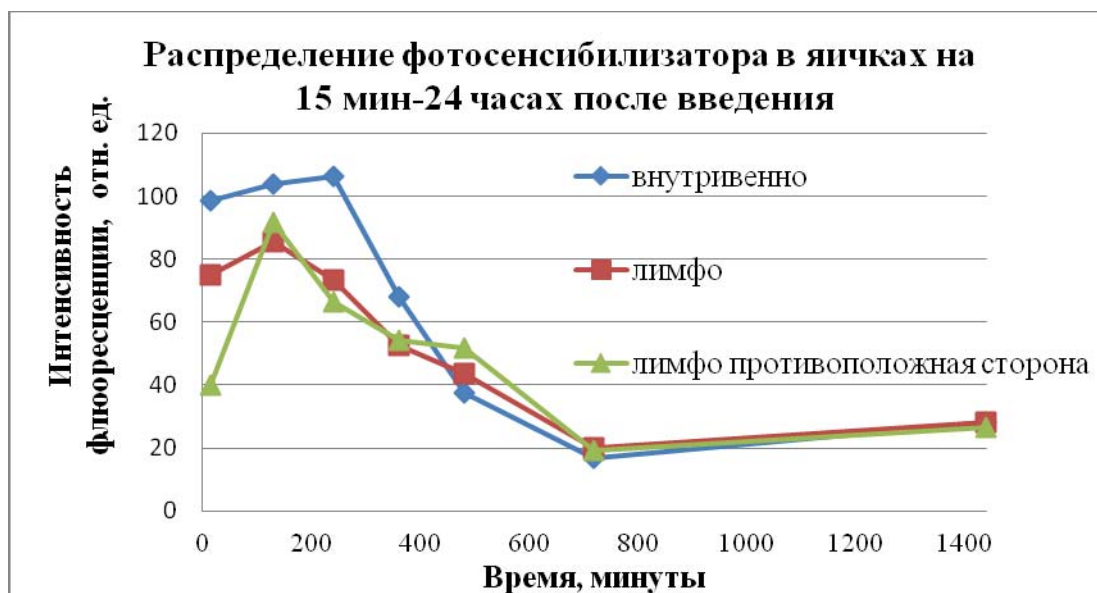


Рис. 3. График зависимости интенсивности флюоресценции ФС от времени для яичек

На первых минутах при лимфотропном введении наблюдается избирательное накопление препарата в яичке, находящемся на стороне места введения по сравнению с противоположенным (рис. 3). В связи с медленным оттоком ФС из места лимфотропного введения, в первые часы (15мин-6 часов) накопление Фотодитазина при внутривенном введении выше, чем при лимфотропном. С течением времени наблюдается увеличение содержания препарата при лимфотропном введении по сравнению с внутривенным (рис.3). Также было выявлено, что при внутривенном введении накопление ФС происходит до 240 мин, а затем преобладает его постепенное выведение из органа. В то время как при лимфотропном способе препарат удерживается вплоть до 480 мин, что говорит о более пролонгированном нахождении ФС при данном способе введения. Протекание данного процесса также связано с тем, что "Фотодитазин" постепенно поступает из места введения препарата и подпитывает лимфатическую систему. После временной точки в 12 часов концентрация препарата в яичке уменьша-

ется и графики, отвечающие обоим способам введения, устремляются в одну точку.

При внутривенном введении содержание ФС в печени и почках достигает своего максимума (Рис.4 и 5) намного быстрее, чем в яичках, а при лимфотропном его содержание остается намного ниже до тех пор, пока они не сойдутся в одну точку (к 240-360 мин соответственно). Однако, в почках после 360 мин наблюдается более высокое содержание препарата при лимфотропном введении по сравнению с внутривенным.

