

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

(Самара, 12-15 ноября 2014 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**

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

(Самара, 12-15 ноября 2014 года)

Сборник конкурсных докладов

Москва, 2014

УДК 535+535: 621.373.826

ХII Всероссийский молодежный Самарский конкурс-конференция научных работ по оптике и лазерной физике: сборник конкурсных докладов (Самара, 12–15 ноября 2014 г.). – Москва: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, 2014. – 520 с.

ISBN 978-5-902622-27-7

В сборнике представлены работы участников ХII Всероссийского молодежного Самарского конкурса-конференции научных работ по оптике и лазерной физике. Тематика работ охватывает широкий круг вопросов современной физической оптики, спектроскопии, нанофотоники и оптики жидких кристаллов. В отдельный раздел вынесены исследования, посвященные проблемам биофотоники.

Мероприятие проведено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Проект № 14-32-10052 мол_г.

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

ISBN 978-5-902622-27-7

© Авторы, 2014

СОДЕРЖАНИЕ

А.М. Майорова

XII Всероссийский молодежный Самарский конкурс-конференция
научных работ по оптике и лазерной физике..... 11

СЕКЦИЯ АСПИРАНТОВ И МОЛОДЫХ СПЕЦИАЛИСТОВ

Ю.В. Аксенова, С.Л. Буркова

Фотоника и применение новых люминофоров на основе комплексов
дипирролилметенов 17

Д.А. Анчиков, А.В. Пахомов А.А. Кренц

Волновая неустойчивость режима приосевой генерации излучения
в широкоапертурных лазерах..... 24

С.С. Абдулкарим, С.А. Ассельборн, Н.Д. Кундикова

«Циркулярный поляризатор»: новый принцип разделения
фотонов по их спине 31

И.В. Васильев, А.Н. Ломанов

Усовершенствование способов снижения ПМД в волноводах
для передачи сигнала с ОУМ 35

О.А. Гололобова

Особенности синтеза нанокompозитов цинка, меди, циркония
излучением мощного лазера на парах меди
в водных растворах ПАВ 42

А.А. Бирюков, Я.В. Дегтярева

Модель Изинга с дальним взаимодействием
во внешнем магнитном поле 49

С.Г. Засканов, А.А. Ковалёв, В.В. Котляр

Исследование фокусировки и ускорения двумерных пучков Пирси 55

А.С. Инсапов

Определение константы скорости реакции димольного излучения
синглетного кислорода на полосе 1270 нм..... 63

Д.А. Конкин, А.А. Шибельгут, Р.В. Литвинов

Дисперсия оптических волноводных мод тонких
лево-ориентированных пленок 69

Н.В. Латухина, Д.А. Лизункова Тонкопленочные покрытия для фоточувствительных структур на основе пористого кремния.....	77
М.С. Малышев, М.В. Загидуллин Модель кислородно-йодного лазера с оптической накачкой в изотермическом приближении.....	84
П.С. Панкин, С.Я. Ветров, И.В. Тимофеев Особенности спектральных свойств фотонного кристалла с дефектом из нанокompозита, с учетом размерных эффектов	91
А.В. Пахомов, А.А. Кренц, Д.А. Анчиков Автоволновые структуры в поперечном профиле излучения широкоапертурных лазеров	98
С.Д. Полетаев, А.В. Волков Технологические аспекты лазерной термохимической записи на плёнках молибдена.....	105
М.В. Савельев Четырехволновой преобразователь излучения в прозрачной среде с учетом электрострикции и эффекта Дюфура	112
С.В. Сахно Поглощение ультракоротких импульсов фуллеренами C ₆₀ и C ₂₄₀	119
С.Ю. Свита, В.А. Астапенко Фотоионизация атомов Kr, Xe ультракороткими электромагнитными импульсами	126
Р.Н. Сергеев, О.А. Журавлев Контрольно-измерительный комплекс на основе цифровых спекл-интерферометров с непрерывным лазером и его применение	133
Н.А. Талайкова, А.Л. Кальянов, В.П. Рябухо Исследование влияния числовой апертуры на регистрируемый сигнал в дифракционном фазовом микроскопе	140
А.П. Торбин, А.А. Першин, В.Н. Аязов Новая модель деактивации O ₂ ($a^1\Delta$) в электроразрядном кислородно-йодном лазере.....	147
С.А. Фомченков, А.В. Волков, М.А. Советкина Разработка и исследование пороговых элементов на основе халькогенидных стеклообразных полупроводников.....	153

А.А. Шмидт, А.О. Злобин, Н.И. Буримов Вклад флексоэлектрического эффекта во взаимодействие световых волн на отражательных фоторефрактивных голограммах в кристаллах силленитов среза (111).....	160

СТУДЕНЧЕСКАЯ СЕКЦИЯ

В.Д. Паранин, Ш.М.Бакиров Амплитудная и спектральная стабильность полупроводниковых лазерных модулей KLM-A635	166

В.А. Бланк Построение гиперспектральных изображений с помощью аксикона нулевого порядка	172

В.С. Казакевич, П.В. Казакевич, П.С. Ярьсько, С.С. Вельц Модификация поверхности металлической мишени методом лазерной абляции в жидкости	179

Р.В. Скиданов, С.В. Ганчевская Световые ловушки на основе суперпозиций вихревых пучков	186

Е.В. Бурнаевская, А.Р. Гильдина, В.Н. Гришанов Моделирование в оптимизации систем измерения пространственно-энергетических параметров лазерного излучения	195

А.Е. Горюнов, П.В. Павлов, А.Н. Малов, Н.В. Петров Неразрушающий контроль композитных материалов с использованием вихревых лазерных пучков	202

Д.Н. Гулькин, В.О. Бессонов, И.В. Соболева, А.А. Ежов, А.А. Федянин Оптические таммовские состояния на границе раздела холестерический жидкий кристалл - металл	209

В.С. Казакевич, П.В. Казакевич, П.С. Ярьсько, О.О. Егорова Получение металлических наночастиц в среде жидкого азота методом лазерной абляции	217

Д.М. Живоносная, М.С. Боранбаев 3-D моделирование в задачах лазерно-оптического измерения геометрических параметров объектов сложной конфигурации.....	224

С.А. Кишкин, В.Г. Волостников, С.П. Котова Спиральные пучки света в задачах распознавания изображений. Учет шумов и деформаций.....	232

Д.А. Козлов, В.В. Котляр Резонансная фокусировка лазерного света однородным диэлектрическим микроцилиндром.....	240
А.М. Казинец, А.С. Колоколов, В.Н. Гришанов Стабилизация и регулирование параметров излучения полупроводниковых лазеров и модулей на их основе	245
А.П. Краснов, С.Н. Хонина Моделирование распространения лазерных пучков в одноосном кристалле на основе интегральных операторов	252
Ю.С. Куракина, С.Н. Солохин Исследование режимов генерации ИАГ:ND ³⁺ -лазера на длине волны неосновного перехода 1.34 мкм	261
Е.А. Курбатова, П.А. Черёмхин Оптическое восстановление объёмных сцен и кодирование информации с использованием цифровой голографии.....	268
Е.В. Бурнаевская, В.Н. Гришанов, А.А. Лупцов Анализ погрешностей измерения фокусных расстояний модифицированным методом Бесселя	275
И.А. Михалкина Кулоновские ступеньки в методе ассоциативных алгебр.....	282
И.И. Оленская, О.С. Кабанова, Е.А. Мельникова Жидкокристаллические волноводные элементы с различной топологией модуляции границы раздела мезофаз	289
К.И. Охлопков, А.С. Шорохов, М.Р. Щербаков, А.А. Федянин Сверхбыстрая временная динамика генерации третьей оптической гармоники в сетчатых метаматериалах.....	296
Е. Пантелей, В.Д. Паранин Гиперспектральное пропускание кристаллов конгруэнтного ниобата лития х- и z-срезов.....	301
А.А. Першин, В.Н. Аязов, А.П. Торбин Анализ кинетики активных форм кислорода	306
Д.В. Прокопова, Е.Н. Воронцов, Н.Н. Лосевский, Е.В. Разуева Формирование вращающихся световых полей с помощью ЖК ПМС HOLOEYE НЕО-1080Р	314

М.В. Пятнов, С.Я. Ветров, И.В. Тимофеев Управляемые поверхностные фотонные моды в структуре холестерический жидкий кристалл – фазовая пластинка – металл	321
А.И. Рудницкая Оптимальный алгоритм моделирования дифракции Фраунгофера в пакете Matlab.....	327
Ф.М. Скоробогатый, А.В. Горохов Уравнение Фоккера-Планка для квантовой релаксации с памятью	334
К.В. Становова, А.А. Белоусов Расчёт и исследование вторичной оптики для сверхмощных светодиодов (Cree Xlamp XP-G White)	342
А.В. Федорова Анализ амплитуды восстановленной с динамической голограммы волны с учетом изменяющийся во времени интенсивности опорной волны	348
Д.П. Щербинин, Е.А. Коншина, И.Ф. Галин Особенности оптического отклика и релаксации нематика, допированного квантовыми точками CdSe/ZnS	356
А.О. Щукина, М.Н. Ершков Твердотельный лазер синего спектра при нелинейно-оптическом преобразовании излучения ИАГ:ND ³⁺ - лазера на длине волны 1.34 мкм	363

СЕМИНАР БИОФОТОНИКА СЕКЦИЯ АСПИРАНТОВ И МОЛОДЫХ СПЕЦИАЛИСТОВ

Д.Н. Артемьев, И.А. Братченко Комбинированный метод спектроскопии комбинационного рассеяния и автофлуоресцентного анализа для исследования новообразований легкого	371
И.А. Платонов, Л.В. Павлова, А.В. Куркина, П.В. Афанасьева Спектрофотометрическое исследование сырья и препаратов календулы лекарственной с помощью метода высокоэффективной жидкостной хроматографии.....	378
О.А. Изотова, А.Л. Кальянов, В.П. Рябухо SLIM для исследования динамики биологических клеток без использования жидкокристаллического фазового модулятора	382

М.Д. Козинцева, Е.К. Волкова, Ю.Г. Конюхова, В.И. Кочубей Визуализация структуры биологических тканей с помощью апконверсионных наночастиц	387
Н.С. Козлова, А.А. Маганева, Т.П. Кузьмина Неинвазивная диагностика изменений содержания гемоглобина в крови	395
Л.А. Кокорина, А.Н. Малов, Е.В. Симонова Влияние лазернооблученного нистатина на динамику развития микробной популяции	401
И.А. Нахаева, О.А. Зюрюкина, Ю.П. Синичкин Исследование влияния внешней механической компрессии на оптические свойства кожной ткани человека <i>in vivo</i>	408
Ю.М. Сошникова, С.Г. Роман, О.И. Баум Поглощающие наночастицы для структурной диагностики хрящевой ткани	415
П.А. Тимошина, А.С. Яровой, Д.А. Александров, О.А. Семячкина-Глушковская, В.В. Тучин Полнопольная спекл-коррелометрия в исследованиях микроциркуляции крови для трансоперационного мониторинга	422
Д.К. Тучина, А.Н. Башкатов, В.В. Тучин <i>In vitro</i> исследование влияния глюкозы на скорость диффузии глицерина в коже	430

СЕМИНАР БИОФОТОНИКА СТУДЕНЧЕСКАЯ СЕКЦИЯ

Т.А. Антипова, В.А. Жукова, Н.С. Ефремова Изменение спектров окрашенных пленок под действием окружающей среды	438
А.А. Асадова, Л.А. Таскина, Е.В. Тимченко Оптические методы для мониторинга водных растений при действии поллютантов.....	446
М.Г. Вракова, И.А. Братченко Автофлуоресцентный анализ патологий кожи в видимом диапазоне	455

В.Д. Генин, Э.А. Генина, А.Н. Башкатов Измерение коэффициента диффузии полиэтиленгликоля-400 в коже <i>ex vivo</i>	462
А.А. Дьяченко, А.Л. Кальянов Определение оптической толщины эритроцитов в мазке крови по картине интерференции в тонких пленках	469
Е.М. Касьяненко, А.И. Омельченко, Э.Н. Соболев Электрофизические и тепловые свойства хрящевой ткани при импульсно-периодическом лазерном воздействии	476
Е.А. Новикова, А.Н. Малов, И.А. Камышев, А.А. Вайчас О возможности лазерного управления процессами роста желчных камней	481
Е.А. Селезнева, Е.В. Тимченко, П.Е. Тимченко, Л.А. Таскина, Н.В. Трегуб Картографирование города самара по определению зон водородной дегазации с помощью метода комбинационного рассеяния	488
Л.А. Таскина, Н.В. Белоусов, Е.В. Тимченко, П.Е. Тимченко, Л.Т. Волова, С.В. Першуткина Оценка деминерализации костных имплантатов при их изготовлении с помощью спектроскопии комбинационного рассеяния	496
Ю.А. Христофорова, В.П. Захаров, И.А. Братченко Детальное пошаговое исследование биотканей патологических новообразований при помощи спектроскопии комбинационного рассеяния	506
Л.А. Шамина, Л.А. Таскина, Е.В. Тимченко Экспериментальные исследования биоиндикаторов атмосферы с помощью спектроскопии комбинационного рассеяния	513

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

А.М. Майорова

*Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН
(443011, г. Самара, ул. Ново-Садовая, 221)
e-mail: mayororvaal@gmail.com*

С 12 по 15 ноября 2014 года в Самарском филиале федерального государственного бюджетного учреждения науки Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук (СФ ФИАН) прошла финальная конференция XII Всероссийского молодежного Самарского конкурса-конференции научных работ по оптике и лазерной физике. В работе конференции приняли участие более 120 молодых исследователей из Самары, Москвы, Санкт-Петербурга, Саратова, Томска, Красноярска и других городов России. Конкурс-конференция организован СФ ФИАН совместно с ФГБОУ ВПО Самарский государственный университет (СамГУ) при финансовой поддержке РФФИ (проект № 14-32-10052 мол_г); Администрации Самарской области (Губернский грант в области науки и техники); Самарского научного центра Российской академии наук; УНК ФИАН; Президиума РАН (Целевая программа «Поддержка молодых ученых»); Самарского студенческого отделения SPIE/OSA. Уже не первый год большую помощь по организации конкурса-конференции оказывает Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королева (национальный исследовательский университет).

Традиционно Всероссийский молодежный Самарский конкурс-конференция проходит в формате школы по оптике и лазерной физике. Наряду с конкурсными докладами, в программу входят лекции и доклады ведущих ученых, специалистов в области оптики, лазерной и квантовой физики. Не стал исключением и этот год. Участники конкурса и гости конференции прослушали интереснейшие содержательные лекции **С.И. Кузнецова** (СФ ФИАН, Самара) «Новые лазерные технологии обработки материалов»; **А.А. Калачева** (КФТИ КазНЦ РАН, Казань) «Дально-

действующая оптическая квантовая связь. Базовые устройства и перспективы развития»; **С.В. Сазонова** (НИЦ "Курчатовский институт", Москва) «Генерация терагерцового излучения методом оптического выпрямления»; **Н.Н. Колачевского** (ФИАН, Москва) «Точные лазерные методы измерения фундаментальных констант»; **Н.Д. Кундиковой** (ИЭФ УрО РАН, ЮУрГУ, Челябинск) «Необычные законы отражения и преломления света»; **Е.К. Башкирова** (СамГУ, Самара) «Перепутанные состояния в квантовой оптике»; **И.И. Засавицкого** (ФИАН, Москва) «Квантовые каскадные лазеры». Отдельный интерес вызвали приглашенные доклады в рамках семинара по биофотонике **А.Н. Башкатова** (СГУ им. Н.Г. Чернышевского, Саратов) «Оптимизация длины волны лазерного излучения для фототермического воздействия на ткани толстой кишки человека», **Э.А. Гениной** (СГУ им. Н.Г. Чернышевского, Саратов) «Оптическое просветление биологических тканей», **Е.М. Щербакова** (ИПЛИТ РАН, Троицк) «Инновационное применение лазеров в офтальмологии», а также «мастер-класс» д.ф.-м.н. профессора **Н.Д. Кундиковой** «Эффективная презентация результатов научной работы».

Молодыми участниками конкурса-конференции – студентами, аспирантами и молодыми исследователями – было сделано 54 устных и 27 стендовых доклада. Теоретические и экспериментальные исследования конкурсантов были посвящены актуальным проблемам когерентной и квантовой оптики, современным вопросам физической оптики и спектроскопии, нанофотоники и биофотоники и др. Победителей и призеров в каждой номинации выявляла экспертная комиссия, в состав которой входят ведущие специалисты ФИАН и СФ ФИАН, СамГУ и ряда других организаций. В этом году организационный комитет особо отметил высокопрофессиональную и ответственную работу экспертов **В.Н. Азязова** (СГАУ, СФ ФИАН), **В.А. Жуковой** (СамГУ), **П.А. Михеева** (СФ ФИАН), **Н.Е. Молевич** (СФ ФИАН, СГАУ), **Е.Ю. Тарасовой** (СФ ФИАН), **А.К. Чернышова** (СФ ФИАН). При сравнительной оценке конкурсных работ учитывались научная новизна и актуальность, оригинальность, прикладная ценность работы, личный вклад автора, стиль изложения и представление работы на конференции. По решению экспертной комиссии в секции аспирантов и молодых специалистов победителем стала **Ю.В. Аксенова**, которая представила результаты совместных исследований, выполненных в Томском государственном университете и Институте

химии растворов РАН (Иваново), по теме *«Фотоника и применение новых люминофоров на основе комплексов ди-пирролилметенов»*. Второе место разделили сразу три участника: **О.А. Гололобова** (ОИВТ РАН, Москва; работа *«Особенности синтеза нанокompозитов цинка, меди, циркония излучением мощного лазера на парах меди в водных растворах ПАВ»*), **А.В. Пахомов** (СГАУ, СФ ФИАН, Самара; *«Автоволновые структуры в поперечном профиле излучения широкоапертурных лазеров»*) и **А.П. Торбин** (СГАУ, СФ ФИАН, Самара; *«Новая модель деактивации $O_2(a)$ в электроразрядном кислородно-йодном лазере»*). Третье место было присуждено аспиранту **П.С. Панкину** (Сибирский федеральный университет, Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск) за работу *«Особенности спектральных свойств фотонного кристалла с дефектом из нанокompозита, с учетом размерных эффектов»*. Представитель этих же организаций магистрант **М.В. Пятнов** стал победителем студенческой секции с исследованием по теме *«Управляемые поверхностные фотонные моды в структуре холестерический жидкий кристалл – фазовая пластинка – металл»*. Второе место заняли студентка 6-го курса Белорусского государственного университета (Минск) **И.И. Оленская** (*«Волноводный режим распространения электромагнитного излучения в жидкокристаллических элементах с различной топологией модуляции границы раздела мезофаз»*) и студентка 5-го курса Ковровской государственной технологической академии им. В.А. Дегтярёва **А.О. Щукина** (*«Твердотельный лазер синего спектра при нелинейно-оптическом преобразовании излучения ИАГ:Nd³⁺-лазера на длине волны 1,34 мкм»*). Третье место разделили **Д.А. Козлов** (ИСОИ РАН, СГАУ, Самара; *«Резонансная фокусировка лазерного света однородным диэлектрическим микроцилиндром»*), **Д.Н. Гулькин** (МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва; *«Оптические таммовские состояния на границе раздела холестерический жидкий кристалл – металл»*) и **О.О. Егорова** (СамГУ, СФ ФИАН, Самара; *«Получение наночастиц в среде жидкого азота методом лазерной абляции»*).

Победителем стендовой секции стал магистрант ИТМО (Санкт-Петербург) **Д.П. Щербинин**, представивший работу *«Электрооптические свойства нематических жидких кристаллов, допированных полупроводниковыми квантовыми точками CdSe/ZnS»*. Второе место было присуждено **О.А. Изотовой** (СГУ им. Н.Г. Чернышевского, Саратов) за работу *«SLIM для исследования динамики биологических клеток без*

использования жидкокристаллического фазового модулятора» и **Ю.С. Куракиной** (Ковровская государственная технологическая академия им. В.А. Дегтярёва, Ковров) за работу «Исследование режимов генерации ИАГ:Nd³⁺-лазера на длине волны неосновного перехода 1.34 мкм». Третье место занял **А.А. Першин** (СГАУ, СФ ФИАН, Самара; работа «Анализ кинетики активных форм кислорода»).

Большое количество научных работ, представленных на XII Всероссийский молодежный Самарский конкурс-конференцию, было посвящено применению оптических и лазерных методов для решения актуальных задач биомедицины и экологии. Исследования по этой тематике были выделены в отдельный семинар *Биофотоника*, который проходил на базе СГАУ. Это не случайно, поскольку студенты и аспиранты именно этого института, в частности, кафедры Лазерных и биотехнических систем приняли самое активное участие в семинаре. Лучшими работами в области биофотоники были признаны работы аспирантки **Ю.М. Сошниковой** (ИПЛИТ РАН, Троицк; Институт Биохимии им. А.Н. Баха РАН, Москва) «Поглощающие наночастицы для структурной диагностики хрящевой ткани» и студентки **Е.М. Касьяненко** (МГУ им. М.В. Ломоносова, ИПЛИТ РАН) «Электрофизические и тепловые свойства хрящевой ткани при импульсно-периодическом лазерном воздействии». Среди аспирантов второе место заняла **П.А. Тимошина** (СГУ им. Н.Г. Чернышевского, Саратов; «Полнопольная спекл-коррелометрия в исследованиях микроциркуляции крови для трансоперационного мониторинга»), а третье – аспирант СГАУ **Д.Н. Артемьев** (Комбинированный метод спектроскопии комбинационного рассеяния и автофлуоресцентного анализа для исследования новообразований легкого) и аспирантка Саратовского государственного университета **Д.К. Тучина** (*In vitro* исследование влияния глюкозы на скорость диффузии глицерина в коже). У студентов третье место не присуждалось, так как сразу три участника разделили второе. Это **Т.А. Антипова** (СамГУ, Самара), представившая доклад «Изменение спектров окрашенных пленок под действием окружающей среды», **В.Д. Генин** (СГУ им. Чернышевского, Саратов; «Исследование влияния полиэтиленгликоля на оптические и структурные свойства тканей кожи *ex vivo*») и **Л.А. Таскина** (СГАУ, Самара; «Оценка деминерализации костных имплантатов при их изготовлении с помощью спектроскопии комбинационного рассеяния»).

Все призеры были награждены дипломами и ценными призами. Дипломы за интересный доклад получили студенты **С.В. Ганчевская** (СГАУ, Самара), **Е.А. Курбатова** (НИЯУ МИФИ, Москва), **К.И. Охлопков** (МГУ, Москва); **Д.В. Прокопова** (СФ ФИАН, СамГУ, Самара) и аспиранты и молодые исследователи **Д.А. Конкин** (ТУСУР, Томск), **М.С. Малышев** (СГАУ, СФ ФИАН Самара), **С.В. Сахно** (МФТИ, Долгопрудный), **Н.С. Козлова** и **А.А. Маганева**, (СГМУ, СГАУ, Самара). Остальные конкурсанты получили дипломы за участие в конференции.

Этот сборник познакомит Вас с научными работами всех участников XII Всероссийского молодежного Самарского конкурса-конференции по оптике и лазерной физике.

**СЕКЦИЯ АСПИРАНТОВ
И
МОЛОДЫХ СПЕЦИАЛИСТОВ**

ФОТОНИКА И ПРИМЕНЕНИЕ НОВЫХ ЛЮМИНОФОРОВ НА ОСНОВЕ КОМПЛЕКСОВ ДИПИРРОЛИЛМЕТЕНОВ

Ю.В. Аксенова¹, С.Л. Буркова²

¹*Национальный исследовательский
Томский государственный университет
(634050, г. Томск, пр. Ленина, 36)*

²*Институт химии растворов РАН
(153045, г. Иваново, ул. Академическая, 1)
e-mail: juliya1711@rambler.ru*

АННОТАЦИЯ

Представлены результаты изучения спектрально-люминесцентных свойств ряда новых эффективно излучающих флуорофоров (дифторборатов дипирролилметенов – BODIPY) различного строения. Исследованы генерационные и фотохимические свойства комплексов под действием лазерного облучения. На основе анализа полученных результатов обсуждаются возможности практического применения данных соединений для создания различных оптических устройств.

1. ВВЕДЕНИЕ

Обладая интенсивной флуоресценцией в видимой области и хорошей фотостойкостью [1-3] борфторидные комплексы дипирролилметенов (BODIPY) успешно зарекомендовали себя в качестве активных сред жидкостных и твердотельных перестраиваемых лазеров. Активно исследуются возможности применения в зависимости от строения в качестве сенсбилизаторов генерации водорода под действием солнечного света, в биологических исследованиях для генерации синглетного кислорода (¹O₂), люминесцентных сенсоров и меток [1, 4].

Известно, что в зависимости от структуры лиганда и растворителя BF₂-дипирролилметены обладают различными спектральными свойствами и фотостабильностью [1, 2]. Для целенаправленного синтеза соединений с заданными свойствами необходимо фундаментальное изучение спектральных и фотофизических свойств химических модификаций борфторидных

комплексов дипирролилметенов, что позволит решить проблему оптимального практического использования соединений данного класса.

2. ОБЪЕКТЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Объектами исследования в данной работе являются новые борфторидные комплексы дипирролилметенов (BODIPY), синтезированные в Институте химии растворов РАН по методикам, подробно описанным в [5] с соблюдением контроля чистоты соединений методами тонкослойной хроматографии, ПМР и ИК спектроскопии. На рис. 1 приведены структурные формулы, названия и обозначения изученных соединений.

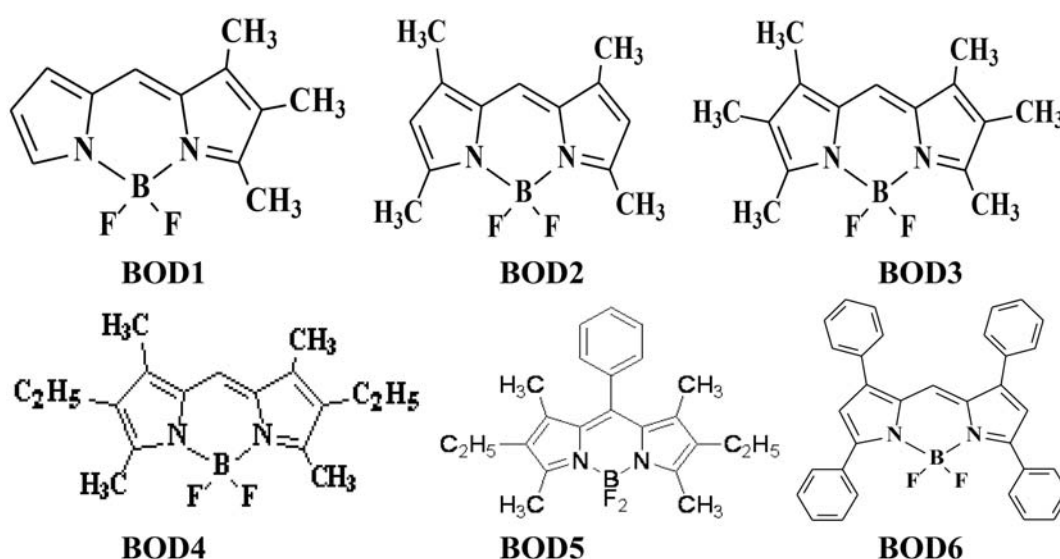


Рис. 1. Структурные формулы и обозначения BODIPY

В качестве растворителей использовались этанол (96%), циклогексан и этилацетат марки ХЧ.

Спектрально-люминесцентные характеристики измерены на спектрометре CM2203 (SOLAR, Беларусь). Эффективность генерации и характеристики фотостабильности: ресурс и квантовый выход фотопревращений – изучены при возбуждении растворов красителей излучением второй ($\lambda_{\text{ген}}=532$ нм) и третьей ($\lambda_{\text{ген}}=355$ нм) гармониками Nd:YAG-лазера. Энергия возбуждения и генерации измерялись в каждом импульсе оптическими измерителями OPHIR NOVA II (Израиль) и GENTEC E DUO (Канада). Ресурс P_{90} , являющийся характеристикой генерационной фотостабильности среды, измерялся удельной суммарной энергией накачки (Дж/см³), поглощенной в процессе генерации, в результате чего первоначальный

$KPD_0 = E_{\text{ген}}/E_{\text{нак}}$ уменьшился на 10 %. Квантовый выход фотопревращений Φ_f определялся с погрешностью 5 % по изменениям стационарных спектров поглощения, измеренных до и после облучения согласно методике, подробно описанной в [6].

Для оценки стабильности комплексов BODIPY и эффективности образования протонированного лиганда выбрана величина pK_a , характеризующая вероятность отрыва комплексообразователя и присоединения протона основанием-лигандом при взаимодействии с протонодонорным растворителем. Для определения данной величины изучались растворы комплексов BODIPY в этаноле с различным содержанием соляной кислоты методом спектрофотометрического титрования. При этом происходили изменения электронных спектров поглощения и флуоресценции (рис. 2), по которым строились кривые титрования для определения значений pK_a в S_0 , $S_1^{\text{фл}}$, $S_1^{\text{Ф-К}}$ состояниях [7].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

3.1. Спектрально-люминесцентные и генерационные свойства

Анализ спектрально-люминесцентных свойств комплексов BOD1–BOD6 показал, что введение различных заместителей в ядро BODIPY оказывает существенное влияние на проявляемые свойства комплекса. Согласно экспериментальным данным, алкилзамещенные борфторидные комплексы дипирролилметенов характеризуются высокоинтенсивными максимумами поглощения в области 505-530 нм, отвечающими электронному переходу S_0-S_1 , и излучения S_1-S_0 в области 515-545 нм. Введение фенильных циклов в структуру комплекса приводит к общему батохромному сдвигу максимумов поглощения и флуоресценции комплексов и увеличению стоксова сдвига (BOD6: $\lambda_{\text{погл}}=565$ нм, $\lambda_{\text{фл}}=600$ нм). При возбуждении в область 440-520 нм изученные соединения демонстрируют хорошие излучательные способности ($\gamma_{\text{фл}}=0,7-1$).

Следует отметить низкий порог генерации изученных BODIPY: $W_{\text{пор}} < 1,5-2$ МВт/см². Для всех соединений существует область оптимальных интенсивностей возбуждения, для которых приведены генерационные характеристики (табл. 1). Алкилзамещенные красители генерируют в области 550-560 нм и превосходят по эффективности коммерческие красители для этой области [4]. Так, BOD4 достигает эффективности 74% при мощ-

ности накачки 25 МВт/см². Тетрафенилпроизводный BOD6 генерирует в наиболее длинноволновой области спектра практически в максимуме полосы флуоресценции, при этом благодаря большому стоксовому сдвигу реабсорбции практически не наблюдается, малый КПД связан с поглощением Т-состояний на $\lambda_{\text{ген}}$.

Таблица 1. Флуоресцентные, генерационные, кислотно-основные и фотохимические свойства комплексов BODIPY в этаноле

Комплекс	$\lambda_{\text{фл}}$, нм	$\lambda_{\text{ген}}$, нм ($\lambda_{\text{возб}}$, нм)	КПД, % ($\lambda_{\text{возб}}$, нм)	$\Phi_{\text{фот}} \times 10^5$ ($\lambda_{\text{возб}}$, нм), [P_{90} , Дж/см ³]	$pK_a(S_0)$	pK_a ($S_1^{\Phi-K}$)
BOD1	518	547 (355)	26 (355)	6 (355) [112]	-0.1	-3.8
BOD2	514	537 (355)	20 (355)		0.3	-2.9
BOD3	538				0.6	-3.1
BOD4	545	560 (532)	74 (532)	7 (532) [500]	0.4	-3
BOD5	538	551 (355) 551 (532)	16 (355) 56 (532)	190 (355) [5] 4 (532) [1800]	-0.77	
BOD5+ DABCO	546	553(355)	20(355)	20 (355) [50]		
BOD6	599	601 (532)	8,5 (532)		-0.9	0.02

Соединения BOD1 и BOD2 возбуждалось излучением 355 нм, поскольку не поглощают на 532 нм. Данные соединения генерируют в наиболее коротковолновой области спектра. Эффективность генерации в оптимальных условиях достигает 20-26%. Наименьшим выходом фотопревращений при возбуждении в S_0 - S_1 полосу обладает BOD5, однако, при возбуждении в более высоколежащие состояния ($\lambda_{\text{возб}}=355\text{нм}$) фотостабильность уменьшается на 2 порядка (табл. 1) за счет увеличения интерконвер-

сии и образования $^1\text{O}_2$, с которым взаимодействует комплекс [3]. Добавление в растворы DABCO—известного тушителя триплетов и $^1\text{O}_2$ улучшает фотохимические характеристики и эффективность генерации при возбуждении на 355 нм (табл. 1).

Вопрос о механизме фотопревращений BODIPY достаточно сложный. В работе [9] показано, что при облучении дифторбората дибензилметаната фотопревращения осуществляются через отрыв комплексообразователя BF_2 с последующим образованием $^1\text{O}_2$ и взаимодействием с ним.

В связи с этим наряду с нейтральными были изучены спектрально-люминесцентные свойства подкисленных этанольных растворов BODIPY. Согласно [8], первой стадией протолитической диссоциации борфторидных комплексов дипирролилметенов является протонирование атомов F с последующим отщеплением BF_2 и образование протонированной по азоту формы лиганда. На рис. 2 видно, что при увеличении концентрации HCl уменьшается интенсивность полосы поглощения комплекса и увеличивается смещенное в коротковолновую сторону поглощение протонированного по азоту лиганда с одной изобестической точкой, что свидетельствует о переходе одной формы в другую. Интенсивность флуоресценции комплексов при подкислении падает до 0. На основе этих изменений определяется величина pK_a , характеризующая стабильность комплекса в S_0 , а по сдвигу полосы поглощения – в $S_1^{\text{Ф-К}}$ состояниях [7], при этом стабильность в возбужденном состоянии характеризует фотостабильность в протонодонорном растворителе-этаноле (табл. 1). Чем выше pK_a , тем меньше стабильность комплекса в соответствующем состоянии. На скорость данных процессов существенно влияет природа введенного заместителя. Согласно нашим результатам, в ряду алкилзамещенных комплексов наиболее нестабильным в основном состоянии является гексаметилзамещенный BOD3 (табл. 1). Далее в ряду уменьшения симметричности замещения происходит увеличение стабильности комплекса: $\text{BOD3} < \text{BOD4} < \text{BOD2} < \text{BOD1} < \text{BOD5} < \text{BOD6}$. Для BOD5 и BOD6 добавки HCl до 50–60 % не приводят к изменениям в спектрах, лишь добавка в раствор BOD6 70–90 % приводит к уменьшению поглощения и длинноволновому в отличие от других комплексов сдвигу полосы поглощения, что свидетельствует о смене центра протонирования в последнем случае. Эффективность протонирования при возбуждении увеличивается по сравнению с основным состоянием, т.е. фотостабильность уменьшается.

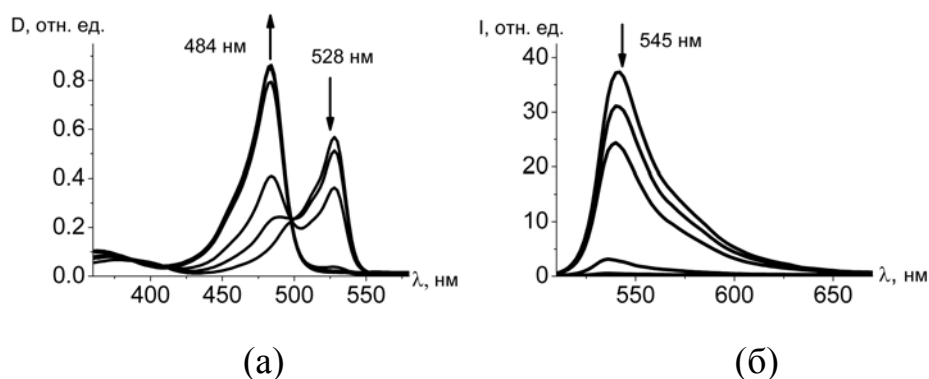


Рис. 2. Изменение спектров поглощения (а) и флуоресценции (б) BOD4 в этаноле, 10^{-5} М при добавлении HCl (до 15 %)

Приведенные данные свидетельствуют об уменьшении эффективности протонирования комплексов во Франк-Кондоновском возбужденном состоянии, т.е. о повышении фотостабильности комплексов по механизму декомплексации в протонодонорных растворителях. Такая фотостабильность должна коррелировать с величиной рКа, приведенной в последнем столбце таблицы 1. Если фотостабильность не коррелирует с этим рядом, это означает, что фотопревращения осуществляются по другому механизму: не через фотоотрыв комплексообразователя в протонодонорных средах, а, например, через отрыв протонированного электроноакцепторного фенильного заместителя, как предполагается в [3].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Введение различных заместителей существенно влияет на фотонику BODIPY, что позволяет получать генерацию в широком спектральном диапазоне и использовать данные комплексы в качестве активных сред для перестраиваемых лазеров. Полученные данные позволяют рекомендовать соединение BOD3 в качестве основы для создания лазерной активной среды в непротонодонорном растворителе.

Выявлены особенности протонирования представленного ряда комплексов дифторборатов дипирролилметенов в зависимости от введенных заместителей. Полученные данные по генерационной и молекулярной фотостабильности в различных условиях возбуждения также указывают на перспективность использования BOD5 и BOD6 красителей в качестве твердотельных (ТЭОС золь-гель-матрица) активных лазерных сред.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ-БРФФИ (грант № 14-03-90011-Бел_а), РФФИ (грант № 14-03-31023) и НШ-1305.2014.2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. Loudget, K. Burgess, BODYPY dyes and their derivatives: syntheses and spectroscopic properties. // Chem. Rev., 2007, v. 107, p. 4891-4932.
2. G. Ulrich, R. Ziessel, A. Harriman, The chemistry of fluorescent bodipy dyes: versatility unsurpassed. // Angew. Chem. Int. Ed., 2008, v. 47, p. 1184-1201.
3. S. Mula, A.K. Ray, M. Banerjee, T. Chaudhuri, K. Dasgupta, S. Chattopadhyay, Design and development of a new pyrromethene dye with improved photostability and laser efficiency: theoretical rationalization of photophysical and photochemical properties. // J. Org. Chem., 2008, v. 73, p. 2146-2154.
4. R.T. Kuznetsova, Y.V. Aksenova, E.N. Telminov, L.G. Samsonova, Spectral, luminescent, photochemical and laser properties of a series of boron fluoride complexes of dipyrrolylmethenes in solutions. // Opt. and Spec., 2012, v. 112, p. 746-754.
5. M.B. Berezin, E.V. Antina, G.B. Guseva, A.I. Vyugin, A.S. Semeikin, S.L. Yutanova, Synthesis and properties of (1,2,3,7,9-pentamethyldipyrrolylmethen-8-yl)-(1,2,3,7,8-pentamethyldipyrrolylmethen-9-yl)methane and bis(1,2,3,7,9-pentamethyldipyrrolylmethen-8-yl)trifluoromethylmethane dihydrobromides. // Rus. J. Gen. Chem., 2012, v. 82, p. 1287-1292.
6. R.T. Kuznetsova, G.V. Maier, T.N. Kopylova, V.A. Svetlichnyi, E.N. Telminov, D.N. Filinov, Phototransformations of organic compounds upon powerful laser excitation under nonlinear absorption conditions. // High Energ. Chem., 2002, v. 36, p. 338-343.
7. А.Н. Теренин. Фотоника молекул красителей. // Л.: Наука, 1967, 120 с.
8. J. Banuelos, F. Lopez Arbeloa, T. Arbeloa, S. Salleres, J.L. Vilas, Photophysical characterization of new 3-amino and 3-acetamido BODIPY dyes with solvent sensitive properties. // J. Fluoresc., 2008, v. 18, p. 899-907.
9. G.V. Zakharova, A.K. Chibisov, V.A. Sazhnikov, Yu.N. Kononevich, A.M. Muzafarov, M.V. Alfimov. Photodegradation of Boron Difluoride Dibenzoylmethanate in solutions. // High Energ. Chem., 2013, v. 47, p. 327-330.

ВОЛНОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ РЕЖИМА ПРИОСЕВОЙ ГЕНЕРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ В ШИРОКОАПЕРТУРНЫХ ЛАЗЕРАХ

Д.А. Анчиков¹, А.В. Пахомов^{1,2}, А.А. Кренц^{1,2}

¹Самарский государственный аэрокосмический университет

им. академика С.П. Королева

(национальный исследовательский университет)

(443011, г. Самара, Московское шоссе, 34)

²Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН

(443011, г. Самара, ул. Ново-Садовая, 221)

e-mail: swadimaz@mail.ru

АННОТАЦИЯ

Работа посвящена теоретическому исследованию динамики поперечного профиля излучения широкоапертурных лазеров. Проведен бифуркационный анализ устойчивости режима приосевой генерации. Показано, что в таких лазерах реализуется волновая неустойчивость. Определен характерный размер апертуры для развития волновой неустойчивости. Для проверки результатов анализа проведено численное моделирование динамики лазера. На нелинейной стадии развития возмущение наблюдаются переключения между различными пространственными модами.

1. ВВЕДЕНИЕ

В многочисленных экспериментах по изучению динамики поперечного распределения выходного излучения широкоапертурных лазеров наблюдается аномальное поведение поля - сложные несимметричные поперечные структуры, сильно отличающиеся от мод пустого резонатора. Регулярная динамика наблюдается только в случае узкой выходной апертуры и при накачки близких к пороговому значению. При значительном превышении накачки над порогом взаимодействие поперечных мод приводит к нетривиальному поведению лазера, имеют место автоволны [1], одиночные вихри и их решетки [2, 3], оптическая турбулентность. Сложная пространственно-временная динамика свойственна, прежде всего, широкоапертурным лазерам. Например, миниатюрные мощные полупроводниковые лазе-

ры с вертикальным резонатором потенциально интересны для применения в системах беспроводной оптической связи в космосе, являются широкоапертурными.

В данной работе с помощью полной системы лазерных уравнений Максвелла-Блоха проведено численное моделирование и многопараметрический анализ устойчивости режима приосевой генерации в широкоапертурных лазерах. Параметры модели выбирались из соображений максимальной приближенности к реальным лазерам.

2. МОДЕЛЬ. ЛИНЕЙНЫЙ АНАЛИЗ

В качестве исходной рассмотрим полную систему уравнений Максвелла Блоха [4]:

$$\begin{aligned}\frac{\partial E}{\partial t} &= ia \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \sigma(P - E), \\ \frac{\partial P}{\partial t} &= -(1 + i\delta)P + DE, \\ \frac{\partial D}{\partial t} &= -\gamma \left[D - r + \frac{1}{2}(E^*P + EP^*) \right].\end{aligned}\tag{1}$$

E, P, D - безразмерные огибающие электрического поля, поляризации и инверсии населенности соответственно; $\gamma = \gamma_{\parallel}/\gamma_{\perp}$ и $\sigma = k/\gamma_{\perp}$, где k , $\gamma_{\perp}$ и $\gamma_{\parallel}$ - скорости релаксации поля, поляризации и инверсии населенности соответственно; $\delta = (\omega_{21} - \omega)/\gamma_{\perp}$ - отстройка между центром линии усиления и частотой генерации, обезразмеренная на полуширину линии; $a = c^2/(2\omega\gamma_{\perp}d^2)$ - дифракционный параметр, где d - характерный пространственный размер в поперечном сечении пучка; r - накачка, нормированная на пороговое значение.