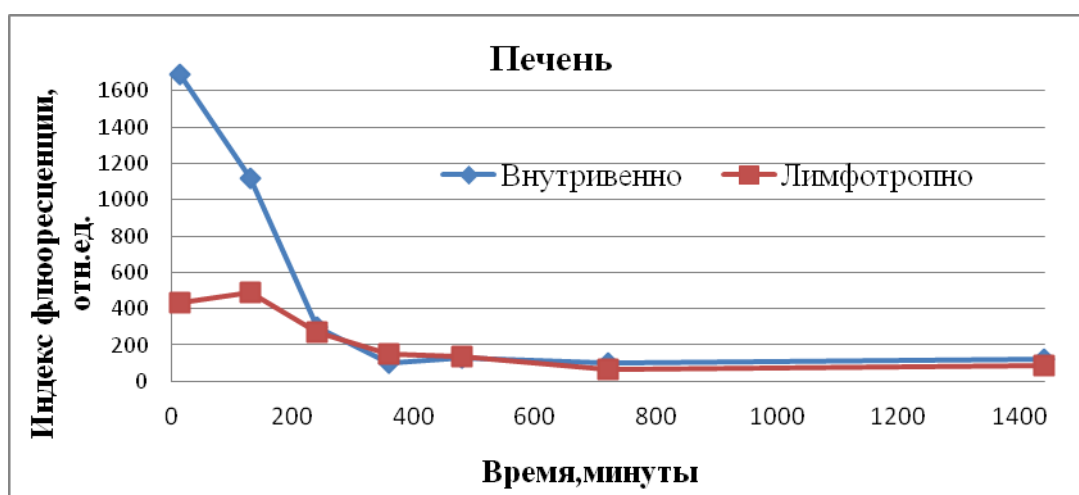


Рис. 4. График зависимости интенсивности флуоресценции ФС от времени

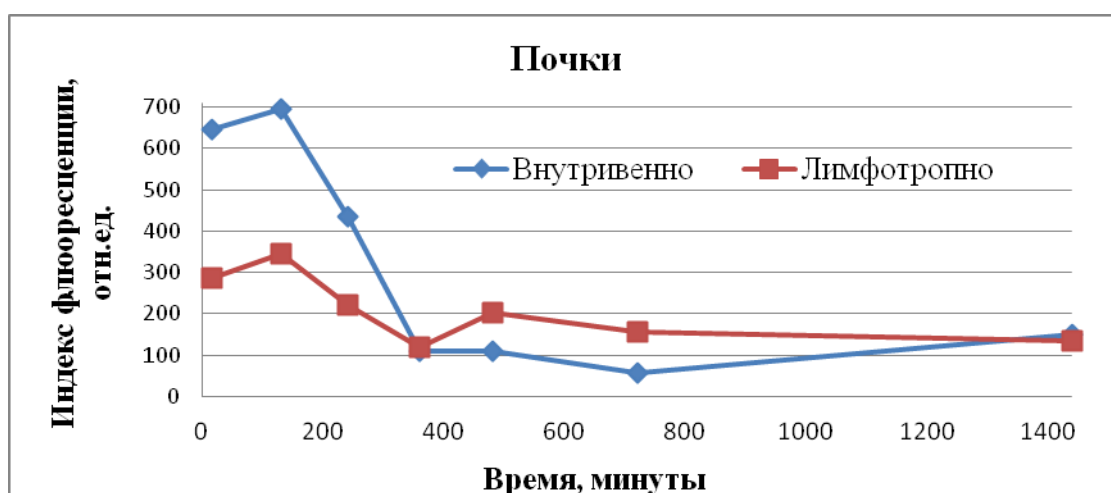


Рис. 5. График зависимости интенсивности флуоресценции ФС от времени

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования позволили определить наиболее эффективный алгоритм обработки и анализа спектральных данных различных органов и тканей (содержащих и не содержащих ФС), благодаря которому, предоставляется возможным отслеживание накопления препарата в органах в зависимости от времени, избегая интерпретационных ошибок.