Известно, что в зависимости от знака параметра отстройки δ существует два качественно различных вида динамики лазера [5]. При $\delta > 0$ реализуется режим устойчивой внеосевой генерации. В таком случае в дальнем поле лазерного излучения наблюдается единственное яркое пятно, смещенное от оси лазера. При $\delta < 0$ реализуется режим приосевой генерации излучения. В дальнем поле наблюдается центральное яркое пятно. В данной работе исследуется случай отрицательной отстройки δ , тогда решение системы (1) выше порога генерации имеет вид:

$$I_{st} = |E_{st}|^2 = r - D_{st}, D_{st} = 1 + \left(\frac{\delta}{1 + \sigma} \right)^2, P_{st} = E_{st} \left(1 + i \frac{\Omega}{\sigma} \right), \Omega = -\frac{\sigma \delta}{1 + \sigma} \quad (2)$$

По мере увеличения накачки, это однородное состояние может терять устойчивость, следствием чего станет установление другого, более сложного, режима генерации. Значение накачки, соответствующее порогу неустойчивости режима стационарной генерации, называется вторым порогом генерации.

Был проведен анализ устойчивости однородного решения по отношению к модулированным по пространству возмущениям в виде:

$$\begin{aligned} E &= E_{st} + e_1(t) \exp(i(qx + \omega t)) + e_2(t) \exp(-i(qx - \omega t)), \\ P &= P_{st} + p_1(t) \exp(i(qx + \omega t)) + p_2(t) \exp(-i(qx - \omega t)), \\ D &= D_{st} + d(t) \exp(iqx) + d(t)^* \exp(-iqx), \end{aligned} \quad (3)$$

где $e_1(t), e_2(t), p_1(t), p_2(t), d(t)$ - амплитуды малых отклонений, q - волновое число возмущения, x - пространственная координата.

После подстановки (3) в (1) и оставляя только линейные члены в уравнениях, была получена линейная система для амплитуд возмущений.

Важным с практической точки зрения представителем лазеров класса В является полупроводниковый лазер. Для полупроводниковых лазеров характерны следующие параметры [6]:

$$\gamma_{\perp} \approx 2 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}, k \approx 6 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}, \gamma_{\parallel} \approx 2 \cdot 10^9 \text{ c}^{-1}, \text{ тогда } \sigma = 3 \cdot 10^{-2} \text{ и } \gamma = 10^{-4}.$$

На рис. 1 серым цветом отмечена область лазерных параметров, при которых режим приосевой стационарной генерации оказывается неустойчивым по отношению к малым возмущениям.

Таким образом, проведенный анализ позволяет выделить область лазерных параметров, при которых возможны сложные режимы лазерной генерации. На рис. 2 показана дисперсионная кривая, построенная при параметрах, взятых из области неустойчивости вблизи границы неустойчивости.

Действительная часть собственного числа (инкремент) имеет максимум на некотором волновом числе q_{max} . При этом мнимая часть корней оказывается ненулевой, то есть имеет место пара комплексно-сопряженных корней. Такой тип дисперсионной кривой соответствует волновой неустойчивости [7], в результате которой образуется бегущая волна с волновым числом q_{max} .

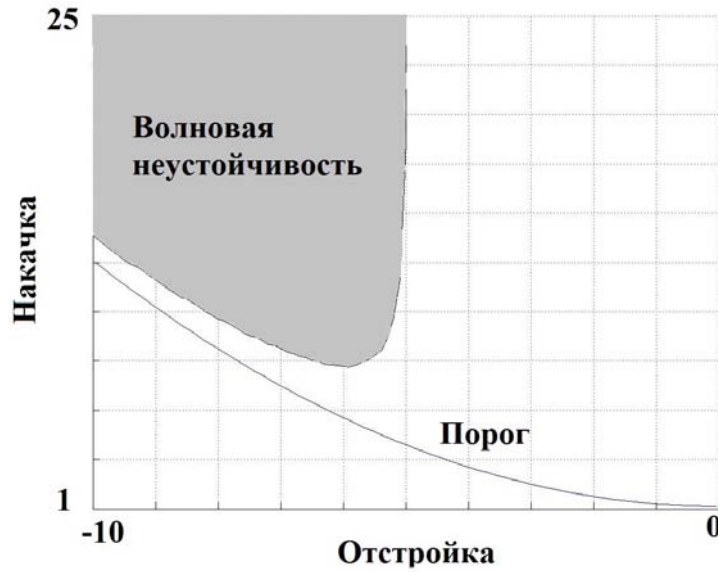


Рис. 1. Бифуркационная диаграмма при $\sigma = 3 \cdot 10^{-2}$ и $\gamma = 10^{-4}$

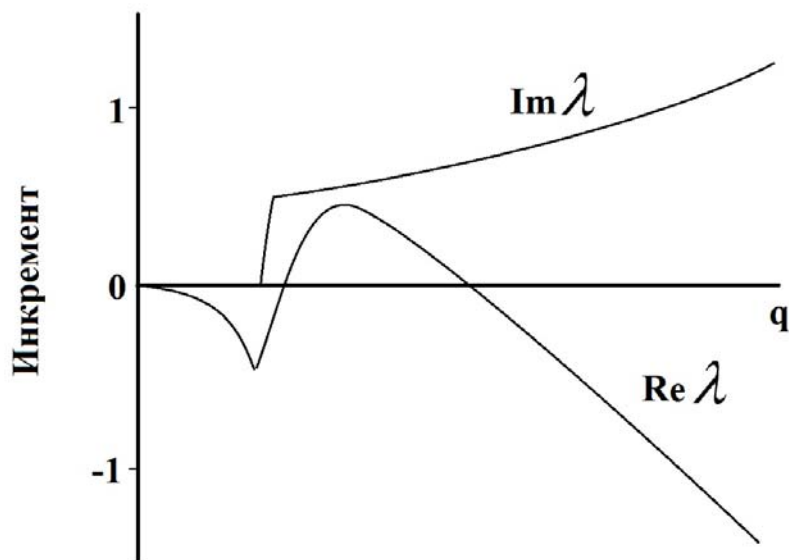


Рис. 2. Дисперсионная кривая при $r = 3$, $\delta = -0,5$

Для рассматриваемой области параметров $q_{max}=0,05$ (рис. 2), тогда минимальный размер пространственной области, на которой возможно развитие такой неустойчивости примерно равен 125 мкм.

Таким образом, при ширине активной области больше 125 мкм и при параметрах, попадающих в область неустойчивости на рис.1, следует ожидать образования нелинейных пространственно-временных структур оптического поля. В лазерах, не обладающих достаточной шириной активной области, режим стационарной генерации оказывается устойчивым.

3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

В данной работе для численного моделирования использовался широко известный псевдо спектральный метод Split Step Fourier Method [8]. Интегрирование проводилось с временным шагом $\tau = 0.01$, использовалась пространственная сетка из 256 элементов. В качестве начальных условий было выбрано небольшое отклонение от однородного решения (2). При выборе параметров из области устойчивости (см. рис. 1) наблюдается режим приосевой генерации при любых размерах пространственной области. Если же выбрать параметры из области неустойчивости, то динамика лазера зависит от размеров пространственной области. Подробно рассмотрим пример динамики лазера при $r = 3$, $\delta = -0,5$ (соответствующая дисперсионная кривая приведена на рис. 2).

Моделирование пространственно-временной динамики при $L < L_{\min}$ показало, что режим приосевой генерации оказывается устойчивым, несмотря на наличие неустойчивых мод. Неустойчивые моды начинают развиваться, только в случае $L > L_{\min}$. На начальной стадии развития генерации наблюдаются две встречные бегущие волны с волновым числом $q_{\max}$. Однако в дальнейшем происходит серия переключений между различными пространственными модами, сопровождающаяся сменой характерного пространственного размера (рис. 3).

На рис. 4 хорошо видно, что до 10 нс в пространственном спектре присутствует лишь нулевая компонента, т.е. поперечный профиль до этого момента остается квазиоднородным, затем в спектре появляются дополнительные компоненты. В дальнейшем развитие возмущений приводит к более сложной динамике, хорошо видны переключения между различными пространственными модами.

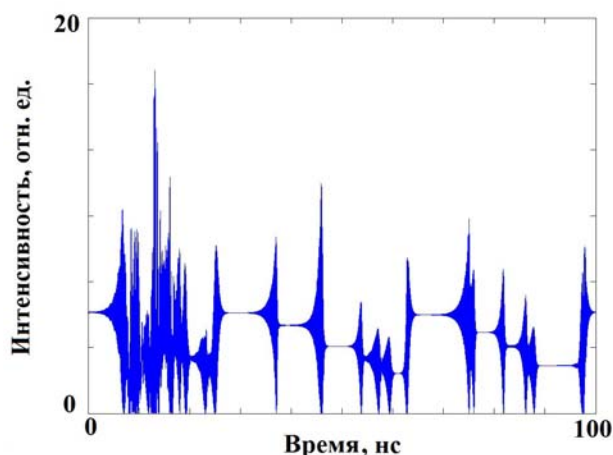


Рис. 3. Динамика интенсивности лазера при $\sigma = 3 \cdot 10^{-2}$, $\gamma = 10^{-4}$, $r = 3$, $\delta = -0,5$, $a = 0,01$, $L = 10$

Характерные размеры лазерной апертуры, при которых поперечные эффекты начинают играть важную роль, совпадают с аналитическими оценками. На нелинейной стадии развития возмущения наблюдаются переключения между различными пространственными модами, происходящие с частотой порядка 1 ГГц.

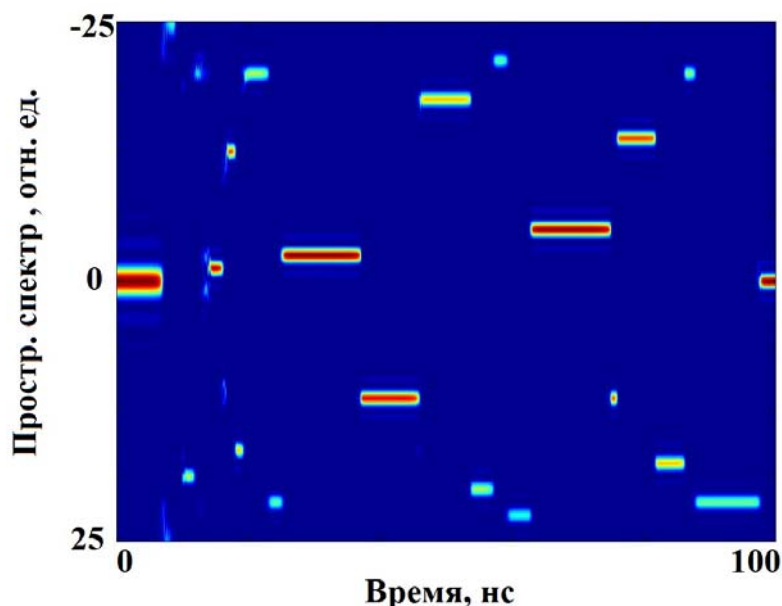


Рис. 4 Динамика дальнего поля лазера при $\sigma = 3 \cdot 10^{-2}$, $\gamma = 10^{-4}$, $r = 3$, $\delta = -0,5$, $a = 0,01$, $L = 10$

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрена устойчивость режима приосевой генерации излучения в широкоапертурных лазерах. Показано, что в таких лазерах реализуется волновая неустойчивость. С помощью методов бифуркационных диаграмм определены размеры апертуры, при которых прогнозируется развитие волновой неустойчивости. Проведено численное моделирование пространственно-временной динамики, подтвердившее выводы линейного анализа. На нелинейной стадии развития возмущения наблюдаются переключения между различными пространственными модами.

Работа частично поддержана Минобрнауки РФ в рамках Программы повышения конкурентоспособности СГАУ на 2013-2020 гг. и Государственного задания вузам и научным организациям в сфере научной деятельности, проект 1451, НИР №ГР 01201156352, грантом РФФИ 14-02-31419 мол_а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 10.Houlihan, J. Experimental observation of traveling waves in the transverse section of a laser // Optics Letters. – 2001. – V. 26(20). – P.1556-1558
- 11.Otsuka, K. Generation of vortex array beams from a thin-slice solid-state laser with shaped wide-aperture laser-diode pumping // Optics Letters. – 2009. – V. 34(1). – P. 10-12
- 12.Chen, Y. Spontaneous transverse pattern formation in a microchip laser excited by a doughnut pump profile // Appl. Phys. B. – 2002. – V. 75(4). – P. 453.
- 13.Caldero'n, O.G. Local-field effects in pattern formation in large-aspect-ratio lasers // Physical Review A. – 2003. – V. 67. – P. 043812
- 14.Jacobsen, P.K. Space-time dynamics of wide-gain-section lasers // Physical Review A. – 1992. – V. 45. – P. 8129
- 15.Ohtsubo, J. Semiconductor Lasers. Stability, Instability and Chaos. Third Edition / J. Ohtsubo - Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2013. – 579 p.
- 16.Cross, M.C. Pattern formation outside of equilibrium // Reviews of Modern Physics. – 1993. – V. 65(3). – P. 851-1112
- 17.Agrawal, G.P. Nonlinear Fiber Optics. Third Edition. / G.P. Agrawal – Academic Press, 2001. – 481 p.

«ЦИРКУЛЯРНЫЙ ПОЛЯРИЗАТОР»: НОВЫЙ ПРИНЦИП РАЗДЕЛЕНИЯ ФОТОНОВ ПО ИХ СПИНУ

С.С.Абдулкарим², С.А.Ассельборн^{1,2}, Н.Д.Кундикова^{1,2}

¹Институт электрофизики УРО РАН,
(620016, г Екатеринбург, ул. Амундсена, 106)

²Кафедра Оптики и спектроскопии, Южно-Уральский государственный
университет, пр-т. Ленина 76, Челябинск, 454080Россия
e-mail: kundikovand@susu.ac.ru

АННОТАЦИЯ

Представлены результаты экспериментального наблюдения пространственного разделения линейно поляризованного луча на два циркулярно поляризованных. Расщепление основано на оптическом эффекте Магнуса и обращении волнового фронта. Продемонстрирована возможность управления пространственным расщеплением луча.

1. ВВЕДЕНИЕ

Циркулярно поляризованный пучок света можно рассматривать как поток фотонов со спинами $s = \sigma$ где $\sigma = \pm 1$. Линейно поляризованный свет представляет собой суперпозицию циркулярно поляризованных компонент с равной интенсивностью и различным σ . Известно, что из-за спин-орбитального взаимодействия фотона [1] при полном внутреннем отражении наблюдается поперечный сдвиг центра тяжести циркулярно поляризованного светового пучка [2]. Значение сдвига сравнимо с длиной волны света и направление сдвига зависит от знака циркулярной поляризации. Из вышесказанного следует, что линейно поляризованный световой луч при полном внутреннем отражении расщепляется на два луча равной интенсивности. Каждый из лучей представляет собой поток фотонов с одинаковым значением σ . Очень маленькая величина сдвига не позволяет детектировать расщепление луча.

Значение сдвига можно увеличить при использовании многократных отражений. Такое накопление поперечных сдвигов было реализовано экспериментально при пропускании света через многомодовое оптическое во-

локну. В данном волокне происходил сдвиг потока фотонов при каждом акте полного внутреннего отражения. Этот эффект получил название оптического эффекта Магнуса [3]. Эффект наблюдается в следующих условиях. Узкий луч света, введенный в волокно, распадается на моды. Каждая мода волновода распространяется со своей скоростью. В результате интерференции мод на выходе из волокна наблюдается спекл-картина. Если на входе в волокно менять знак циркулярной поляризации, то спекл-картина будет поворачиваться. В случае, если на вход в волокно падает линейно поляризованный свет, то становится невозможно различить две наложенные друг на друга спекл-картины, каждая из которых соответствует различным знакам циркулярной поляризации.

Представим себе, что спекл-картина на выходе из волокна падает на обращающее волновой фронт зеркало. Отраженный свет будет иметь ту же структуру поля, но будет распространяться в обратном направлении. Фотоны с $\sigma = +1$ и $\sigma = -1$ будут отклоняться в противоположных направлениях во время обратного распространения по волокну, и в результате на выходе из волокна вместо одного линейно поляризованного пучка будут наблюдаться два узких сопряженных световых пучка с противоположными значениями σ .

Цель настоящей работы – экспериментально реализовать выше описанный мысленный эксперимент

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ «ЦИРКУЛЯРНОГО ПОЛЯРИЗАТОРА»

Разделение линейно поляризованного излучения на два световых пучка с противоположными знаками циркулярной поляризации удалось экспериментально реализовать с помощью обращающего волновой фронт зеркала, работающего по принципу четырех волнового смещения в фото-рефрактивном кристалле $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$. На рисунке 1а показаны два сопряженных пучка, прошедших в обратном направлении через многомодовое оптическое волокно со ступенчатым профилем показателя преломления. Расстояние между центрами тяжести пучков $d=1.733$ мм. Волокно имело следующие параметры: диаметр сердцевинки, показатель преломления сердцевинки $n_{co} = 1,458$, разница между показателями преломления сердцевинки и оболочки $\Delta n = n_{co} - n_{cl} = 0,004$, длина волокна $L=41$ см. На ри-

сунках 1b и 1c изображены сопряженные пучки после прохождения через «циркулярный анализатор». Циркулярный анализатор состоял из четвертьволновой пластинки и поляризатора–анализатора. Четвертьволновая пластинка преобразует циркулярную поляризацию света с противоположными σ в два ортогонально линейно поляризованных световых пучка. На рисунке 1b виден только пучок с левой круговой поляризацией, на рисунке 1c – пучок с правой круговой поляризацией.

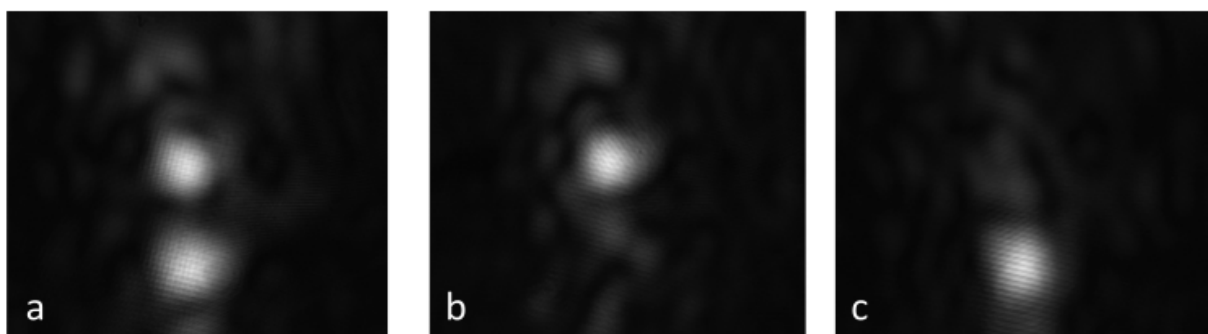


Рис. 1. Положение двух пучков после обратного распространения через оптическое волокно, сразу после распространения (a), после распространения через «циркулярный анализатор» (b, c), лево-циркулярно поляризованный пучок (b) и право-циркулярно поляризованный пучок (c)

Пространственное разделение двух пучков можно регулировать, меняя угол падения луча на входной торец волокна β . На рисунке 2 показано разделение двух лучей в одном и том же волокне в случае если $\beta = 6,9^\circ$ и $\beta = 9,8^\circ$. Расстояние между центрами тяжести пучков составляли $d = 0,88$ мм ($\beta = 6,9^\circ$) и $d = 1,32$ мм ($\beta = 9,8^\circ$).

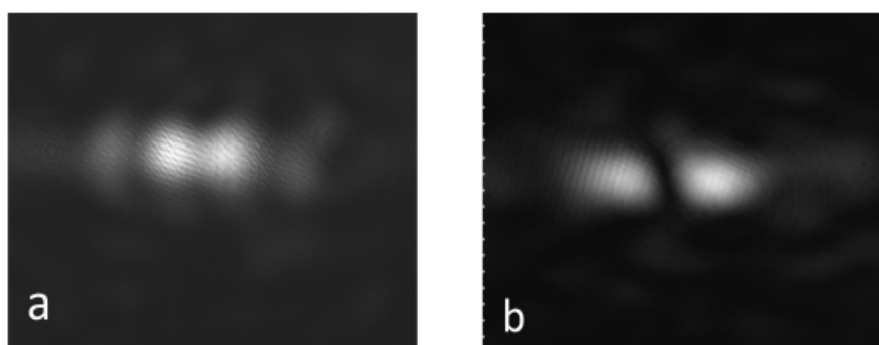


Рис. 2. Положение двух пучков после обратного распространения через волокно, (a) $\beta = 6,9^\circ$ и (б) $\beta = 9,8^\circ$

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате работы продемонстрировано расщепление линейно поляризованного излучения на два ортогонально циркулярно поляризованных пучка при использовании оптического эффекта Магнуса и обращателя волнового фронта. Показано, что величина пространственного разделения зависит от угла падения пучка на входной торец волокна.

Работа выполнена в рамках программы фундаментальных исследований Министерства образования и науки Российской Федерации (888/2014 102-GZ).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. V.S. Liberman, B.Ya. Zel'dovich, Spin-orbit interaction of a photon in an inhomogeneous medium.// Phys. Rev. A, 1992, v. 46, p. 5199–5207.
2. Ф.И. Федоров, К теории полного отражения. //ДАН СССР, 1955, т. 105, с. 465–468.
3. A.V. Dooghin, N.D. Kundikova, V.S. Liberman, B.Ya. Zel'dovich, Optical Magnus effect, Phys. Rev. A, 1992, v. 45, p8204–8208 (1992).

УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ СПОСОБОВ СНИЖЕНИЯ ПМД В ВОЛНОВОДАХ ДЛЯ ПЕРЕДАЧИ СИГНАЛА С ОУМ

И.В. Васильев, А.Н. Ломанов

*Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования Рыбинский государственный авиационный технический университет имени П. А. Соловьева
(152934, г. Рыбинск Ярославской обл., ул. Пушкина, 53)
e-mail: viv7c4@gmail.com*

АННОТАЦИЯ

Разработка приемо-передающей оптоволоконной системы для передачи мультиплекса с ненулевой величиной орбитального углового момента (ОУМ) при неортогональном падении сигнала на торец волновода. Решение задачи минимизации вектора поляризационно-модовой дисперсии (ПМД) посредством модуляции распределения коэффициента преломления в местах пересечения лучей и отклонения солитонов вызванных нелинейным вынужденным оптическим двулучепреломлением.

1. ВВЕДЕНИЕ

Задача преодолеть искажения, вызванные ПМД, интерференцией, астigmatичностью и др. факторами, с использованием нелинейных свойств волноводов на данный момент является актуальной и имеет некоторые решения, в частности было разработано оптическое волокно, способное без искажения передавать ОУМ на километровое расстояние [1]. Оно позволяет повысить скорость передачи до 1.6 Тбит/с.

Решением этой задачи стало применение специальных волокон с ненулевым градиентом коэффициента преломления в поперечном сечении. Тем не менее проблема по-прежнему является актуальной, т. к. мультиплексирование информации осуществляется с использованием двух мод и предложенная схема подразумевает пространственное разделение мод градиентным коэффициентом преломления, что усложняет ее применение для большего числа мод. Этот подход к масштабированию схемы порождает технические сложности в реализации его в одном волноводе и требует создание массивов из оптических волокон [2], также при его применении су-

существует необходимость точной фокусировки, совмещения центров и ориентации угла падения.

Вышесказанное позволяет сформулировать в конечном виде основную задачу исследования для многомодовых волноводов. Необходимо минимизировать вектор ПМД и отставание сигналов посредством модуляции нелинейного коэффициента преломления, приводящей к отклонению солитонов, под действием переориентации молекул или их перераспределения в области интерференции полей; а также найти способ управлять сдвигом фаз и эллиптическим вращением плоскости поперечного профиля сигнала, вызванными нелинейным вынужденным двулучепреломлением в жидкостях с большой относительной величиной константы Керра.

2. УПРАВЛЕНИЕ АНИЗОТРОПИЕЙ ВОЛНОВОДА ДЛЯ ПЕРЕДАЧИ ОПТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ С ОУМ

Ключевая проблема в передаче ОУМ в изотропных круглых волноводах – несоответствие мод с ОУМ собственным модам волновода.

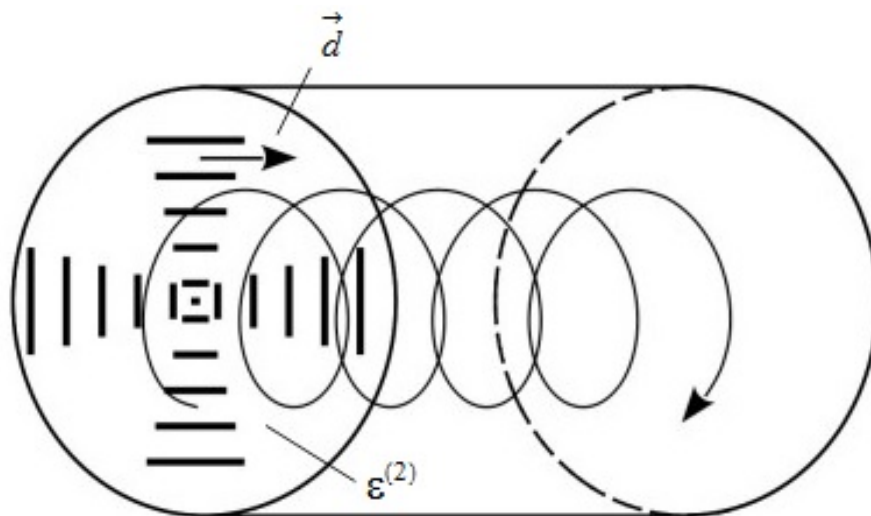


Рис. 1. Геликоидальная неоднородность, созданная ООЭК

Известно что спиралевидно закрученные волноводы имеют в качестве направляемых мод такие, которые содержат значения азимутального индекса, равные ± 1 . При этом в одномодовых волноводах при определенной частоте также возможна стабильная передача мод и более высокого порядка [3]. В качестве оптико-оптической аналогии для изотропных нелинейных жидкостей можно рассмотреть тензор диэлектрической проницаемости имеющий угловую зависи-

мость. Он будет иметь вид, аналогичный плоским жидкокристаллическим (ЖК) волноводам для оси x :

$$\varepsilon^{(2)}(x,0) = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{\perp} + \Delta\varepsilon \cdot \cos^2\theta & \Delta\varepsilon \cdot \sin\theta \cdot \cos\theta \\ 0 & \Delta\varepsilon \cdot \sin\theta \cdot \cos\theta & \varepsilon_{\perp} + \Delta\varepsilon \cdot \sin^2\theta \end{pmatrix} \quad (1)$$

и y :

$$\varepsilon^{(2)}(0,y) = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\perp} + \Delta\varepsilon \cdot \cos^2\theta & 0 & \Delta\varepsilon \cdot \sin\theta \cdot \cos\theta \\ 0 & \varepsilon_{\perp} & 0 \\ \Delta\varepsilon \cdot \sin\theta \cdot \cos\theta & 0 & \varepsilon_{\perp} + \Delta\varepsilon \cdot \sin^2\theta \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где $\Delta\varepsilon = \varepsilon_{\parallel\Box} - \varepsilon_{\perp}$ – разность между диэлектрической проницаемостью для различных поляризаций, θ – угол, являющийся функцией радиус-вектора и полярного угла в системе связанной с волноводом.

Если рассматривать геометрическое отклонение в жидких средах как способ организовать траекторию луча, можно прийти к конфигурации с траекторией, которая будет аналогична форме спиралевидно закрученных волноводов с собственными модами, содержащими ОУМ [4]. На рисунке 1 изображена зависимость угла поворота диполя ЖК по аналогии с плоским волноводом, возникающее при этом направление отклонения $\vec{d}$ солитона и компоненты тензора (1) и (2).

2.1 Управляемые и управляющие сигналы

Чтобы описать угловую зависимость тензора анизотропии коэффициента преломления в волноводе необходимо преобразовать систему координат с помощью матриц поворотов. Если оптико-оптический эффект Керра (ООЭК) создается двумя лучами с взаимно ортогональным расположением векторов $\vec{E}$, и если рассматривать волновод во вращающейся системе координат, связанной с ОУМ информационного луча, можно добиться того, чтобы анизотропия, порождаемая ООЭК носила спиралевидный характер.

Можно рассмотреть следующую схему регулировки направления распространения фронта волны (моды) в изгибе в виде солитона приведенную на рисунке 2. Падающий и отраженный лучи $\vec{k}_2^1$ и $\vec{k}_2^R$ распространяющиеся в противоположном направлении (управляющие) изменяют ход лучей $\vec{k}_1^1$ и $\vec{k}_1^R$ в прямом

направлении (информационных) в зависимости от угла β так, что угол $\gamma_2 < \gamma_1$ и $\kappa_2 \approx \alpha$, где угол α образовывал бы отклоненный волновой вектор $\vec{k}_{NL}$ с неизогнутым участком волновода. Так же следует отметить, что во многих нелинейных средах стабильно распространяются лишь поля солитонов или их пар [5].

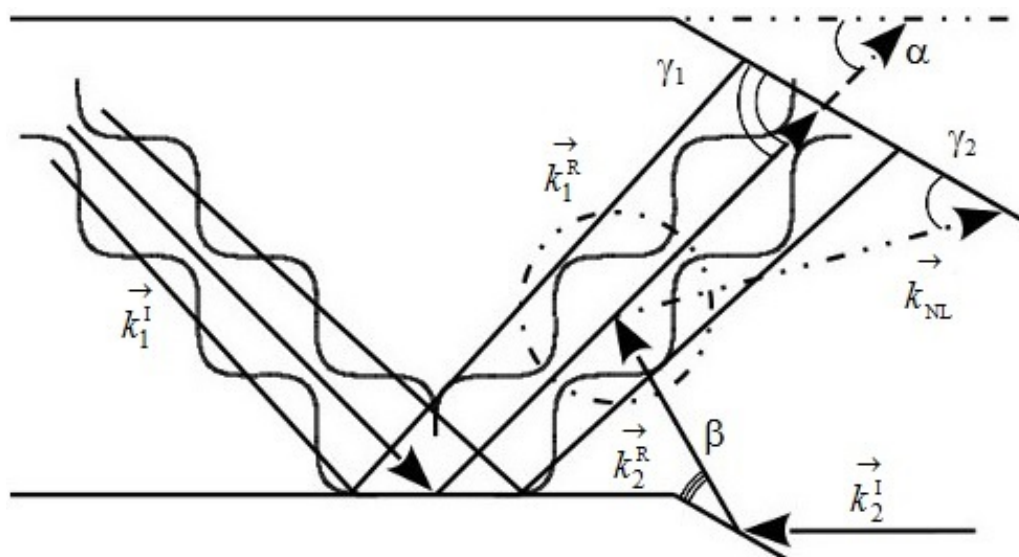


Рис. 2. Схема корректировки угла падения

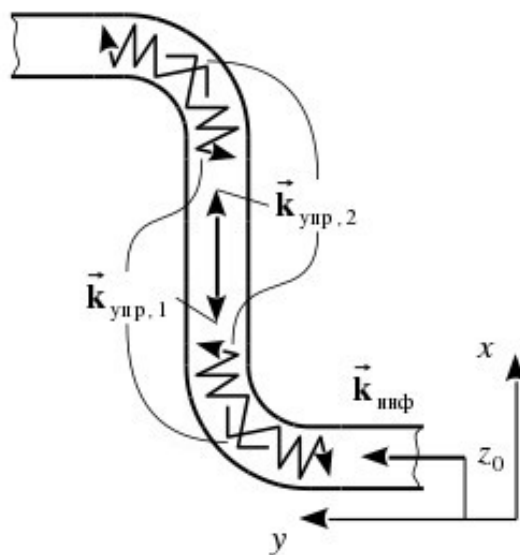


Рис. 3. Локализация в месте изгиба

Математически при прохождении изгиба управляющий сигнал представляется разложением на направляемые моды и моды излучения. Поля последних будут иметь малые продольные составляющие. Такие моды могут описываться уравнением колебаний на мембране рядами Фурье-Бесселя, при этом они будут затухающими. Их удобно использовать для локализации поля в местах изгибов,

изображенных на рисунке 3. Для симметричного распределения вдоль кривой изгиба необходимо будет использовать второй управляющий луч, порождающий моды излучения в обратном направлении. Данная схема может вызвать анизотропию коэффициента преломления пропорциональную углу отклонения в изгибе.

Периодичность, зависящую от длины, преодолеваемой модами излучения здесь удобно использовать для того, чтобы отрегулировать оптическую длину пути информационного сигнала так, чтобы на входном торце волновода совпадали бы нули всех присутствующих периодических возмущений на изгибах и были одинаковыми начальные условия в нелинейном искажении, происходящем на каждом изогнутом участке.

Для передачи ОУМ с модами высоких порядков в фотонно-кристаллических оптических волокнах применяются аналогичные подходы [3]. Существенным ограничением здесь однако является зависимость резонансных режимов, при которых передаваемый сигнал претерпевает наименьшие потери, от длины волны, периода винтовой спирали в конструкции волновода и специфического азимутального индекса передаваемого сигнала.

2.2. Модуляция сигналов

Модуляцию сложных распределений фаз и их комбинаций для нескольких лучей предполагается выполнить с использованием пространственного модулятора света (ПМС). Предпочтительным методом модуляции будет многопроходная модуляция, где луч будет несколько раз проходить через ячейку ПМС с отклонением от плоских или параболических зеркал. Это позволит минимизировать погрешности дискретизации матрицы ПМС. Математически подобная модель будет реализовываться расчетом дифракции фронта методом быстрого расчета поля фокуса [6] вне ячейки и методом конечных разностей во временной области в ячейке. Такой подход необходим для более точного учета дифракции поля в фокусе.

Ориентацию направляющих осей молекул жидкого кристалла в данном случае предполагается находить из численного решения уравнения свободной энергии Гиббса [7] а начальные условия брать из метода моментов для массива проводящих параллелепипедов. Полученные таким образом направляемые моды удобно использовать для численного моделирования дальнейшего распространения солитона. Эволюция нелинейного распространения будет подчиняться рекуррентному выражению для решения нелинейного уравнения Шредингера. Этот метод применяется к уравне-

нию Манакова, описывающему распространения сигнала в режиме сильного модового сопряжения:

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial z} = -\beta' \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - i \frac{\beta''}{2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + i \gamma \kappa |\vec{E}|^2 \vec{E}, \quad (3)$$

где β' и β'' - обратная групповая скорость и коэффициент дисперсии, γ - параметр связанный с константой Керра и площадью поперечного сечения моды [8]. Для этого метода возможно также и применение численного расчета мод, но для доказательства того, что оптико-оптическая анизотропия может создавать направляемые моды необходимо более строгое решение волновых уравнений в тензорной форме.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нелинейное отклонение позволяет сформулировать вывод о возможности минимизации ПМД и искажений ОАМ посредством модуляции нелинейного коэффициента преломления, приводящей к отклонению солитонов в области интерференции полей в жидкостях с большой относительной величиной константы Керра на основании следующих фактов:

стабилизации солитонов, распространяющихся в нелинейной среде [9];

разделения одного солитона на пару стабильных при определенных конфигурациях нелинейной среды с тензором диэлектрической восприимчивости второго порядка [5];

направляющих и самонаправляющих свойств солитонов, поля которых содержат ОУМ [10];

модуляции распределения интенсивности и ориентации векторов полей в солитонах в результате сложных нелинейных процессов;

соответствия собственных мод спиральных волноводов ОУМ модам и угловое отклонение в нелинейных и двулучепреломляющих (ЖК) средах [12, 4];

разнообразия свойств нелинейных жидкостей и ЖК, возможность усиления сигнала при ЧВС в красителях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bozinovic N. et al. Terabit-scale orbital angular momentum mode division multiplexing in fibers //Science. – 2013. – Т. 340. – №. 6140. – С. 1545-1548.

2. Li S., Wang J. Multi-orbital-angular-momentum multi-ring fiber for high-density space-division multiplexing. – 2013.
3. Wong G. K. L. et al. Excitation of orbital angular momentum resonances in helically twisted photonic crystal fiber // *Science*. – 2012. – T. 337. – №. 6093. – C. 446 – 449.
4. Ma X. et al. Angular-momentum coupled optical waves in chirally-coupled-core fibers // *Optics express*. – 2011. – T. 19. – №. 27. – C. 26515 – 26528.
5. Briedis D. et al. Ring vortex solitons in nonlocal nonlinear media // *Optics Express*. – 2005. – T. 13. – №. 2. – C. 435 – 443.
6. Leutenegger M. et al. Fast focus field calculations // *Optics express*. – 2006. – T. 14. – №. 23. – C. 11277-11291.
7. Mori H. et al. Multidimensional director modeling using the Q tensor representation in a liquid crystal cell and its application to the π cell with patterned electrodes // *Japanese journal of applied physics*. – 1999. – T. 38. – №. 1R. – C. 135.
8. Mecozzi A., Antonelli C., Shtaif M. Nonlinear propagation in multi-mode fibers in the strong coupling regime // *Optics express*. – 2012. – T. 20. – №. 11. – C. 11673-11678.
9. Mihalache D. et al. Stable vortex solitons supported by competing quadratic and cubic nonlinearities // *Physical Review E*. – 2004. – T. 69. – №. 6. – 066614.
10. Carlsson A. H. et al. Linear and nonlinear waveguides induced by optical vortex solitons // *Optics letters*. – 2000. – T. 25. – №. 9. – C. 660 – 662.
11. Karpierz M. A., Sierakowski M., Woliński T. R. Light beam propagation in twisted nematics nonlinear waveguides // *Molecular Crystals and Liquid Crystals*. – 2002. – T. 375. – №. 1. – C. 313 – 320.

ОСОБЕННОСТИ СИНТЕЗА НАНОКОМПОЗИТОВ ЦИНКА, МЕДИ, ЦИРКОНИЯ ИЗЛУЧЕНИЕМ МОЩНОГО ЛАЗЕРА НА ПАРАХ МЕДИ В ВОДНЫХ РАСТВОРАХ ПАВ

О.А. Гололобова

*Федеральное государственное учреждение науки Объединенный
институт высоких температур РАН
(125412, г. Москва, ул. Ижорская, д.13, стр. 2)
e-mail: ol.gololobova@gmail.com*

АННОТАЦИЯ

Приведены данные экспериментального исследования оптических характеристик коллоидных растворов цинка, меди и циркония, состава и морфологии дисперсных фаз, полученных в результате лазерной абляции металлов в водных растворах ПАВ. Методами абсорбционной спектроскопии растворов, рентгеновской дифрактометрии, атомно-силовой микроскопии твердой фазы прослежена особенность образования органо-неорганических композитов в зависимости от продолжительности излучения, времени старения коллоида, концентрации ПАВ.

1. ВВЕДЕНИЕ

Слоистые органо-неорганические гибридные нанокompозиты представляют значительный интерес для исследователей с точки зрения их применения в науке и технологии. К ним относится широкий класс таких химических соединений, в которых в пространство между слоями гидроксидов интеркалированы различные органические анионы.

Структурная изменчивость этих материалов ведет к появлению новых химических и физических свойств, таких, как переменный магнетизм, эффективная каталитическая и высокая ионно-обменная способности [1]. Использование подобных нанокompозитов обещает улучшение механической и термической стабильности полимеров, в которые внедрены композиты [2], а также открывает возможности создания новых оптоэлектронных устройств – стохастических лазеров, светодиодов [3], сенсоров [4] и т.д.

Получению химическим путем слоистых нанокompозитов и анализу их свойств посвящен целый ряд работ (см., например, [1]). В последнее де-

сятилетие для синтеза наноструктур применяется метод лазерной абляции металлов в жидкой среде, обладающий рядом достоинств в сравнении с химическими способами [5]. Абсолютное большинство экспериментальных работ, опубликованных к настоящему времени по проблеме синтеза наночастиц методом лазерной абляции, было выполнено с использованием Nd :YAG и эксимерных лазеров с относительно малой мощностью (~ 1 Вт) и низкой частотой следования импульсов излучения (~ 10 Гц).

Как известно [5], при воздействии лазерного импульса на мишень, при плотности мощности в пятне облучения свыше 10^8 – 10^9 Вт/см² происходит абляция мишени с образованием плазменно-парового объема, окруженного жидкостью. Внутри этого объема в условиях высоких температур и давлений идет генерация наноструктур из материала мишени и продуктов его химического взаимодействия с жидкостью. Время существования плазменно-парового объема – около 100 мкс, а размеры его достигают сотен микрон. Отсюда следует, что в экспериментах с лазерами с частотой генерации импульсов 10 – 100 Гц и малой мощностью излучения каждый следующий импульс не испытывал возмущений среды, которые могли бы увеличить поглощение и рассеяние луча, дефокусировать его и снизить эффективность взаимодействия с мишенью. Однако производительность процесса образования наночастиц в этих экспериментах из-за малых вкладов энергии была очень низкая. Рост производительности возможен за счет повышения средней мощности облучения мишени и увеличения частоты следования импульсов излучения лазера. Например, в работе [6] изучена эффективность процесса абляции. Показано, что при перекрытии зон взаимодействия луча с мишенью следующими друг за другом импульсами излучения эффективность абляции может уменьшиться на десятки процентов. Производительность процесса увеличивается линейно с ростом частоты следования импульсов и становится практически постоянной при частотах, когда начинают перекрываться их зоны взаимодействия.

Целью работы стало исследование характера изменения коллоида и его дисперсной фазы под воздействием излучения с высокой частотой следования импульсов и значительной средней мощностью. В качестве источника излучения был выбран импульсно-периодический лазер на парах меди (ЛПМ) со средней мощностью излучения около 20 Вт, длительностью импульса – 20 нс и частотой следования импульсов – 10 – 15 кГц. Таким

образом, время пребывания мишени и коллоида под воздействием излучения за период экспозиции в сотни – тысячу раз превышает аналогичное время, приведенное в указанных выше работах с применением Nd:YAG - лазеров.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Техника лазерной абляции металлов в жидкой среде была описана ряде статей и обзоров [5]. Генерация ЛПМ осуществлялась на двух длинах волн – 510 и 578 нм, соотношение мощностей излучения составляло соответственно 2:1. Лазерный пучок фокусировался на поверхность мишени ахроматическим объективом с фокусным расстоянием $f = 280$ мм, что обеспечивало размер пятна менее 100 мкм и плотность мощности порядка 10^8 Вт/см². Мишень помещалась в кювету с водными растворами ПАВ – додецилсульфат натрия $C_{12}H_{25}SO_4Na$ (SDS). Кювета находилась в сосуде с охлаждающей водой, температура которой поддерживалась на уровне 330 К. Сосуд монтировался на подвижном столике, что позволяло непрерывно перемещать фокальное пятно на поверхности мишени.