Полученные результаты апробации данного алгоритма показывают, что лимфотропный метод введения может потенциально повысить эффективность лечения, т.е. снизить гепето-, нефротоксичность, т.к. на определенных временных промежутках накопление препарата в печени и почках заметно ниже. Однако, для подтверждения этого, требуется провести дальнейшие исследования на мышцах с воспалением и новообразованиями, в т.ч. с целью выявления наиболее эффективных и минимально токсичных методов воздействия препаратов на ткани и органы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Важенин А.В., Яйцев С.В., Васильева Е.Б., Сырчикова Е.А., Радионуклидная диагностика и терапия как современное перспективное направление развития ядерной медицины на Южном Урале, Вестник Уральской медицинской академической науки, номер 2, с.123, 2012
2. Aichinger H. Radiation exposure and image quality in x-ray diagnostic radiology: physical principles and clinical applications. – Springer, 2012
3. Хенке Х. Жидкостная хроматография. – Litres, 2013.
4. Ю.М. Левин, П.К. Ионов, Н.И. Косякова, Лимфотропное введение лекарственных препаратов: средства и методы практической лимфологии, Москва, 1987г.
5. Сафаров Ш.А. Современные подходы к лечению острого эпидидимоорхита. //дисс. канд. мед.наук. - М. 2007.
6. Корюков Д.В. Современные аспекты диагностики и лечения острого неспецифического эпидидимоорхита. дис. на соиск. уч. ст. канд. мед. наук, 2010 г.
7. Белый Л.Е., Острый эпидидимит: этиология, патогенез, диагностика и лечение. Урология. № 2, 2010 г.
8. Loschenov V.B, Konov V.I., and Prokhorov A.M., Photodynamic Therapy and Fluorescence Diagnostics, Laser Physics, 10, No. 6, 2000, pp. 1188–1207
9. Рогаткин, Д. А. "Физические основы оптической оксиметрии." медицинская физика 2 (2012)

МЕТОД АМПЛИТУДНО-СПЕКТРАЛЬНОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ДЛЯ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ ДАТЧИКОВ

Д.А. Немова, В.Д. Паранин

*Самарский государственный аэрокосмический университет
им. академика С.П. Королева
(443086, г. Самара, Московское шоссе, д.34)*

АННОТАЦИЯ

Предложен метод амплитудно-спектрального преобразования для волоконно-оптических датчиков со спектротомодулированным сигналом. Разработана математическая модель и выведены инженерные формулы расчета. Проведены экспериментальные исследования макета вторичного преобразователя.

1. ВВЕДЕНИЕ

Волоконно-оптические датчики различных физических величин находят широкое применение в авиационной и космической технике, строительстве, промышленной автоматике. Для условий с высоким уровнем помех и требований взрывозащищенного исполнения удобно использовать волоконно-оптические датчики на основе волоконных брэгговских решеток (ВБР) со спектротомодулированным выходным сигналом. На их основе можно производить измерение массы, деформации, вибрации, температуры, перемещения и др. физических параметров.

Одноканальные методы преобразования осуществляются главным образом с помощью дискретных интерференционных фильтров или волоконных решеток Брэгга.

Вместе с тем, известные подходы имеют определенные недостатки. Так для ВБР-датчиков температуры интерференционный фильтр должен иметь подъем характеристики от минимума до максимума шириной 2..3 нм при заданной рабочей точке $\lambda = \lambda_p$. Изготовление подобных фильтров достаточно дорого, а их применение требует осушки и герметизации конструкции [1], прецизионного термостатирования или термокомпенсации [2]. Однако эти меры не устраняют влияния структурного изменения материалов

фильтров, что со временем приводит к существенному изменению спектральной характеристики [1].

В случае использования в качестве краевого спектрального фильтра решетки Брэгга оптическое излучение всегда будет отражаться обратно в волоконно-оптический тракт. Это вызывает амплитудную и модовую нестабильность источника излучения, интерференционные шумы на фотоприемнике [3]. Для устранения этих эффектов необходим изолятор Фарадея, усложняющий и удорожающий конструкцию.

Целью настоящей работы является разработка метода вторичного преобразования спектр-амплитуда на основе эффекта двулучепреломления применительно к для волоконно-оптическим датчикам со спектромодулированным сигналом.

2. ПРИНЦИП РАБОТЫ ВТОРИЧНОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ

Вторичный преобразователь работает следующим образом. Излучение оптического волокна коллимируется градиентной линзой и поступает на поляризатор, ось пропускания которого образует угол $(\alpha_1 - \alpha_2) = 45^\circ$ с оптической осью двулучепреломляющего элемента. Затем плоскополяризованное излучение разделяется на обыкновенную и необыкновенную волны, распространяющиеся в двулучепреломляющем элементе с собственными фазовыми скоростями. Пространственное разделение этих волн осуществляется двулучеразводящим элементом. В результате на выходе получают две волны $I_x(\lambda)$, $I_z(\lambda)$ с периодическими спектральными характеристиками, причем эти характеристики противоположны (рис. 1).