Оптические характеристики полученных коллоидных растворов, содержащих нанокompозиты меди, цинка, циркония и другие соединения, анализировались абсорбционно-спектральным методом на спектрофотометре СФ-46. Структура и состав твердой фазы, выделенной из коллоидного раствора центрифугированием и высушенной при температуре 320 – 330 К, исследовались на рентгеновском дифрактометре ДРОН-2 (линия K_α меди). Определение формы и размеров наноструктур проводилось с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ) Solver P47-PRO полуконтактным методом в режиме Semicontact topography.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

На рисунках 1, 2 приведены спектры поглощения $A(\lambda)$ (в абс. ед.) коллоидных растворов цинка и меди, полученных при различных концентрациях ПАВ в исходном растворе, времени облучения (экспозиции) τ , и времени старения коллоида $\tau_{ст}$ при комнатной температуре. Из анализа спектров следует, что рост концентрации ПАВ в растворе выше критической, определяющей начало мицеллообразования в коллоиде (для SDS это 0.0008 М) сильно изменяет оптические характеристики коллоида.

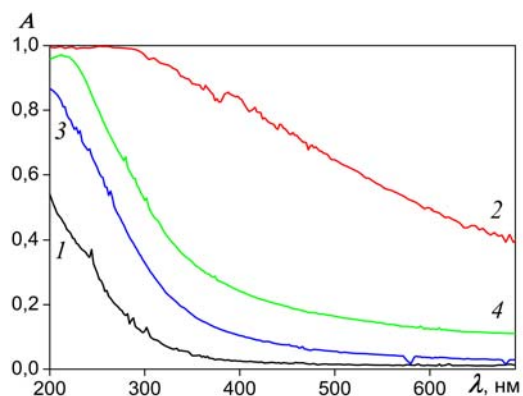
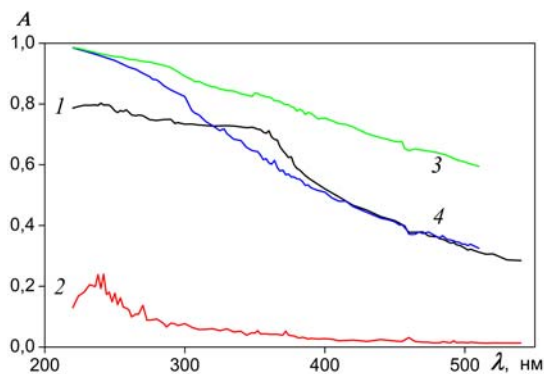


Рис. 1. Спектры поглощения $A(\lambda)$ коллоидного раствора цинка в коллоидных растворах меди в зависимости от концентрации (M) SDS и времени старения при $\tau_s = 30$ при $\tau_s = 3$ часа, $\tau_{cm} = 10$ мин: $M =$ мин: $M = 0.001$, $\tau_{cm} = 7$ мин (1), $M = 0.001$ (1), $M = 0.01$ (2), $M = 0.05$ (3), 0.001 , $\tau_{cm} = 23$ часа (2), $M = 0.01$, $\tau_{cm} = 10$ мин (3), $M = 0.01$, $\tau_{cm} = 22$ часа (4)

В большинстве случаев в свежеприготовленном коллоиде поглощение в ультрафиолетовом диапазоне спектров увеличивается в полтора – два раза, а в видимой области в два и более раз. Аналогичный результат получается и при увеличении времени экспозиции, т.е. при возрастании количества наночастиц в коллоиде. Многочасовая выдержка коллоидов после окончания облучения, как правило заметно снижает уровень поглощения прежде всего в длинноволновой части спектра. На общем фоне заметно выделяются спектры коллоида, содержащего 0.01 M SDS . Степень снижения поглощения на длинах волн более 350 нм существенно меньше, чем у остальных коллоидов, что характерно при наличии крупных фрактальных структур в коллоиде. Этот факт подтверждается значительным просветлением коллоида по мере его старения. Аналогичный результат показывают исследования спектров поглощения для циркония, при этом особое поведение проявляется у коллоидных растворов с концентрацией SDS 0.1 M.

Рентгеновские спектры, а также АСМ-снимки показывают, что твердая фаза, выделенная из коллоида с 0.01 M SDS для цинка и меди, и 0.1 M для циркония являются слоистым органо-неорганическим композитом, содержащим между слоями гидроксида анионы SDS . Для цинка структурная формула полученного комплекса $ZnNC - [(\beta)Zn(OH)_2 + DS]$. Природа этого

композита – химическая связь гидроксида цинка (β)- $\text{Zn}(\text{OH})_2$ с ионами SDS.

Формула комплекса для меди – $[\text{Cu}_2(\text{OH})_3\text{DS} - \text{Cu}_2(\text{OH})_3\text{CH}_3(\text{CH}_2)_{11}\text{OSO}_3]$. Из дифрактограмм следует, что существует две модификации структуры с межслоевым расстоянием $d = 3.887$ нм и $d = 3.27$ нм. Размеры межслоевого пространства указывают на наличие двух слоев анионов DS, расположенных между слоями гидроксида. Этот результат не является неожиданным. В ряде работ по исследованию синтезированных химически органо-неорганических нанокомпозитов, таких, как двойные гидроксиды, гидроксиды двойных солей и металл-гидроксиды, показано, что C–H цепи, из которых состоят интеркалированные анионы (алкилсульфаты, сульфанаты и др.) могут располагаться между слоями гидроксидов как перпендикулярно слоям, так и под наклоном. Существуют монослойные и двухслойные структуры, а также структуры, у которых цепи не стыкуются концами (варианты двухслойных структур), а частично заходят в пространство между соседними цепями.

Рентгеновские дифрактограммы осадка для циркония показывают, что повышение концентрации SDS в растворе до $M = 0.1$ проявляется в виде спектра, хорошо кристаллизованного SDS, значительная часть которого ориентирована вдоль поверхности стекла (плоскости 00L), меньшая часть – хаотически (рисунок 4).

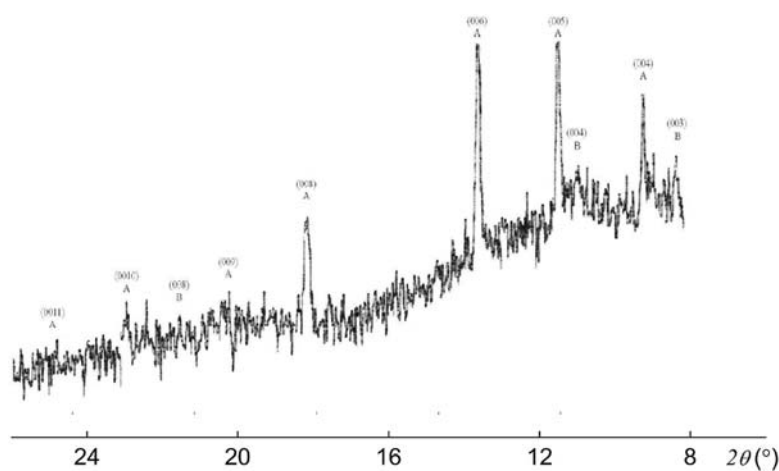


Рис. 3. Рентгеновская дифрактограмма осадка, выделенного из коллоидного раствора, полученного при лазерной абляции мишени из меди в 0.01 M растворе SDS. Фазы: A - межслоевое расстояние $d = 3.887$ нм, B - $d = 3.27$ нм

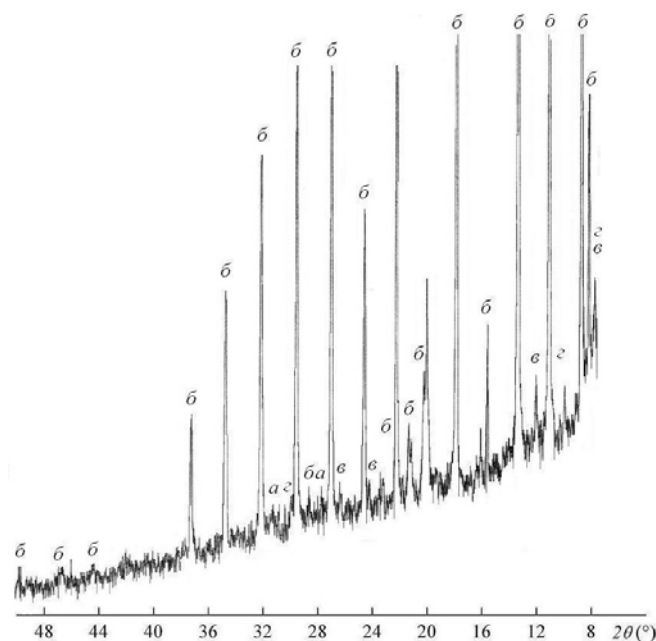


Рис. 4. Рентгеновская дифрактограмма осадка, полученного при лазерной абляции мишени из циркония в 0.1 М растворе SDS. Фазы: а – моноклинная, б – SDS, в – $\text{SDS} \cdot \text{H}_2\text{O}$, з – комплекс на основе Zr и SDS

Дифракционный спектр наряду с линиями, принадлежащими SDS и ZrO_2 , содержит линии гидрата $\text{SDS} \cdot \text{H}_2\text{O}$ и слоистой структуры, имеющей межслоевое расстояние $d = 5.165$ нм.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованные оптические спектры, рентгеновские дифрактограммы, АСМ-снимки отражают особенности формирования наноструктур, обусловленные применением в эксперименте мощного лазера на парах меди. Увеличение суммарного времени абляции, длительности воздействия излучения на коллоид при повышенной частоте следования импульсов приводят к интенсивной наработке наночастиц, композитов, возникновению их кластеров и крупных комплексов различной структуры и формы – фрактальных агрегатов. Специфика использования ПАВ в процессе абляции проявляется в образовании мицелл, состоящих из молекул ПАВ и наночастиц металла. С одной стороны, молекулы ПАВ, окружая наночастицы, ограничивают их рост и агрегацию, с другой – возникает возможность синтеза разнообразных химических соединений на основе ПАВ, воды и металла.

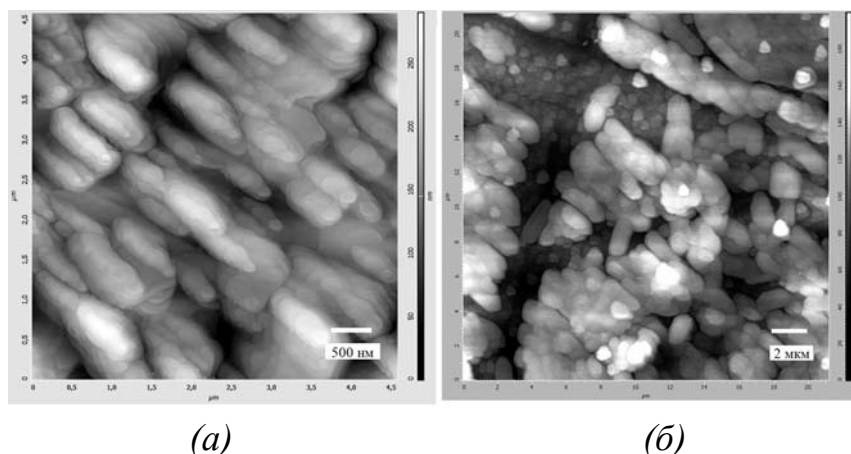


Рис. 5. АСМ-картина осадка, полученного после лазерной абляции мишени из (а)цинка, (б) меди в водном растворе SDS с $M = 0.01$

В настоящих экспериментах впервые методом лазерной абляции меди в водных растворах SDS получен двухслойный органо-неорганический наноккомпозит меди в виде двух структурных модификаций.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S.P. Newman, W. Jones, Synthesis, characterization and applications of layered double hydroxides containing organic guests. // New J. Chem., 1998, v. 22, p. 105-115.
2. E. Kandare, G. Chigwada, D. Wang, C. A. Wilkie, J. M. Hossenlopp, Nanostructured layered copper hydroxy dodecyl sulfate: A potential fire retardant for poly(vinyl ester) (PVE). // Polymer Degradation and Stability, 2006, v. 91, p. 1781- 1804.
3. H. Usui, T. Sasaki, N. Koshizaki, Ultraviolet emission from layered nanocomposites of $Zn(OH)_2$ and sodium dodecyl sulfate prepared by laser ablation in liquid. // Appl. Phys. Lett., 2005, v. 87. 063105.
4. N. Kumar, A. Dorfman, J. Hahm, Ultrasensitive DNA Sequence Detection of Bacillus anthracis using nanoscale ZnO sensor arrays. // Nanotechnology, 2006, v. 17, 2875.
5. G.W. Yang, Laser Ablation in Liquids: Applications in the Synthesis of Nanocrystals. // Progress in Material Science, 2007, v. 52, p. 648-698.
6. P. Wagener, A. Schwenke, B. Chichkov, S. Barcikowski, Pulsed Laser Ablation of Zinc in Tetrahydrofuran: Bypassing the Cavitation Bubble. // J. Phys. Chem. C., 2010, v.114, p. 7618.

МОДЕЛЬ ИЗИНГА С ДАЛЬНИМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А.А. Бирюков, Я.В. Дегтярева

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

АННОТАЦИЯ

Рассмотрена модель Изинга с дальним взаимодействием спинов во внешнем постоянном магнитном поле. Найдена зависимость значений критической температуры от радиуса области взаимодействия спинов. Построена петля гистерезиса системы спинов с дальним взаимодействием во внешнем магнитном поле.

1. ВВЕДЕНИЕ

Модель Изинга, активно изучается с 1924 года для описания фазовых переходов второго рода в магнитных веществах [1]. На первом этапе модель Изинга рассматривалась как двумерная решетка с учетом взаимодействия только между ближайшими спинами [2, 3]. Значительный интерес представляет поведение двумерных и трехмерных решеток при учете дальних взаимодействий между спинами, систем с замороженным беспорядком и при наличии внешнего поля.

В последнее время появились работы, посвященные модели Изинга, в которых рассматривались треугольные, квадратные, гексагональные решетки с взаимодействием ближайших и вторых ближайших соседей [4 - 10]. Добавление взаимодействий между вторыми ближайшими «соседями» можно ввести различными способами, например, часть спинов могут взаимодействовать как в ферромагнетике, часть — как в антиферромагнетике [4]. При изучении таких систем применяются различные методы исследования: численные методы Монте-Карло [5], техника дифференциальных операторов [6, 7], ϵ - разложение [8].

Мы рассмотрим модели Изинга на двумерных квадратных решетках с взаимодействием между спинами в пределах окружности радиуса R во

внешнем постоянном магнитном поле и исследуем зависимость критической температуры от радиуса области взаимодействия R и внешнего магнитного поля.

2. МОДЕЛЬ ИЗИНГА С ДАЛЬНИМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ ВО ВНЕШНЕМ ПОЛЕ

Двумерная модель Изинга описывается плоской квадратной решеткой, в узлах которой расположены спины с координатами (i, j) ($i, j=1, 2, 3, \dots$), принимающие только два значения: $+1$ или -1 (направление спина «вверх» или «вниз»).

Радиус взаимодействия R рассматривается как радиус окружности с центром в спине (i, j) , в пределах которой находятся взаимодействующие с ним спины. Например, в современной стандартной модели Изинга радиус взаимодействия равен единице. В этом случае выбранный спин взаимодействует с ближайшими соседями, координаты которых $(i, j+1)$, $(i, j-1)$, $(i+1, j)$, $(i-1, j)$. Если положить радиус взаимодействия равным двум, то спин помимо ближайших соседей взаимодействует со спинами $(i, j+2)$, $(i, j-2)$, $(i+1, j+1)$, $(i-1, j+1)$, $(i+1, j-1)$, $(i-1, j-1)$, $(i+2, j)$, $(i-2, j)$. Аналогично определяются радиусы взаимодействия $R=3, 4$ и т. д.

Гамильтониан модели примет вид:

$$H = \sum_{i,j=1}^N H_{ij} \quad (1)$$

где N - число узлов решетки, H_{ij} - гамильтониан спина с координатами (i, j) , представляемый в виде [5]:

$$H_{ij} = \sum_{k,l=1}^R \frac{J_0}{r_{kl}^3} S_{ij} S_{kl} + h \sum_{ij} S_{ij}, \quad (2)$$

где $J_{kl} = \frac{J_0}{r_{kl}^3}$ - величина взаимодействия между спинами S_{ij} и S_{kl} ($l, k=1, 2, 3, \dots$), $r_{kl} = \sqrt{(i-k)^2 + (j-l)^2}$ - геометрическое расстояние между спинами S_{ij} и S_{kl} , константа J_0 зависит от типа образца, в данной работе для простоты полагаем ее равной 1, h - напряженность внешнего поля. Вероятность нахождения спина в каждом состоянии $S_{ij} = +1$ и $S_{ij} = -1$ определяется распределением Гиббса:

$$P_s(S_{ij}) = \frac{1}{Z_{ij}} \exp\left(-\frac{1}{kT} H_{ij}\right) \quad (3)$$

где k - коэффициент Больцмана, T - температура, $Z_{ij} = \sum_{s=1}^2 P_s(S_{ij})$ - нормировочная константа. Параметром порядка для фазового перехода второго рода является намагниченность системы:

$$\langle M \rangle = \sum_{i,j=1}^N S_{ij} P_{ij} \quad (4)$$

2.1. Метод Монте-Карло с использованием параллельных вычислений

Аналитическое исследование модели Изинга с дальним взаимодействием и с учетом внешнего магнитного поля представляет собой чрезвычайно сложную задачу. Гораздо удобнее воспользоваться численным методом расчета — методом Монте-Карло. Метод Монте-Карло основан на преобразовании случайных чисел с равномерным распределением, и хорошо подходит для решения большинства задач статистической физики, в том числе и для исследования модели Изинга. Алгоритм метода Монте-Карло для модели Изинга хорошо известен. Вначале создается исходная конфигурация решетки спинов, затем для каждого спина решетки вычисляется значение гамильтониана (1). После этого генерируется случайное число из отрезка $[0,1]$ и сравнивается с вероятностью нахождения спина в конкретном состоянии (3), после чего спин либо меняет знак (если результат сравнения отрицательный), либо остается в прежнем состоянии [11].

Для ускорения вычислений удобно разбить решетку на подобласти и каждую подобласть обрабатывать параллельно. В данной работе использовалась техника параллельных вычислений на основе интерфейса MPI. Каждый процессор обрабатывал свою подобласть, после чего результаты пересылались «главному» узлу, который осуществлял конечную обработку результатов (сложение и нормировка). Расчеты проводились на 16 процессорах суперкомпьютера СГАУ «Сергей Королев».

2.2. Результаты

На рисунке 1, а представлены графики зависимости намагниченности от температуры для различных радиусов области взаимодействия. С увеличением радиуса взаимодействия температура фазового перехода возрас-

тает по нелинейному закону (рисунок 1, б). Функция, аппроксимирующая данную зависимость, была найдена в виде:

$$T(R) = 7.32 \exp\left(\frac{-3}{2R} - \frac{\theta(R-2)}{5}\right), \quad (5)$$

где $\theta(x) = \begin{cases} 0, x < 0 \\ 1, x \geq 0 \end{cases}$ - функция Хевисайда.

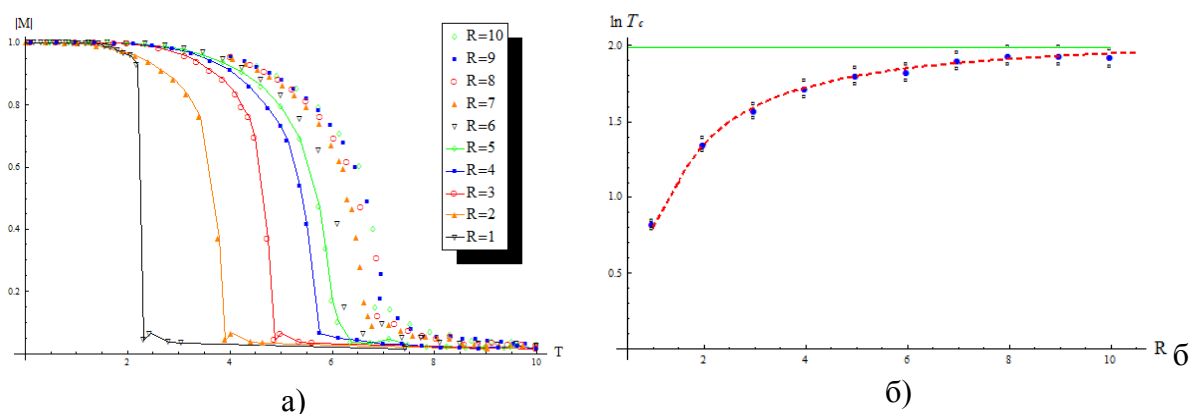


Рис. 1. Модель Изинга с разными радиусами взаимодействия: а) зависимость намагниченности от температуры, б) зависимость температуры фазового перехода от радиуса взаимодействия: точки — значения критической температуры, пунктир — график аппроксимирующей функции

Внешнее магнитное поле существенно влияет на состояние магнетика, что можно показать на модели Изинга. Известно, что для модели Изинга с радиусом области взаимодействия $R = 1$ характерно явление гистерезиса — зависимость состояния системы от ее предыдущих состояний. При изменении направления вектора напряженности внешнего поля возникает петля гистерезиса при температурах, ниже критической. Когда температура системы достигает точки фазового перехода, петля гистерезиса исчезает.