Интенсивность разделенных волн $I_x(\lambda)$, $I_z(\lambda)$ измеряется соответствующими фотоприемниками. В процессе измерения контролируемой величины, например температуры, узкополосные оптические сигналы на выходе двулучепреломляющего элемента смещаются по спектру, что приводит к изменению интенсивностей $I_x(\lambda)$, $I_z(\lambda)$ на фотоприемниках. Для устранения аддитивной и мультипликативной погрешностей измерения выходной сигнал фотоприемников преобразуется по выражению:

$$I = \frac{I_x(\lambda) - I_z(\lambda)}{I_x(\lambda) + I_z(\lambda)}, \quad (1)$$

где I_x, I_z – интенсивности x- и z-поляризованного излучения на фотоприемниках.

Поскольку пространственное разделение обоих оптических сигналов выполняется одним и тем же элементом, это позволяет также уменьшить влияние температуры на результат измерения. Изменение же состояния поляризации, возникающее в оптическом волокне под действием механических напряжений и изменения температуры, практически не оказывает воздействия на результат измерения, что достигается использованием входного поляризатора.

Для математического описания структуры «поляризатор – двулучепреломляющий элемент», выполняющей спектральное и пространственное разделение оптического сигнала, воспользуемся матрицами Джонса [4]. Тогда передаточная функция этой структуры, описывающая изменение состояния поляризации и спектральное разделение в двулучепреломляющем элементе, будет иметь вид:

$$\begin{pmatrix} A_{x2} \\ A_{z2} \end{pmatrix} = m_1 \cdot m_2 \cdot m_3 \cdot m_4 \cdot m_5 \cdot m_6 \cdot \begin{pmatrix} A_{x1} \\ A_{z1} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где a_1, a_2 – углы ориентации осей пропускания поляризатора и двулучепреломляющего элемента относительно оси x, град; t_1 – амплитудное пропускание поляризатора, отн. ед.; $A_{x1}, A_{z1}, A_{x2}, A_{z2}$ – амплитуды x- и z-поляризованной волны на входе и выходе двулучепреломляющего элемента соответственно; $S_x(\lambda, T), S_z(\lambda, T)$ – суммы геометрических прогрессий, описывающих переотражения оптического излучения в плоскопараллельном двулучепреломляющем элементе для x- и z-поляризованной волны;

$$m_1 = \begin{pmatrix} \cos(a_2) & -\sin(a_2) \\ \sin(a_2) & \cos(a_2) \end{pmatrix}, \quad m_2 = \begin{pmatrix} S_x(\lambda, T) & 0 \\ 0 & S_z(\lambda, T) \end{pmatrix}, \quad m_3 = \begin{pmatrix} \cos(a_2) & \sin(a_2) \\ -\sin(a_2) & \cos(a_2) \end{pmatrix},$$

$$m_4 = \begin{pmatrix} \cos(a_1) & -\sin(a_1) \\ \sin(a_1) & \cos(a_1) \end{pmatrix}, \quad m_5 = \begin{pmatrix} t_1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad m_6 = \begin{pmatrix} \cos(a_1) & \sin(a_1) \\ -\sin(a_1) & \cos(a_1) \end{pmatrix},$$

$$S_x(\lambda, T) = \frac{b_x(\lambda, T)}{1 - q_x(\lambda, T)}, \quad S_z(\lambda, T) = \frac{b_z(\lambda, T)}{1 - q_z(\lambda, T)},$$

$$b_x(\lambda, T) = (1 - R_x(\lambda))^2 \exp(i\varphi_x(\lambda, T)), \quad b_z(\lambda, T) = (1 - R_z(\lambda))^2 \exp(i\varphi_z(\lambda, T)),$$

$$q_x(\lambda, T) = R_x^2(\lambda) \exp(2i\varphi_x(\lambda, T)), \quad q_z(\lambda, T) = R_z^2(\lambda) \exp(2i\varphi_z(\lambda, T)),$$

$$\varphi_x(\lambda, T) = \frac{2\pi}{\lambda} \left(h + h \frac{\partial h}{\partial T} \Delta T \right) \left(n_x(\lambda, T) + \frac{\partial n_x(\lambda)}{\partial T} \Delta T \right),$$

$$\varphi_z(\lambda, T) = \frac{2\pi}{\lambda} \left(h + h \frac{\partial h}{\partial T} \Delta T \right) \left(n_z(\lambda, T) + \frac{\partial n_z(\lambda)}{\partial T} \Delta T \right);$$

$b_x(\lambda, T)$, $b_z(\lambda, T)$ - первый член прогрессии для x - и z -поляризованной волны; $q_x(\lambda, T)$, $q_z(\lambda, T)$ - знаменатели прогрессии; $R_x(\lambda)$, $R_z(\lambda)$ - коэффициенты отражения поверхности двулучепреломляющего элемента; $n_x(\lambda, T)$, $n_z(\lambda, T)$ - показатели преломления; λ - длина волны излучения, м; h - толщина двулучепреломляющего элемента, м; $\Delta T = T - T_0$ - отклонение температуры T двулучепреломляющего элемента от номинальной T_0 , град.

Для преобразователя с углами ориентации оси поляризатора $\alpha_1 = 45^\circ$, осей двулучепреломляющего элемента $\alpha_2 = 0^\circ$, с близкими коэффициентами отражения $R_x \approx R_z$ интенсивности поляризованных составляющих на выходе I_x , I_z будут равны:

$$I_x(\lambda, T) = \frac{I_x^{\max}(\lambda, T)}{2} + \frac{I_z^{\max}(\lambda, T)}{2} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} h(T) \Delta n(\lambda, T)\right),$$

$$I_z(\lambda, T) = \frac{I_z^{\max}(\lambda, T)}{2} - \frac{I_x^{\max}(\lambda, T)}{2} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} h(T) \Delta n(\lambda, T)\right), \quad (3)$$

где $I_x^{\max}(\lambda, T)$, $I_z^{\max}(\lambda, T)$ - максимальное пропускание обыкновенной и необыкновенной волны, отн. ед.; $\Delta n(\lambda, T)$ - величина двулучепреломления, ед.

При $I_x^{\max} \approx I_z^{\max}$, что справедливо для материалов с небольшим двулучепреломлением, выражение (1) имеет вид:

$$\left(I_x - I_z \right) / \left(I_x + I_z \right) \approx \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta n h\right). \quad (4)$$

Заметим, что толщина двулучепреломляющего элемента h должна обеспечивать фазовую задержку $\pi/2$ между обыкновенной и необыкновенной волной и выполнение условия $I_x = I_z$. Это достигается при толщинах h_p , кратных $\Delta h_p = \lambda_p / 4 \Delta n(\lambda_p, T)$:

$$h_p = \frac{(2m+1)\lambda_p}{4\Delta n(\lambda_p, T)}, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (5)$$

При записи формулы (5) полагалось, что наклон спектральной характеристики для h_p при любых m имеет одинаковый знак, а толщина двулучепреломляющего элемента h_p обеспечивает заданную крутизну S_p спектральной характеристики в рабочей точке $\lambda=\lambda_p$. При этом в области максимальной крутизны спектральной характеристики выполняется условие:

$$\frac{2\pi h_p \Delta n(\lambda_p, T)}{\lambda_p^2} \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda_p} h_p \Delta n(\lambda_p, T)\right) \geq S_p.$$

С учетом условия $\sin(2\pi h_p \Delta n(\lambda_p, T)/\lambda_p) \rightarrow 1$ в рабочей точке $\lambda = \lambda_p$ для толщины h_p справедливо выражение:

$$h_p \geq \frac{S_p \lambda_p^2}{2\pi \Delta n(\lambda_p, T)}, \quad (6)$$

Определим ширину спектральной полосы $\Delta\lambda_p$ при заданной крутизне характеристики S_p . Для этого рассмотрим косинусную апериодическую функцию (4). Заметим, что $\Delta\lambda_p$ это половина периода этой функции в окрестности $\lambda=\lambda_p$. Учитывая, что толщины h_p , полученные из (5) и (6), практически не отличаются, перепишем h_p в виде:

$$h_p \approx \frac{S_p \lambda_p^2}{2\pi \Delta n(\lambda_p, T)}, \quad (7)$$

Подставив (7) в (4) и принимая $\lambda \approx \lambda_p$, получим приближенное выражение для $\Delta\lambda_p$:

$$\Delta\lambda_p \approx \frac{\pi}{S_p}, \quad (8)$$

Для некоторых спектральных датчиков может потребоваться увеличение ширины полосы $\Delta\lambda_p$ до десятков – сотен нанометров. Это требует изготовления чрезвычайно тонких двулучепреломляющих элементов, порядка единиц – десятков микрометров. В этом случае в качестве двулучепреломляющего элемента могут использоваться два кристалла с разностью тол-