Кривые намагниченности в предложенной модели были построены для радиусов взаимодействия 2 и 3 для различных значений температуры. Для проведения численного эксперимента для $R = 3$, при котором критическая температура составляет $T_c = 4.813$, использовались следующие значения температур: $T = 0.01$ (температура ниже критической), $T = 4.813$ (значение критической температуры) и $T = 8.0$ (температура выше критической). Значения внешнего поля брались от -5 до 5 Тл (пунктирная линия) и от 5 до -5 Тл (сплошная линия). Здесь для $T < T_c$ (рисунок 2, а) наблюдается ха-

ракетное для классической модели Изинга ($R=1$) явление гистерезиса. Когда температура достигает критического значения (рисунок 2, б), петля гистерезиса принимает нулевую ширину. При температуре $T > T_c$ (рисунок 2, в) петля гистерезиса исчезает.

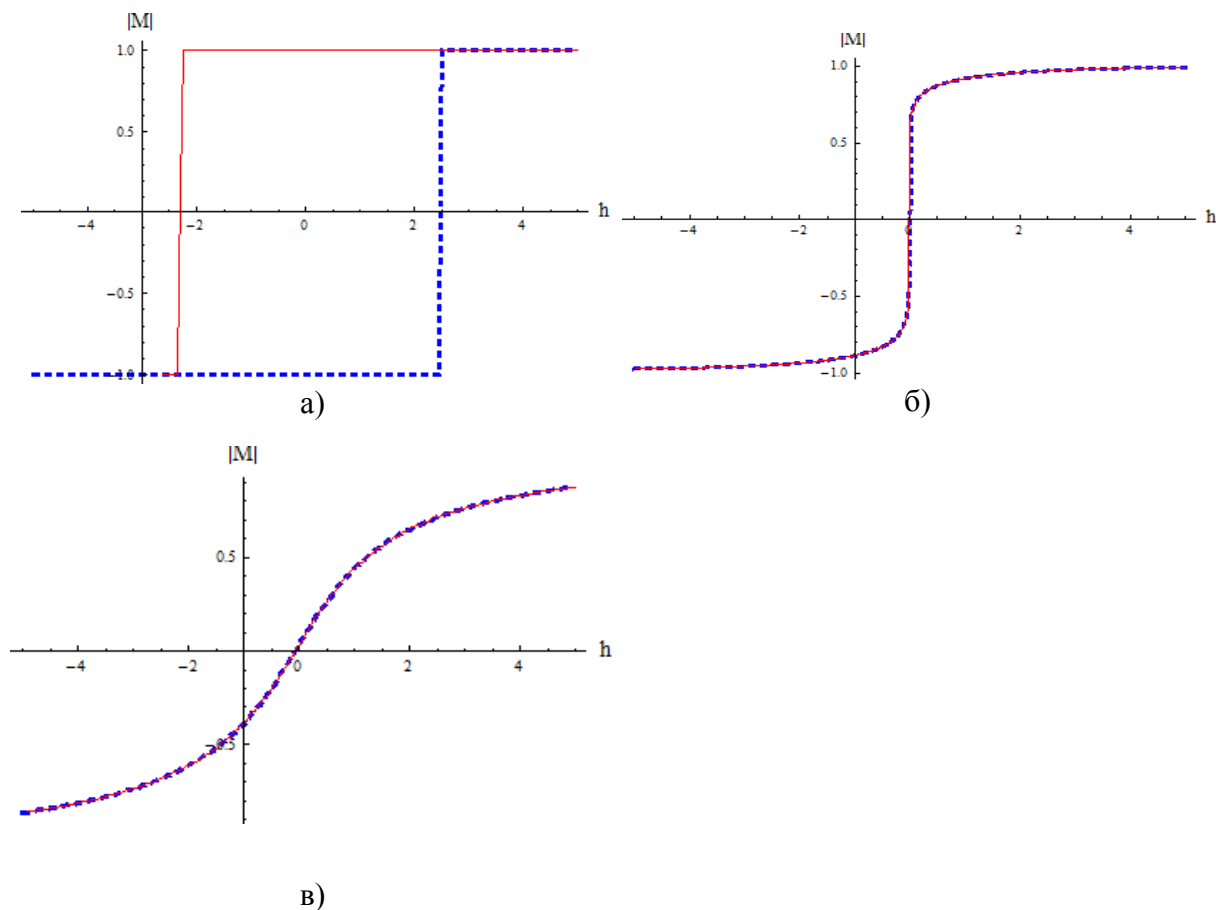


Рис. 2. Гистерезис системы с радиусом области взаимодействия $R=3$ при различных температурах: а) ниже критической, б) при критической температуре, в) выше критической

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Появление в магнетиках дальних взаимодействий существенно влияет на температуру фазового перехода. На основании математического моделирования впервые была успешно найдена функция зависимости температуры фазового перехода от радиуса взаимодействия между спинами. Модель указывает на наличие насыщения, то есть при больших радиусах взаимодействия критическая температура достигает предельного значения и становится нечувствительной к дальнейшему увеличению R .

Примечательным является то, что поведение магнетика с большими радиусами взаимодействия в магнитном поле оказывается таким же, как и в случае простой модели Изинга. Данные вычисления возможно было провести на основе составленной программы, которая позволяла производить параллельные вычисления на суперкомпьютере СГАУ «Сергей Королев».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. E. Ising, Beitrag zur Theorie des Ferro- und Paramagnetismus, Hamburg, 1924.
2. L. Onsager, Crystalstatistics. A two-dimensional model with order-disorder transitions. // PhysRev, 1944.
3. B.M. McCoy, Tai Tsun Wu, The two-dimensional Ising model. // Cambridge, MA: Harvard Univ.Press, 1973.
4. A.J. Ramirez-Pastor, F. Nieto, E.E. Vogel, Ising lattices with $\pm J$ second-nearest-neighbor interactions. // PhysRev, 1997, v. 55, № 21, p. 14323-14329.
5. А.А. Бирюков, Я.В. Дегтярева, М.А. Шлеенков, Компьютерное моделирование фазовых переходов в модели Изинга с дальними корреляциями. // Вестник СамГУ – Естественнонаучная серия, 2012, № 9(100), с. 159-163.
6. M. Wolf, K.D. Schotte, Ising model with competing next-nearest-neighbour interactions on the Kagome lattice. // J. Phys, A: Math. Gen, 1988, № 21, p. 2195-2209.
7. Emilio N.M. Cirillo, G. Gonnella, A. Pelizzola, Critical behavior of the three-dimensional Ising square lattice with nearest-neighbor, next-nearest-neighbor and plaquette interactions. // PhysRev, 1997, E 55, R17-R20.
8. M. Picco, Critical behavior of the Ising model with long-range interactions. // arXiv:1207.1018v1, 2012.
9. В.И. Белоконь, К.В. Нефедев, О.И. Дьяченко, Распределение случайных полей обменного взаимодействия и магнитные фазовые переходы. // Перспективные материалы, 2012, № 6, с. 5-9.
10. В.В. Прудников, П.В. Прудников, А.Н. Вакилов, А.С. Криницын, Компьютерное моделирование критического поведения трехмерной неупорядоченной модели Изинга. // ЖЭТФ, 2007, т. 132, № 2(8), с. 417-425.
11. К. Биндер, Д.В. Хеерман, Моделирование методом Монте-Карло в статистической физике. // М.: Наука, 1995, 144 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОКУСИРОВКИ И УСКОРЕНИЯ ДВУМЕРНЫХ ПУЧКОВ ПИРСИ

С.Г. Засканов, А.А. Ковалёв, В.В. Котляр

¹*Институт систем обработки изображений РАН
(443001, г. Самара, Молодогвардейская 151)*

²*Самарский государственный аэрокосмический университет
им. академика С.П. Королева
(национальный исследовательский университет)
(443011, г. Самара, Московское шоссе, 34)*

АННОТАЦИЯ

Получено решение параксиального уравнения Гельмгольца, описывающее семейство двумерных половинных пучков Пирси, не меняющих форму при распространении. Эти пучки являются двумерными аналогами пучков Пирси, полученных в Opt. Express, 20, 18955 (2012). Установлено свойство автофокусировки двумерных пучков Пирси. Показано наличие ускорения в области до фокальной плоскости и замедление за ней. С помощью компьютерного моделирования методом распространения пучка (BPM-методом) показана возможность фокусировки двумерного пучка Пирси в пятно размером $0,36$ длин волн.

Распространение светового пучка в однородной среде описывается уравнением Гельмгольца и его параксиальным приближением – уравнением типа Шрёдингера. Несмотря на дифракцию, у этих уравнений существуют решения, описывающие световые поля, которые свободны от этого явления. В первую очередь это давно известные традиционные и недавно открытые асимметричные пучки Бесселя [1-3], Матье [4] и Эйри [5]. Пучки Бесселя распространяются без дифракции в трехмерном пространстве, а пучки Эйри – в двумерном. Наряду с пучками Бесселя и Эйри, интерес представляют параксиальные структурно-устойчивые пучки, инвариантные к распространению. Такие пучки не являются бездифракционными, но при распространении структура их распределения интенсивности в поперечной плоскости не меняется, меняется только масштаб. Наиболее из-

вестными такими пучками являются пучки Эрмита-Гаусса и Лагерра-Гаусса [6], гипергеометрические моды [7]. В недавней работе [8] рассмотрены пучки Пирси, как трехмерные аналоги пучков Эйри. Распределение комплексных амплитуд таких пучков описывается функцией Пирси [9, 10], определяемой как интеграл от комплексной экспоненты, аргумент которой является полиномом (подобно функции Эйри). Эти пучки обладают свойством автофокусировки и восстанавливаются после искажения препятствиями. В недавней работе [11] предложен виртуальный источник, формирующий пучок Пирси. В данной работе проводится моделирование двумерных аналогов пучков Пирси из работы [8], показывается их структурная устойчивость, состоящая в сохранении распределения интенсивности при распространении с точностью до масштаба. Показано, что такие пучки обладают свойством автофокусировки, а их траектория обладает ускорением до фокальной плоскости и замедлением после нее.

Комплексная амплитуда трехмерных параксиальных световых пучков Пирси [8] имеет вид:

$$E(x, y, z) = \frac{1}{(1 - z/z_e)^{1/4}} \text{Pe} \left(\frac{x}{x_0 (1 - z/z_e)^{1/4}}, \frac{y - y_0 z / (2kx_0^2)}{y_0 (1 - z/z_e)^{1/2}} \right), \quad (1)$$

где $z_e = 2ky_0^2$, а $\text{Pe}(\xi, \eta)$ – функция Пирси:

$$\text{Pe}(\xi, \eta) = \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(is^4 + is^2\eta + is\xi) ds. \quad (2)$$

Из (1) видно, что при распространении структура пучка не меняется, происходит лишь сдвиг центра пучка вдоль одной декартовой координаты и масштабирование по обеим декартовым координатам, причем масштаб по осям x и y разный. Так, на расстоянии $z = z_e/2$ пучок сжимается в $2^{1/4} \approx 1,19$ раза вдоль оси x и в $2^{1/2} \approx 1,41$ раза вдоль оси y . В конце работы [8] приводится обобщение пучков (1) в виде пучков с комплексной амплитудой в начальной плоскости, описываемой функцией

$$U(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left[i \left(s^{2n} + ys^n + xs^m \right) \right] ds, \quad (3)$$

причем при $n = 2m$ форма таких пучков не меняется при распространении в однородной среде. Числа n и m должны быть целыми.

В работе [12] рассматриваются световые пучки Пирси, обобщенные на случай, когда числа n и m не обязательно целые, и пучок не обладает симметрией относительно оси Oy . Для этого там рассмотрен обобщенный половинный пучок Пирси (ПП-пучок) ν -го порядка, комплексная амплитуда которого имеет вид:

$$E(x, y, z) = \frac{1}{(1 - z/z_e)^{1/(4\nu)}} \text{HRe}_\nu \left(\frac{x}{x_0 (1 - z/z_e)^{1/4}}, \frac{y - y_0 z / (2kx_0^2)}{y_0 (1 - z/z_e)^{1/2}} \right). \quad (4)$$

где $\text{HRe}_\nu(\xi, \eta)$ – половинная функция Пирси ν -го порядка следующего вида:

$$\text{HRe}_\nu(\xi, \eta) = \int_0^{+\infty} \exp(is^{4\nu} + is^{2\nu}\eta + is^\nu\xi) ds. \quad (5)$$

Дифракционная картина пучков (5) в поперечной плоскости имеет вид наклонных световых линий (рис. 1). При вычислении были использованы следующие параметры: длина волны $\lambda = 532$ нм, $x_0 = y_0 = \lambda$, $\nu = 1$, размер расчётной области $-15\lambda \leq x, y \leq 15\lambda$.

Заметим, что интерференция двух ПП-пучков с одинаковым значением параметра y_0^2 также представляет собой пучок, сохраняющий свою форму при распространении. В частности, можно рассмотреть суперпозицию таких пучков с разностью фаз в 0 (рис. 2а) и в π (рис. 2б).

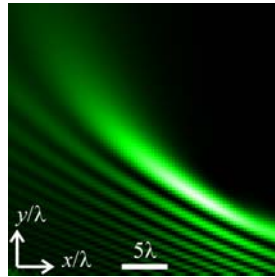


Рис. 1. Распределение интенсивности ПП-пучка при $\nu = 1$

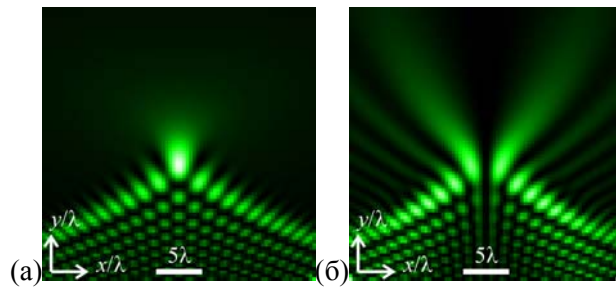


Рис. 2. Распределение интенсивности при суперпозиции симметричных ПП-пучков с разностью фаз, равной 0 (а) и π (б)

Заметим, что при получении (4) использована замена переменной интегрирования, которую можно делать только для $z < z_e$, в противном случае пределы становятся мнимыми. Однако, можно показать, что $E(x, y_0^3/x_0^2 + \eta, z_e + \zeta) = E^*(-x, y_0^3/x_0^2 - \eta, z_e - \zeta)$, т.е. подобно пучку Пирси [8] после прохождения пучка через плоскость $z = z_e$ распределение интенсивности является зеркальным отражением распределения интенсивности до плоскости $z = z_e$ относительно плоскостей $x = 0$ и $y = y_0^3/x_0^2$.

Аналогично (4) можно рассмотреть двумерные ПП-пучки, комплексная амплитуда которых в начальной плоскости имеет вид:

$$E(x, 0) = \int_0^{+\infty} \exp \left[is^\nu \left(\frac{x}{x_0} \right) + is^{2\nu} \right] ds = \text{HRe}_\nu^{2D} \left(\frac{x}{x_0} \right). \quad (6)$$

С помощью преобразования Френеля можно показать, что на некотором расстоянии z комплексная амплитуда станет равна

$$E(x, z) = \int_0^{+\infty} \exp \left[is^\nu \left(\frac{x}{x_0} \right) + i \left(1 - \frac{z}{2kx_0^2} \right) s^{2\nu} \right] ds. \quad (7)$$

Сделаем замену переменной интегрирования $s = (1 - z/z_e)^{-1/(2p)} t$, где $z_e = 2kx_0^2$. Тогда вместо (7) получим для комплексной амплитуды двумерного ПП-пучка:

$$E(x, z) = \frac{1}{(1 - z/z_e)^{1/(2\nu)}} \text{HRe}_\nu^{2D} \left(\frac{x}{x_0 (1 - z/z_e)^{1/2}} \right). \quad (8)$$

Как и в трёхмерном случае, здесь замену переменной интегрирования можно делать только для $z < z_e$. В противном случае пределы становятся мнимыми. Но из (7) следует, что

$$E(x, z_e + \zeta) = E^*(-x, z_e - \zeta), \quad (9)$$

т.е. после прохождения двумерного ПП-пучка через плоскость $z = z_e$ распределение его интенсивности является зеркальным отражением распределения интенсивности до плоскости $z = z_e$ относительно оптической оси.

Из (8) видно, что в начале распространения (до фокальной плоскости $z = z_e$) в любой поперечной плоскости $z < z_e$ координаты максимумов интенсивности двумерного ПП-пучка определяются по формуле:

$$x_{\max} = y_m x_0 \sqrt{1 - \frac{z}{z_e}}, \quad (10)$$

где y_m – координата m -го максимума функции $|\text{HRe}_p^{2D}(x)|^2$. Дважды продифференцировав (10) по z , получим, что при $z < z_e$ будет выполняться неравенство $(dx_{\max}/dz)(d^2x_{\max}/dz^2) > 0$, что свидетельствует о наличии ускорения траектории пучка перед фокусировкой. Из свойства симметрии (9) следует, что после прохождения через плоскость $z = z_e$ двумерный ПП-пучок начнет распространяться с замедлением.

Рассмотрим распространение двумерного ПП-пучка при $p = 2$. Пусть $\lambda = 532$ нм, $x_0 = \lambda$. Тогда $z_e = 4\pi\lambda$. На расстоянии $z = 3z_e/4$ пучок сужается в два раза, в нашем случае это расстояние равно $z = 3\pi\lambda$. Максимальная интенсивность при этом увеличивается в два раза. В плоскости $z_e = 4\pi\lambda$ поле (8) "бесконечно" сужается, и возникает фокус. Для выбранных параметров интенсивность в начальной плоскости имеет вид, показанный на рис. 3а. Моделирование проводилось конечно-разностным методом распространения пучка (ВРМ-методом) в области $-80\lambda \leq x \leq 80\lambda$, $0 \leq z \leq 30\lambda$. На рис. 3б показано рассчитанное распределение интенсивности в плоскости Oxz . На рис. 3 в, г показаны сечения интенсивности (рис. 3б) при $z = 0$ (рис. 3в) и $z = 3\pi\lambda$ (рис. 3г). Из рис. 3 видно, что действительно пучок сузился в два раза: при $z = 0$ координата четвертого нуля равна примерно -10λ , а при $z = 3\pi\lambda$ она равна примерно -5λ . Максимальная интенсивность на рис. 3г в два раза выше максимальной интенсивности на рис. 3в. Кроме того, видно, что и на рис. 3в, и на рис. 3г интенсивность второго максимума примерно в два раза меньше интенсивности главного максимума, что также демонстрирует изменение светового пучка при распространении только в масштабе, но не в структуре.

Заметим, что согласно (10) вблизи фокуса траектория пучка должна быть перпендикулярной оптической оси, так как наклон траектории определяется производной выражения (10):

$$\frac{dx_{\max}}{dz} = -\frac{y_m x_0}{2\sqrt{z_e(z_e - z)}}, \quad (11)$$

т.е. $|dx_{\max}/dz| \rightarrow \infty$ при $z \rightarrow z_e$. Однако при моделировании ВРМ-методом оказалось, что вблизи фокуса траектория имеет наклон к оптической оси около 45° . Это объясняется ограниченностью области моделирования.

Рассмотрим распространение двух симметричных двумерных пучков Пирси. Комплексная амплитуда такого поля в начальной плоскости имеет вид:

$$E(x, z=0) = \text{HRe}_\nu^{2D}\left(\frac{x}{x_0}\right) + \text{HRe}_\nu^{2D}\left(-\frac{x}{x_0}\right). \quad (12)$$

На рис. 4(а) показано распределение интенсивности в плоскости Oxz , полученное при компьютерном моделировании конечно-разностным методом распространения пучка ВРМ (Beam Propagation Method).