щин в единицы – десятки микрометров, оси которых взаимно развернуты на 90° . Недостатком такого варианта является увеличение суммарной толщины и, следовательно, теплового расширения кристаллов.

3. ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ВТОРИЧНОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ

Экспериментальное исследование производилось по схеме, приведенной на рис. 2. В стенде использовался спектрометр ASP-IRSF с разрешением 0,13 нм и спектральным диапазоном 500-1700 нм. Источником излучения служил красный светодиод мощностью 1Вт, эффективно излучающий в диапазоне 600-650 нм. Для создания входной и выходной поляризаций использовались призмы Глана-Тейлора. Спектры пропускания волн $I_x(\lambda)$, $I_z(\lambda)$ измерялись при ортогональных положениях выходного поляризатора, после чего обрабатывались по формуле (1). В качестве двулучепреломляющего элемента был выбран кристалл ниобата лития LiNbO_3 конгруэнтного состава толщиной 0,52 мм x -среза. Экспериментальная и расчетная передаточные характеристики макета вторичного преобразователя приведены на рис. 2 а, б.

Для экспериментальной характеристики была определена рабочая полоса $\Delta\lambda_p=3,5$ нм на длине волны $\lambda_p=632$ нм. По этим данным была построена теоретическая характеристика (рис. 3, б), хорошо совпадающая с экспериментальной. Расчетная толщина кристалла составила 0,53 мм, что близко к реальной толщине 0,52 мм. Аналогичным образом был исследован образец ниобата лития толщиной 1,06 мм. Теоретические параметры, при которых достигалась идентичность измеренной и расчетной характеристик, равны: $h_p=1,10$ мм, $\Delta\lambda_p=1,67$ нм. Таким образом, погрешность моделирования по выше приведенным формулам в обоих случаях не превышает 4%.

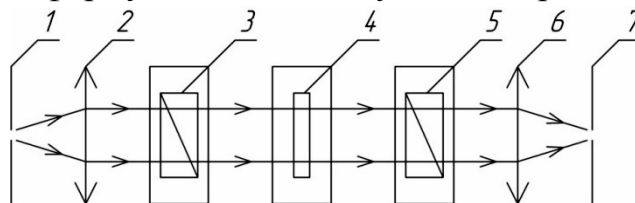
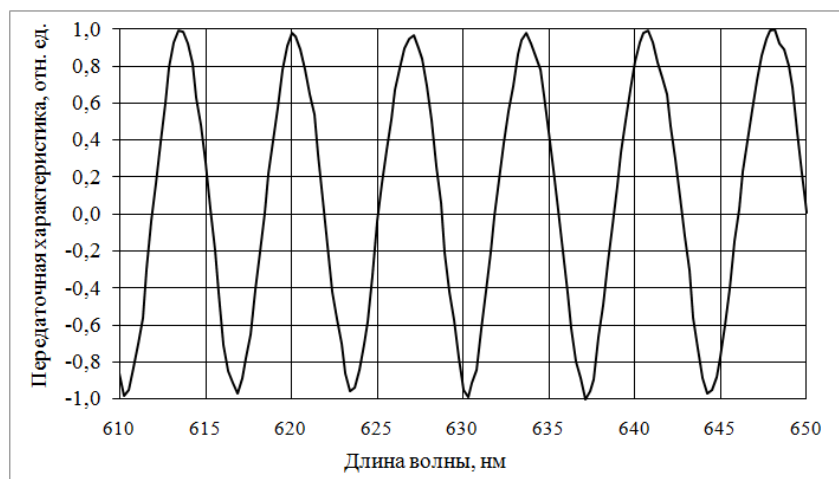
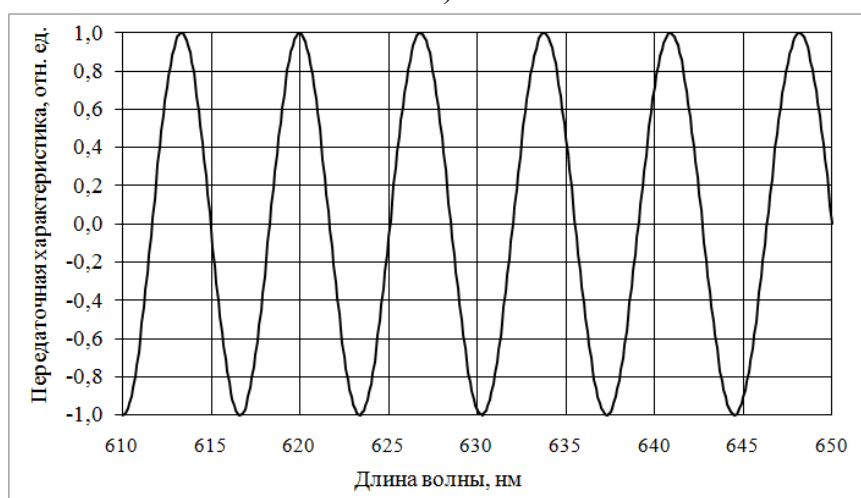