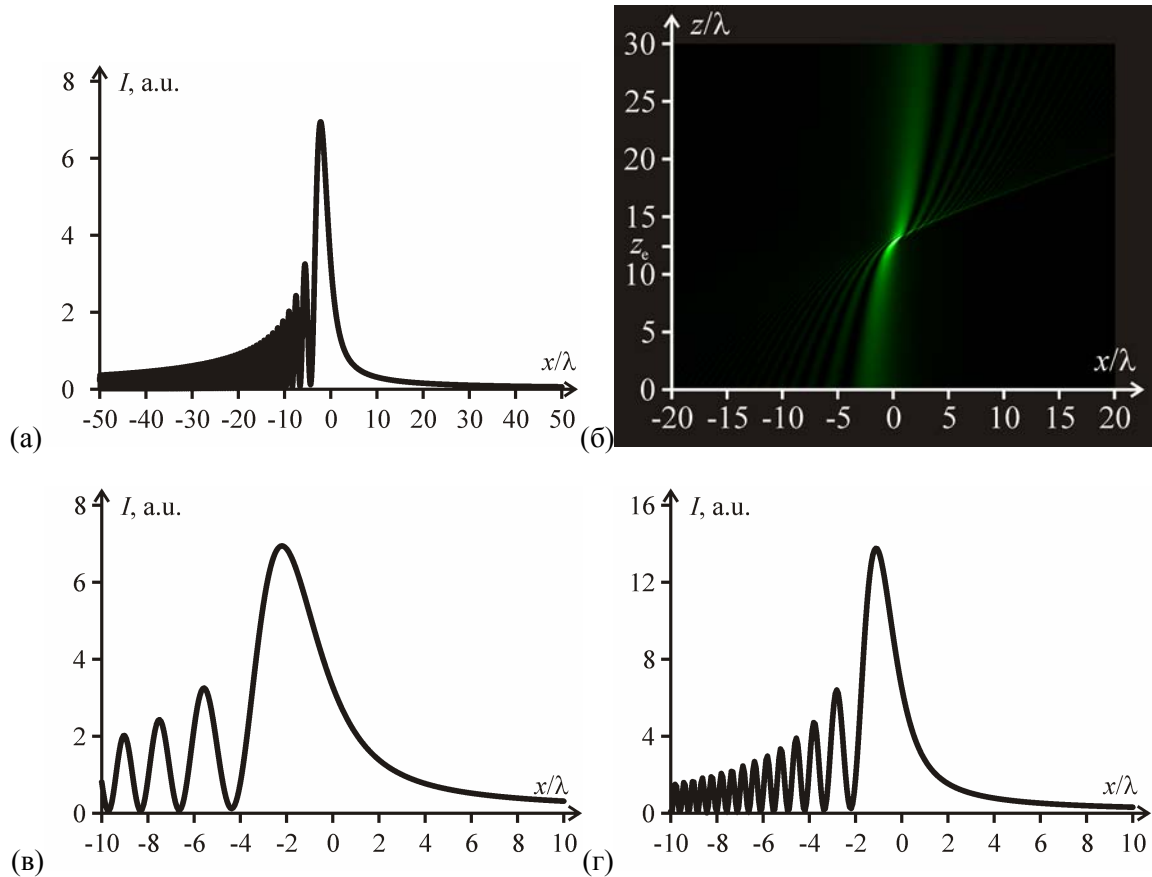


Рис. 3. Распределение интенсивности двумерного ППИ-пучка при $\nu = 2$, рассчитанное ВРМ-методом: сечение интенсивности вдоль оси x при $z = 0$ (а), интенсивность в плоскости Oxz (негатив)(б), сечения интенсивности вдоль оси x при $z = 0$ (в)(увеличенная картинка (а)) и при $z = 3\pi\lambda$ (г)

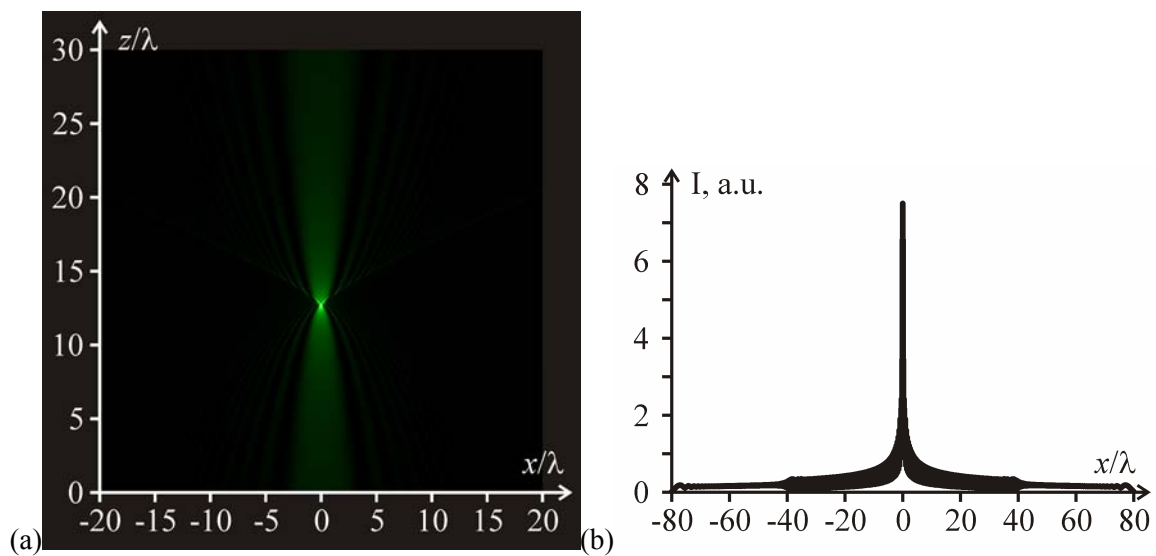


Рис. 4. распределение интенсивности в плоскости Oxz (а) и в плоскости $z = z_e$ (б)

Моделирование показало, что ширина пучка в плоскости $z = z_e$ по полуспаду интенсивности составила $0,36\lambda$.

В заключение данного раздела заметим, что в отличие от трёхмерных пучков комплексные амплитуды двух двумерных ПП-пучков с параметрами x_{01} и x_{02} не ортогональны.

В работе получены следующие результаты:

- получено решение двумерного параксиального уравнения Гельмгольца, описывающее двумерные половинные пучки Пирси (уравнения (6), (8)), форма которых не меняется при распространении с точностью до масштаба;

- показано, что двумерный половинный пучок Пирси, как и трёхмерный, обладает свойством автофокусировки, а также ускоряющейся траекторией до фокальной плоскости (рис. 3б).

- моделирование ВРМ-методом показало фокусировку пучка, являющегося суперпозицией двух двумерных половинных пучков Пирси, в пятно с шириной по полуспаду интенсивности $0,36$ длин волн (рис. 4).

Работа выполнена при поддержке грантов Президента РФ поддержки ведущих научных школ (НШ-3970.2014.9) и молодого доктора наук (МД-1929.2013.2), а также грантов РФФИ 13-07-97008 и 14-07-31092.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. J. Durnin, "Exact solutions for nondiffracting beams. I. The scalar theory," *J. Opt. Soc. Am. A*, 4, 651-654 (1987).
2. V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, V.A. Soifer, "Diffraction-free asymmetric elegant Bessel beams with fractional orbital angular momentum," *Computer optics* 38, 4-10 (2014).
3. V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, V.A. Soifer, "Asymmetric Bessel modes," *Opt. Lett.* 39, 2395–2398 (2014).
4. J.C. Gutiérrez-Vega, M.D. Iturbe-Castillo, G.A. Ramirez, E. Tepichin, R.M. Rodriguez-Dagnino, S. Chávez-Cerda, G.H.C. New, "Experimental demonstration of optical Mathieu beams," *Opt. Commun.* 195, 35-40 (2001).
5. M.V. Berry, N.L. Balazs, "Nonspreading wave packets," *Am. J. Phys.* 47, 264-267 (1979).
6. A.E. Siegman *Lasers* (University Science, 1986).
7. V.V. Kotlyar, R.V. Skidanov, S.N. Khonina, V.A. Soifer, "Hypergeometric modes," *Opt. Lett.* 32, 742-744 (2007).
8. J. Ring, J. Lindberg, A. Mourka, M. Mazilu, K. Dholakia, and M. Dennis, "Auto-focusing and self-healing of Pearcey beams," *Opt. Express* 20, 18955-18966 (2012).
9. T. Pearcey, "The structure of an electromagnetic field in the neighbourhood of a cusp of a caustic," *Phil. Mag. S 7*, 311–317 (1946).
10. M.V. Berry and C. J. Howls, "Integrals with coalescing saddles," <http://dlmf.nist.gov/36.2> (Digital Library of Mathematical Functions, National Institute of Standards and Technology, 2012).
11. D. Deng, C. Chen, X. Zhao, B. Chen, X. Peng, Y. Zheng, "Virtual Source of a Pearcey beam," *Opt. Lett.* 39, 2703–2706 (2014).
12. A.A. Ковалёв, В.В. Котляр, С.Г. Засканов, "Структурно-устойчивые трёхмерные и двумерные лазерные половинные пучки Пирси," *Компьютерная оптика* 38(2), 193–197 (2014).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНСТАНТЫ СКОРОСТИ РЕАКЦИИ ДИМОЛЬНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СИНГЛЕТНОГО КИСЛОРОДА НА ПОЛОСЕ 1270НМ

А.С. Инсапов

Самарский государственный аэрокосмический университет

им. академика С.П. Королева

(национальный исследовательский университет)

(443011, г. Самара, Московское шоссе, 34)

ainlolcat@gmail.com

АННОТАЦИЯ

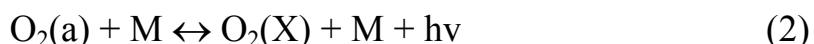
Методом эмиссионной спектроскопии исследуются процессы димольного излучения синглетного кислорода на полосах 634, 703 и 1270нм. По зависимости отношения интенсивностей излучения от давления кислорода найдена константа скорости реакции для процесса $O_2(a) + O_2(X) \leftrightarrow O_2(X) + O_2(X) + h\nu$ (1270нм)

1. ВВЕДЕНИЕ

Синглетный кислород это молекулярный кислород O_2 , находящийся в первом $^1\Delta_g$ ($O_2(a)$) или втором $^1\Sigma_g$ ($O_2(b)$) электронно-возбужденных состояниях, в которых спин электронов равен нулю. Синглетный кислород участвует во многих физических, химических и биологических процессах. Синглетный кислород получается в фотосенсибилизированных процессах, разрядах, реакции хлора со щелочным раствором перекиси водорода, фотолизе озона. Синглетный кислород используется в кислородно-йодных лазерах [1], участвует в терапии раковых заболеваний, процессах в атмосфере. Комплекс O_4 поглощает порядка 1% солнечного излучения в видимом и ближних ультрафиолетовом и инфракрасном диапазонах [2]. Изучению синглетного кислорода посвящено множество работ в России и за рубежом. При определении концентрации синглетного кислорода могут использоваться германиевые фотодетекторы, которые регистрируют спонтанное излучение процесса 1 на полосе 1270нм.



Однако, известно [3], что столкновительно-индуцированный процесс (СИИ) 2 также вносит вклад в излучение на полосе 1270нм.



Поэтому для определения концентрации синглетного кислорода методом эмиссионной спектроскопии необходимо знать константы скоростей СИИ (2). Для СИИ существует обратный процесс столкновительно-индуцированного поглощения (СИП) при котором комплекс из сблизившихся молекул O_2 и M поглощает фотон. Константа скорости k_c для СИИ (2) и сечение интегрального поглощения S для СИП (2) соотносятся между собой как:

$$k_c = g \frac{8\pi c}{\lambda^2} S \quad (3)$$

где c —скорость света, g – отношение кратностей вырождения нижнего и верхнего уровней комплекса $\text{O}_2\cdot\text{M}$ в процессе (2). Таким образом, зная g , можно определить константу k_c , если известно значение S , и наоборот. Считается [3], что в (3) $g=3/2$. Измерение интегрального сечения СИП (2) проводилось в ряде работ, например в [4,5,6]. Измерения абсолютного значения константы скорости СИИ для $\text{M}=\text{O}_2$, насколько нам известно, были проведены только в двух работах [7,8]. В работе [9] измерены отношения констант скоростей СИИ (2) для $\text{M}=\text{Xe}, \text{CO}_2, \text{Kr}, \text{N}_2, \text{Ar}$ к константе скорости для $\text{M}=\text{O}_2$.

Цель данной работы в нахождении константы скорости реакции процесса 2 при $\text{M}=\text{O}_2$.

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 установке представлены на Рис 1. Источником синглетного кислорода выступал химический струйный газогенератор [9]. К синглетному кислороду подмешивался кислород в основном состоянии (99.99%). Образующийся поток газа поступал в оптико-диагностическую секцию (ОДС) в форме усеченного конуса. Излучение синглетного кислорода наблюдалось вдоль оси канала ОДС бифуркационным оптическим кабелем через торец ОДС. Излучение фиксировалось 2мя спектрометрами. Угловая апертура приемной системы волокно-спектрометр была меньше угла расширения конического канала ОДС. Время экспозиции составляло

10 секунд. Абсолютная спектральная чувствительность спектрометров была измерена с точностью около 10%, что обусловлено относительной неопределенностью светимости эталонного источника света AvaLight-HAL-CAL (Avantes).

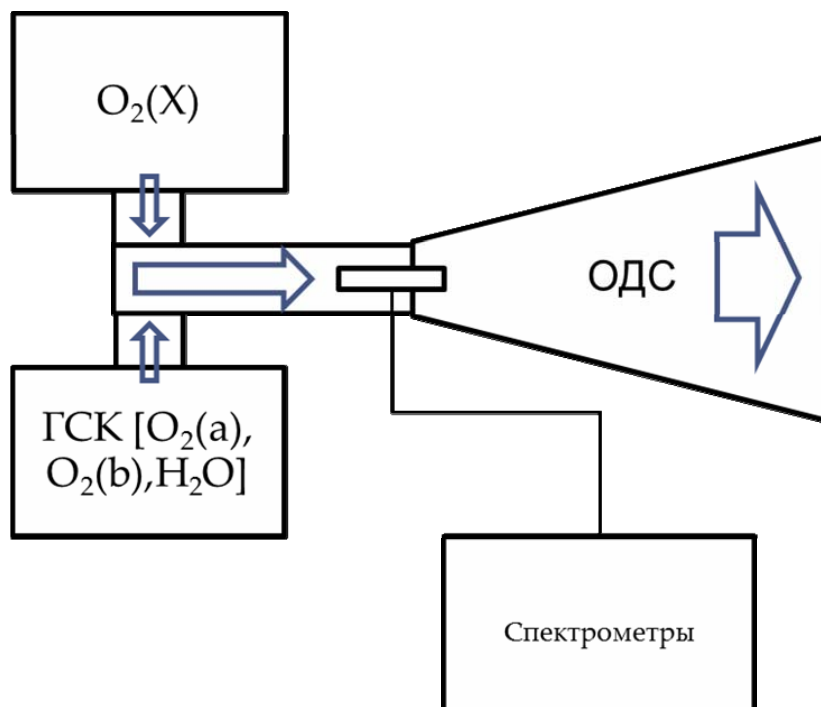
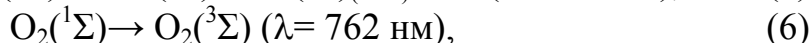
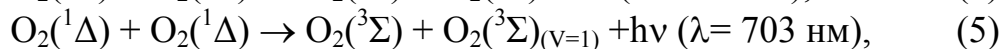
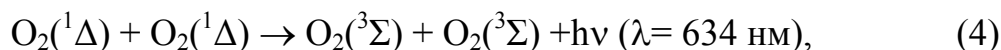


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

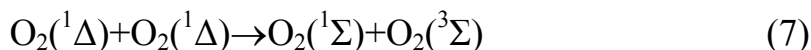
Эксперименты проводились в диапазоне давлений в ОДС $P=2\div35$ торр.

3. ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

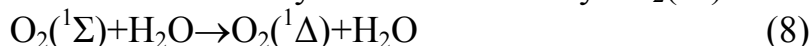
Кроме реакций 1 и 2 в данной работе рассматривались следующие реакции синглетного кислорода:



Молекулы $\text{O}_2(^1\Sigma)$ образуются в реакции:



В газовом потоке на выходе из газогенератора присутствуют молекулы воды, которые являются основными тушителями молекул $\text{O}_2(^1\Sigma)$:



Реакции 1 и 6 позволяют определить температуру, а также концентрацию синглетного кислорода в первом и втором электронно-возбужденных состояниях соответственно. В данной работе реакция 1 не используется для определения температуры из-за влияния реакции 2. Путем сравнения

синтезированных спектров процесса 6 с экспериментальными данными была найдена температура. Температура газа в экспериментах изменялась в пределах 290÷310К.

Полная удельная мощность спонтанного излучения процессов 1 и 2, 4 и 5, 6 (I_a , I_D , I_b соответственно) определяется формулами:

$$I_a = n_a(A_a + k_c n_x) \quad (9)$$

$$I_D = k_D n_a^2 \quad (10)$$

$$I_b = A_b n_b \quad (11)$$

где n_a , n_x , n_b концентрации молекул $O_2(^1\Delta)$, $O_2(^3\Sigma)$, $O_2(^1\Sigma)$, $A_a=2.19 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ [11], $A_b=8.8 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$ [12] – коэффициенты Эйнштейна переходов (1), (6), k_D – суммарная константа скорости димольных излучений (4), (5). Тогда из (9) и (10) получим соотношение:

$$\frac{I_a}{\sqrt{I_D}} = \frac{A_a + k_c n_x}{\sqrt{k_D}} \quad (12)$$

В первом приближении пренебрежем вкладом процесса 2 в СИИ на полосе 1270нм. Найдем концентрацию $O_2(^1\Delta)$ из формулы 9 при $k_c=0$. Тогда концентрация $O_2(^1\Delta)$ будет $n_{a1} = I_a / A_a$. Газовая смесь состоит из кислорода в основном состоянии $O_2(^3\Sigma)$, двух электронно-возбужденных состояний кислорода $O_2(^1\Delta)$ и $O_2(^1\Sigma)$ и паров воды. При этом концентрация $O_2(^1\Sigma)$ обычно на 2-3 порядка меньше концентрации $O_2(^1\Delta)$. Поэтому пренебрежем концентрацией $O_2(^1\Sigma)$ в дальнейших расчетах. Для концентрации воды имеем:

$$n_{w1} = \frac{k_7 n_{a1}^2}{k_8 n_b} \quad (13)$$

где $k_7=4.5 \cdot 10^{-17} \text{ см}^3/\text{с}$ [13], $k_8=6.7 \cdot 10^{-12} \text{ см}^3/\text{с}$ [14] константы скоростей реакций (7) и (8). Тогда для концентрации $O_2(^3\Sigma)$ получим:

$$n_{x1} = \frac{P}{k_B T} - n_{w1} - n_{a1} \quad (14)$$

где P – полное давление, T – температура в ОДС, k_B – константа Больцмана. Было получено, что $n_{a1} \approx 2.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $n_{w1} \approx 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. На Рисунке 2 представлено отношение $I_a / \sqrt{I_D}$ в зависимости от концентрации кислорода, найденной в первом приближении ($n_x = n_{x1}$).

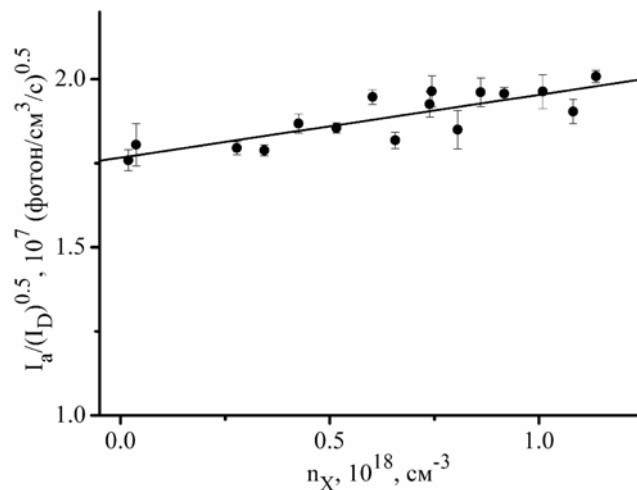


Рис 2. Зависимость отношения интенсивностей от концентрации

Из линейной аппроксимации зависимости, показанной на Рисунке 2, получим отношения для констант:

$$k_C/A_a = (1.25 \pm 0.19) \cdot 10^{-19} \text{ (см}^3\text{)}, \quad (15)$$

$$k_D/(A_a)^2 = (3.22 \pm 0.48) \cdot 10^{-15} \text{ (см}^3 \cdot \text{с)} \quad (16)$$

Полагая $A_a = 2.19 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ [9] получим

$$k_C = (2.74 \pm 0.4) \cdot 10^{-23} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1} \quad (17)$$

$$k_D = (1.54 \pm 0.23) \cdot 10^{-22} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1} \quad (18)$$

Во втором приближении концентрации рассчитывались аналогично, но со значением $k_C = 2.74 \cdot 10^{-23} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$. В рамках погрешностей значения, полученные после поправки, оказались такими же. Таким образом, значения (15) – (18) являются окончательными. Заметим, что в работе [6] отношение $k_C/A_a \approx 1.31 \cdot 10^{-19} \text{ см}^3$, близкое к значению, полученному в нашей работе, было выведено по изменению интеграла спектра полосы 1268 нм от концентрации $O_2(X)$. Величина суммарной константы k_D для процессов СИИ (5), (6) согласуется в рамках погрешности со значением, полученным в работе [15].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Было найдено значение для константы скорости реакции димольного излучения на полосе 1270 нм. Полученное значение хорошо согласуется с полученными ранее значениями в работах по димольному поглощению.

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. Badger R. M., Wright A. C., Whitlock R.F. *Absolute Intensities of the Discrete and Continuous Absorption Bands of Oxygen Gas at 1.26 and 1.065 μ and the Radiative Lifetime of the ¹ Δ_g State of Oxygen.* // J. Chem. Phys. (1965) V. 43. p. 4345.
4. Vigasin A.A. *On the nature of collision-induced absorption in gaseous homonuclear diatomics.* // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. (1996) V. 56. № 3. p. 409.
5. Hermans C., Vandaele A. C., Fally S., Carleer M., Colin R., Coquart B., Jenouvrier A., Merienne M.-F. *Weakly Interacting Molecular Pairs: Unconventional Absorbers of Radiation in the Atmosphere.* // NATO Science Series. (2003) V. 27. p. 193.
6. Mate B., Lugez C., Fraser G. T., Lafferty W. J. // J. Geophys. Res. (1999) V. 104. p. 30585.
7. Wildt J., Fink E.H., Biggs P., Wayne R.P. // Chemical Physics (1989) 139 pp. 401-407.
8. Wildt J., Fink E.H., Biggs P., Wayne R.P., Vilesov A.F. // Chemical Physics. (1992) V. 159. p. 127.
9. Hidemori T., Akai N., Kawai A., Shibuya K. // J. Phys. Chem.A. V. (2012) 116. p. 2032.
10. Аязов В.Н., Загидуллин М.В., Николаев В.Д., Свистун М.И., Хватов Н.А. // Квантовая электроника. (1994) Т. 21. № 2. p. 129.
11. Newman S.M., Lane I.C., Orr-Ewing A.J., Newhman D.A., Ballard J. // J. Chem. Phys. (1999) V. 110. № 42. p. 10749.
12. Long D.A., Havey D.K., Okumura M., Miller C.E., Hodges J.T. // Jour. Quant. Spect. Rad. Trans. (2010) V. 111. № 14. p. 2021.
13. Загидуллин М.В., Хватов Н.А., Нягашкин А.Ю. // Квантовая электроника. (2011) Т. 41. p. 135.
14. Aviles R.G., Muller D.F., Houston P.L. // Appl. Phys. Lett. (1980) V. 37. p. 358.
15. Загидуллин М. В. // Химическая физика. (2011) Т. 30. № 2, p. 3.