Рис. 1. Схема экспериментального стенда: 1 – выходная щель источника излучения, 2 – коллимирующая линза, 3 – входной поляризатор, 4 – двулучепреломляющий кристалл, 5 – выходной поляризатор, 6 – собирающая линза, 7 – входная щель спектрометра



а)



б)

Рис. 2. Передаточные характеристики преобразователя: а) экспериментальная характеристика для $h_p=0,52$ мм, $\Delta\lambda_p=3,5$ нм; б) расчетная характеристика для $h_p=0,53$ мм, $\Delta\lambda_p=3,5$ нм

Рассмотрим влияние некоторых инструментальных погрешностей на передаточную характеристику вторичного преобразователя. Передаточная характеристика, согласно (1), зависит от интенсивностей сигналов $I_x(\lambda)$, $I_z(\lambda)$. При этом абсолютное изменение интенсивностей ΔI_x , ΔI_z может быть независимым, если оно возникает в канале фотоприемника или взаимозависимым, если изменяется угол ($\alpha_1-\alpha_2$) между осью пропускания входного поляризатора и осями двулучепреломляющего материала.

Влияние нестабильности мощности излучения источника, разброса характеристик фотоприемников подробно рассмотрены в [2]. Их передаточные функции будут вносить мультипликативную погрешность, по-

скольку элементы в измерительной системе расположены последовательно.

Отклонение угла α_1 оси поляризатора от 0° вызывает изменение амплитуд сигналов A_{xI} , A_{zI} на входе двулучепреломляющего элемента без смещения передаточной функции по спектру. Для преобразователя на основе ниобата лития с $\lambda_p=632$ нм, $h_p=1,10$ мм, $\Delta\lambda_p=1,67$ нм изменение передаточной функции в $\lambda=\lambda_p$ составляет не более 10^{-4} при $\alpha_1 \leq 1^\circ$.

Из формулы (1) следует, что для независимых $I_x(\lambda)$, $I_z(\lambda)$ изменение передаточной функции в рабочей точке $\lambda=\lambda_p$ с учетом тождества $I_x = I_z$ и $I_x+I_z=I_{\text{сумм}}$ составляет половину относительного изменения $\Delta I_x/I_x$ или $\Delta I_z/I_z$.

Погрешность от неточности изготовления толщины двулучепреломляющего материала, согласно формуле (4), вызовет следующее изменение передаточной функции в рабочей точке $\lambda=\lambda_p$:

$$\Delta I(\Delta h) = \frac{\partial I}{\partial h} \Delta h = -\frac{2\pi\Delta n}{\lambda} \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta n h\right) \Delta h \approx -\frac{2\pi\Delta n}{\lambda} \Delta h. \quad (9)$$

Для видимого и ближнего инфракрасного диапазонов множитель $2\pi\Delta n/\lambda$ оказывается весьма значительным. Допустимое отклонение толщины для ниобата лития с $\Delta n=0,086$ при $\lambda_p=632$ нм, $\Delta\lambda_p=2..3$ нм составляет единицы микрометра. Это затрудняет изготовление двулучепреломляющего элемента и требует индивидуальной подгонки толщины кристаллов. Поэтому, с позиций технологичности изготовления необходимы кристаллы с минимальным двулучепреломлением, например, танталат лития LiTaO_3 с $\Delta n=0,004$. Его применение в преобразователе с $\lambda_p=632$ нм и $\Delta\lambda_p=3,5$ нм при допуске на толщину кристалла 10 мкм обеспечивает смещение рабочей точки λ_p не более 0,5 нм, а передаточная функция изменится от нулевого значения до $I=0,5$. Для снижения влияния толщины кристалла можно также увеличивать ширину спектральной полосы $\Delta\lambda_p$. Другим методом подгонки оптической толщины является использование электрооптического эффекта, имеющего место как в ниобате, так и в танталате лития.

Изменение передаточной характеристики под действием температуры $\Delta I(\Delta T)$, полученное из выражений (1), (2), имеет вид:

$$\Delta I(\Delta T) = \frac{\partial I}{\partial \Delta T} \Delta T = -\frac{2\pi h_0}{\lambda} \left(\frac{dn_x}{dT} - \frac{dn_z}{dT} + 2\Delta T \left(\frac{dn_x}{dT} \frac{dh}{dT} - \frac{dn_z}{dT} \frac{dh}{dT} \right) + n_x \frac{dh}{dT} - n_z \frac{dh}{dT} \right) * \\ * \sin \left(\frac{2\pi h_0}{\lambda} \left(n_x - n_z + \frac{dn_x}{dT} \Delta T - \frac{dn_z}{dT} \Delta T \right) \left(1 + \frac{dh}{dT} \Delta T \right) \right) \Delta T \quad (10)$$

где ΔT – отклонение температуры двулучепреломляющего элемента от номинальной, град.

Для двулучепреломляющего элемента на основе ниобата лития с $h_p=1,10$ мм, $\Delta\lambda_p=1,67$ нм, $\lambda_p=632$ нм получено, что температурное смещение характеристики не превышает $\Delta\lambda_T=0,014$ нм/°С. Соответствующее изменение передаточной функции в рабочей точке $\lambda=\lambda_p$ составит $\Delta I(\Delta T)=1,4$ %/°С.

В ходе экспериментального исследования было получено смещение характеристики 0,013 нм/°С и изменение передаточной функции 1,3 %/°С. Данные величины хорошо согласуются между собой и сравнимы со стабильностью волоконных решеток Брэгга.

Улучшение температурной стабильности вторичного преобразователя можно достичь увеличением спектральной полосы $\Delta\lambda_p$. Например, для вторичного преобразователя на основе ниобата лития с $\Delta\lambda_p=20$ нм, $\lambda_p=632$ нм температурное смещение передаточной характеристики составляет 0,2 %/°С.

4.ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан одноканальный вторичный преобразователь для спектральных волоконно-оптических датчиков. Экспериментальное исследование макета вторичного преобразователя показало хорошую сходимость теоретических и экспериментальных данных для кристаллов конгруэнтного ниобата лития LiNbO_3 толщиной 0,52 и 1,06 мм в диапазоне 610 – 650 нм. Установлено, что температурная нестабильность передаточной характеристики преобразователя на основе ниобата лития составляет единицы - десятые доли %/°С для ширины спектра $\Delta\lambda_p$ в единицы - десятки нанометров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фурман, Ш.А. Тонкослойные оптические покрытия [Текст] / Ш.А.Фурман – Л.: Машиностроение, 1977. – 264 с.

2. Матюнин, С.А. Многокомпонентные оптронные структуры [Текст] / С.А.Матюнин. – Самара: изд-во СНЦ РАН, 2001. – 260 с.
3. Шереметьев, А.Г. Когерентная волоконно-оптическая связь [Текст] / А.Г.Шереметьев. – М.: Радио и связь, 1991. – 190 с.
4. Ярив, А. Оптические волны в кристаллах [Текст] / А.Ярив. - М.: Мир, 1987. - 616 с.