ДИСПЕРСИЯ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДНЫХ МОД ТОНКИХ ЛЕВО-ОРИЕНТИРОВАННЫХ ПЛЕНОК

Д.А. Конкин, А.А. Шибельгут, Р.В. Литвинов

*Томский государственный университет систем
управления и радиоэлектроники
(634050, г. Томск, пр. Ленина, 40)
e-mail: KonkinDA@inbox.ru*

АННОТАЦИЯ

Рассмотрены ассиметричные планарные волноводы с пленкой из лево-ориентированного материала. Анализ зависимостей эффективных показателей преломления волноводных мод от длины световой волны выполнен в оптическом диапазоне для пленок различной толщины, расположенных на подложках с отличающимися диэлектрическими проницаемостями.

1. ВВЕДЕНИЕ

Возможность использования лево-ориентированных материалов (*left-handed materials*, LHM) с одновременно отрицательными значениями диэлектрической и магнитной проницаемостей в планарных оптических волноводах разнообразило их пространственные структуры. Существует несколько возможных вариантов таких структур: пленка из LHM – покровная среда и подложка на основе обычных право-ориентированных материалов (*right-handed materials*, RHM); пленка и подложка из LHM – покровная среда из RHM; все слои из LHM. С точки зрения структур, которые уже созданы и исследуются экспериментально, наибольшее значение имеют пленки из LHM с прилегающими слоями из RHM [1, 2]. Ниже будет рассмотрена частотная дисперсия волноводных мод таких структур.

2. ОСНОВНЫЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Рассмотрим распространение монохроматического светового поля в пленочном оптическом волноводе, типичная структура которого представлена в работах [3, 4]. Будем считать, что в отличие от хорошо изученных планарных структур на основе RHM с положительными значениями диэлектрической и магнитной проницаемостей [3, 4], центральная пленка в

рассматриваемой структуре выполнена на основе LHM с отрицательными значениями проницаемостей [5, 6]. Полагая, что векторы электрической и магнитной напряженностей светового поля удовлетворяют уравнениям Максвелла и, используя граничные условия, можно получить дисперсионное уравнение относительно постоянных распространения β волноводных мод TE -типа в виде [2]:

$$\tanh \chi_f h = - \frac{\chi_s \mu_f \chi_f^{-1} \mu_s^{-1} + \chi_c \mu_f \chi_f^{-1} \mu_c^{-1}}{1 + \chi_s \chi_c \mu_f^2 \chi_f^{-2} \mu_s^{-1} \mu_c^{-1}}, \quad (1)$$

где μ_c , μ_f и μ_s – относительные магнитные проницаемости покровной среды, пленки и подложки, соответственно;

$$\chi_* = \sqrt{\beta^2 - \varepsilon_* \mu_* (\omega/v_c)^2}, \quad (2)$$

коэффициенты, зависящие от величины постоянных β (в нижнем индексе вместо букв «с, f или s» используется знак «*» для сокращения записей), определяют характер пространственного распределения светового поля в покровной среде «с», подложке «s» и пленке «f»; ε_* – относительная диэлектрическая проницаемость материалов слоев волновода. Если в формуле (1) выполнить замену « $\mu_* \leftrightarrow \varepsilon_*$ », то получившееся новое соотношение будет дисперсионным для мод TM -типа.

Пространственная неограниченность покровной среды и подложки в направлении перпендикулярном пленке, в которой должно быть локализовано поле моды волновода, приводит к требованию вещественности коэффициентов χ_c и χ_s . Центральная пленка является ограниченной в поперечном направлении и, поэтому в общем случае, коэффициент χ_f может принимать как мнимые, так и вещественные значения [2, 7].

Величина вещественных постоянных распространения β планарных волноводов, изготовленных из обычных RHM с одновременно положительными значениями проницаемостей ($\varepsilon_{c,s} > 0$ и $\mu_{c,s} > 0$), ограничена условием $\max[n_c; n_s] \omega/c \leq \beta \leq n_f \omega/c$, где $n_{c,s} = \sqrt{\varepsilon_{c,s} \mu_{c,s}} \omega/c$ – показатель преломления материалов слоев волновода [3, 4, 7]. В этом случае, коэффициент χ_f принимает мнимые значения. Фазовая скорость волноводных мод такого волновода (быстрых мод) больше фазовой скорости плоских

электромагнитных волн в объемных средах из материалов покровной среды и подложки.

Если центральная пленка волновода выполнена из LHM, то коэффициент χ_f может принимать и вещественные значения. В этом случае, в волноводе могут распространяться не только быстрые, но и медленные моды, фазовая скорость которых меньше фазовой скорости плоских электромагнитных волн в объемных средах с материальными параметрами, соответствующими параметрам слоев волновода.

Следуя работам [5, 6], будем считать, что зависимость диэлектрической ϵ_f и магнитной μ_f проницаемости объемной среды из LHM от частоты ω электромагнитного поля описывается соотношениями

$$\epsilon_f = 1 - \omega_p^2 / \omega^2, \mu_f = 1 - F \omega^2 (\omega^2 - \omega_0^2)^{-1}, \quad (3)$$

где ω_p – плазменная частота, ω_0 – частота магнитного резонанса, F – фактор заполнения метаматериала ($0 < F < 1$).

Из анализа соотношений (3) следует, что в случае выполнения условия $\omega_0 < \omega_p < \omega_0 / \sqrt{1 - F}$ интервал частот ω , в котором диэлектрическая и магнитная проницаемости таких сред являются одновременно отрицательными, лежит в пределах $\omega_0 < \omega < \omega_p$. В случае $\omega_p > \omega_0 / \sqrt{1 - F}$, этот интервал имеет пределы от ω_0 до $\omega_0 / \sqrt{1 - F}$ и определяется только областью отрицательных значений магнитной проницаемости. Дисперсия материальных параметров обычного право-ориентированного материала в указанных интервалах длин волн в оптическом диапазоне пренебрежимо мала в сравнении с дисперсией лево-ориентированного и ниже не учитывается.

3. ДИСПЕРСИОННЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ЭФФЕКТИВНЫХ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

Выполним анализ зависимостей эффективных показателей преломления $n_{eff} = \beta_{\omega_c} / \omega$ от длины световой волны λ оптических мод тонкой пленки из LHM с воздушной покровной средой ($\epsilon_c = 1$ и $\mu_c = 1$) для трех случаев немагнитных подложек ($\mu_s = 1$) с различными величинами диэлектрической проницаемости ϵ_s , равными 1; 1,5; и 2. Будем считать, что

дисперсионные зависимости материала тонкой пленки определяются параметрами $\omega_p = 3,46 \cdot 10^{15}$ рад/с, $\omega_0 = 1,63 \cdot 10^{15}$ рад/с и $F=0,5$, согласующимися с данными работы [8]. В этом случае, диапазон λ , в котором одновременно выполняются условия $\varepsilon_f \leq 0$ и $\mu_f \leq 0$, лежит в пределах от 0,816 мкм до 1,155 мкм.

Результаты численных расчетов зависимостей $n_{eff}(\lambda)$ для TE -мод представлены на рисунках 1а и 1б сплошными кривыми для случаев толщины пленки 100 нм и 330 нм, соответственно. Здесь же представлены дисперсионные зависимости показателя преломления объемного левоориентированного материала $n_f = \sqrt{\varepsilon_f \mu_f}$ (штрихованные кривые) и уровни (пунктирные) показателей преломления подложки $n_s = \sqrt{\varepsilon_s \mu_s}$.

Общей особенностью полученных дисперсионных зависимостей для TE -мод является то, что они лежат не только в области быстрых мод ($n_s < n_{eff} < n_f$), что характерно для обычных пленок из RHM, но и в области медленных мод ($n_{eff} > \max(n_f, n_s)$), которая у RHM-пленок отсутствует [3, 4]. Независимо от толщины LHM-пленки ее дисперсионные зависимости обладают двумя сингулярными точками. Причиной появления первой из них является резонанс магнитной проницаемости $\mu_f(\omega)$ объемного материала при частоте ω_0 (см. (3)). Вторая сингулярность находится в точке $\lambda=1$ мкм, где магнитная проницаемость принимает значение $\mu_f = -1$. В окрестности этой точки дисперсионные кривые медленных мод волновода асимптотически приближаются к дисперсионным кривым поверхностных электромагнитных волн s -типа [9, 10], фазовые скорости которых обращаются в ноль при выполнении равенства $\mu_s^2 = \mu_f^2 = \mu_c^2 = 1$, выполняющегося для принятых условий как раз при длине волны 1 мкм.

Дисперсионные зависимости мод TE_{00} LHM-пленки толщиной $h=100$ нм лежат в медленной области и обладают точкой с нулевой групповой скоростью $v_g = d\omega/d\beta = 0$, в которой $dn_{eff}/d\lambda = \infty$ (см. рис. 1а). Эта точка делит дисперсионную кривую на две ветви. Нижняя ветвь соответствует положительной групповой скорости ($v_g > 0$, фазовая и групповая скорости имеют одинаковое направление), а верхняя – отрицательной ($v_g < 0$,

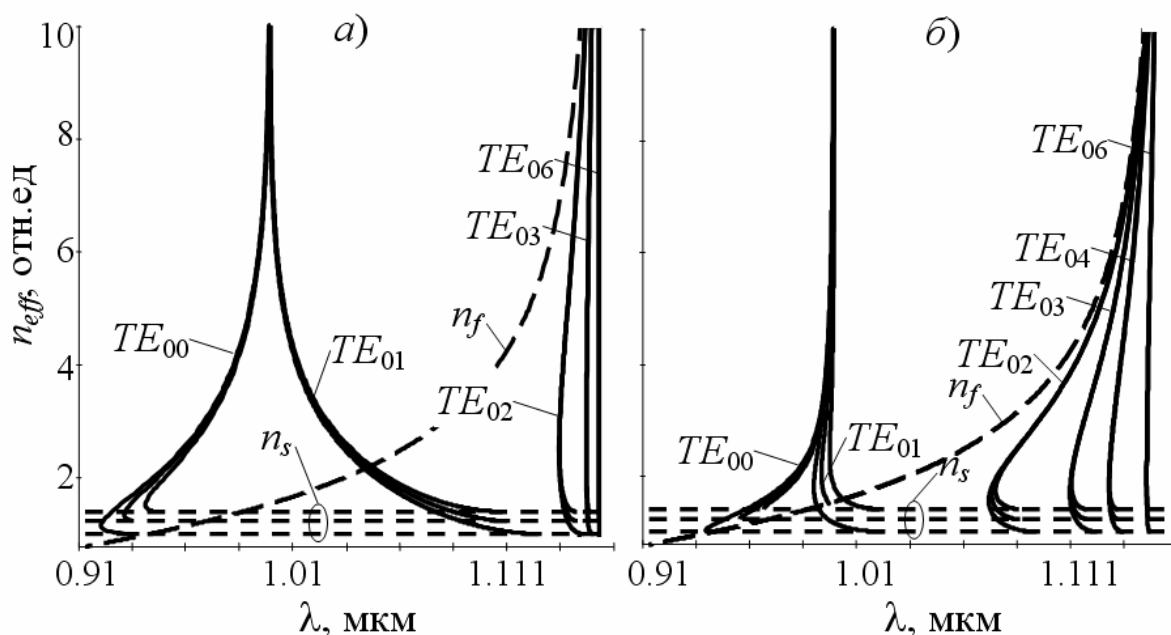


Рис. 1. Зависимости $n_{eff}(\lambda)$ TE-мод пленки толщиной 100 (а) и 330 нм (б)

фазовая и групповая скорости имеют противоположные направления). Дисперсионные зависимости TE_{01} моды лежат как в области медленных, так и в области быстрых мод, им соответствует положительная величина $v_g > 0$. Дисперсионные зависимости остальных мод лежат в быстрой области. Однако в отличие от обычных пленочных волноводов из RHM, дисперсионные зависимости мод которых являются монотонными, дисперсионные зависимости быстрых мод волноводов с LHM-пленкой делятся на две ветви точкой, соответствующей случаю $v_g = 0$ (аналогично зависимостям TE_{00}). При этом с ростом номера моды LHM-пленки ее дисперсионные зависимости, приближаясь к области сингулярности проницаемости μ_f , практически сливаются.

Дисперсионные зависимости $n_{eff}(\lambda)$ для TE-мод, соответствующие более толстой LHM-пленке с $h=330$ нм (см. рис. 1б), также лежат в области медленных и быстрых мод. Однако в этом случае, в отличие от случая $h=100$ нм, дисперсионные зависимости для TE_{01} моды являются немонотонными, делятся точкой с $v_g = 0$ на верхнюю и нижнюю ветви, отвечающие различным направлениям групповой скорости. Таким образом, увеличение толщины пленки может приводить к появлению TE-мод с противоположными направлениями фазовой и групповой скоростей.

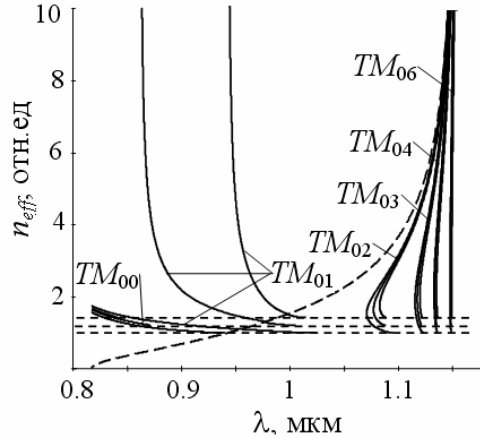


Рис. 2. Зависимости $n_{eff}(\lambda)$ ТМ-мод пленки толщиной 330 нм

Характерно, что изменение показателя преломления подложки (асимметрии пленочного волновода) заметно сказывается на дисперсионных зависимостях только в области отсечки ТЕ-мод ($n_{eff} \approx n_s$). При этом в ЛНМ-волноводе с $h=100$ нм (см. рис. 1а) это изменение не приводит к качественному изменению характера дисперсионных зависимостей $n_{eff}(\lambda)$, практически влияя только на условия отсечки. В более толстом волноводе с $h=330$ нм (см. рис. 1б) увеличение показателя преломления подложки может привести к отсечке ветви дисперсионной кривой, лежащей ниже точки с нулевой групповой скоростью. Поэтому в более толстом асимметричном ($n_s = 2$) пленочном волноводе дисперсионная зависимость $n_{eff}(\lambda)$ моды TE_{00} является монотонной, соответствует одинаковым направлениям фазовой и групповой скорости.

Результаты численных расчетов зависимостей $n_{eff}(\lambda)$ для ТМ-мод пленки толщиной 330 нм представлены на рисунке 2. Качественный характер зависимостей, лежащих полностью в области быстрых мод (моды TM_{02} , TM_{03} и т.д.) такой же, как и у аналогичных зависимостей ТЕ-мод. Однако характер дисперсионных зависимостей мод TM_{00} и TM_{01} , лежащих в областях быстрых и медленных мод, сильно отличается от зависимостей мод TE_{00} и TE_{01} . Положение сингулярности на зависимости $n_{eff}(\lambda)$ TM_{01} , расположенной в области медленных мод, зависит от величины диэлектрической проницаемости подложки ϵ_s . В этой области дисперсионные зависимости этой моды асимптотически приближаются к дисперсионным кривым поверхностных электромагнитных волн р-типа [9, 10] на границе пленка-

подложка, фазовые скорости которых обращаются в ноль при выполнении равенства $\varepsilon_s^2 = \varepsilon_f^2$. В рассматриваемом случае, это условие выполняется для двух значений $\varepsilon_s = 1$ и 2 . Отметим, что условие $\varepsilon_s^2 = \varepsilon_f^2 = \varepsilon_c^2 = 1$ выполняется за пределами рассматриваемого диапазона длин волн, поэтому сингулярность, на отвечающей этому случаю кривых $n_{eff}(\lambda)$ для мод TM_{00} и TM_{01} , отсутствует.

Еще одним качественным отличием направляемых свойств LHM-пленки от аналогичных свойств RHM-пленки является существование диапазонов длин волн, в которых существует только одна мода любого заданного порядка. Такой одномодовый режим в обычных пленочных волноводах из RHM реализуется только для моды низшего порядка [3, 4, 7].

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, дисперсионные свойства оптических мод планарного волновода с пленкой на основе LHM качественно отличаются от дисперсионных свойств обычных волноводов на основе RHM. Моды двух первых порядков, в зависимости от длины волны, могут быть как быстрыми, так и медленными. В общем случае, групповая скорость моды может совпадать с фазовой, быть противоположной ей или обращаться в ноль. Одномодовый режим может быть реализован для моды любого заданного порядка.

Работа выполнена по заданию Минобрнауки РФ (проект № 2406). Шибельгут А.А. поддержан стипендией Президента РФ (проект СП 4673.2013.5).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. I.V. Shadrivov, A.A. Sukhorukov, Yu.S. Kivshar, Guided modes in negative-refractive-index waveguides. // Physical Review E, 2003, v. 67, p. 057602.
2. Ying He, Zhuangqi Cao, Qishun Shen, Guided optical modes in asymmetric left-handed waveguides. // Optics Communications, 2005, v. 245, pp. 125-135.
3. Т. Тамир, Интегральная оптика. // М.: Мир, 1978, 340 с.
4. Д. Маркузе, Оптические волноводы. // М.: Мир, 1974, 289 с.

5. В.Г. Веселаго, Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ϵ и μ . // Успехи физических наук, 1967, т. 92, № 3, с. 517-526.
6. D.R. Smith, W.J. Padilla, D.C. Vier, S.C. Nemat-Nasser, S. Schultz, Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity. // Phys. Rev. Lett., 2000, v. 84, pp. 4184-4187.
7. М.Б. Виноградова, О.В. Руденко, А.П. Сухоруков, Теория волн. // М.: Наука, 1979, 384 с.
8. A.-G. Kussow, A. Akyurtlu, A. Semichaevsky, N. Angkawisittpan, MgB_2 -based negative refraction index metamaterial at visible frequencies: Theoretical analysis. // Physical Review B, 2007, v. 76, p. 195123.
9. H. Zhang et al, Surface plasmon polaritons at interfaces associated with artificial composite materials. // J. Opt. Soc. Am. B, 2005, v. 22, pp. 2686-2696.
10. R. Ruppin, Surface polaritons of a left-handed medium. // Phys. Let. A, 2000, v. 277, pp. 61-64.

ТОНКОПЛЕНОЧНЫЕ ПОКРЫТИЯ ДЛЯ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ

Н.В. Латухина, Д.А. Лизункова

*Самарский государственный университет,
кафедра Радиофизики, полупроводниковой микро- и наноэлектроники
(443011, г. Самара, ул. Академика Павлова, 1)
e-mail: daria.lizunkova@yandex.ru*

АННОТАЦИЯ

Объектом исследования являются фоточувствительные структуры с пористым слоем, с оптическими (просветляющими и проводящими) покрытиями из сульфида цинка и фторида диспрозия.

Цель - исследовать свойства структур с пористым слоем и покрытиями разного типа на рабочей поверхности.

Оптические покрытия, нанесенные на поверхность пористого слоя кремниевого фотопреобразователя, позволяют значительно увеличить его КПД, улучшить его электрофизические и эксплуатационные характеристики.

1. ВВЕДЕНИЕ

Эффективные фотоэлектрические преобразователи (ФЭП) как источники энергии для летательных аппаратов вызывают большой интерес со стороны разработчиков космической техники, так как для большинства космических аппаратов солнечные батареи являются практически безальтернативным источником энергии. Наиболее высокими эксплуатационными характеристиками на сегодняшний день обладают наногетероструктурные ФЭП на основе материалов $A_{III}B_V$. Однако, несмотря на то, что кремниевые ФЭП уступают им по такому важному показателю, как КПД, кремний продолжает оставаться главным материалом фотоэнергетики. Это обусловлено широкой распространенностью исходного сырья и развитой технологией изготовления самого материала и приборов на его основе, что обеспечивает существенно меньшую стоимость кремниевых ФЭП по сравнению с аналогами на основе материалов $A_{III}B_V$. Поэтому актуальной про-

блемой кремниевых ФЭП является повышение их КПД. Экспериментально доказано, что кремниевый ФЭП, не уступающий по эффективности преобразования энергии наногетероструктурным, может быть создан на основе многослойных структур на монокристаллической подложке кремния, в которых присутствуют материалы с различной шириной запрещенной зоны E_g . Одним из используемых материалов в таких структурах является нанокристаллический кремний. В нанокристаллах кремния ширина запрещенной зоны определяется квантово-размерными эффектами и может быть заметно больше, чем для объемного монокристаллического кремния, что позволяет увеличить спектральную чувствительность ФЭП в коротковолновой части спектра

В данной работе в качестве нанокристаллического кремния предлагается использовать пористый кремний, стенки пор которого представляют систему нанокристаллов различной формы и размеров. Для увеличения спектральной чувствительности кремниевого ФЭП в длинноволновой части спектра предлагается использование диэлектрических покрытий из фторидов редкоземельных элементов (РЗЭ), благодаря наблюдаемому в этих материалах эффекту перепоглощения.

Благодаря применению многослойных структур с нанокристаллическим кремнием удастся уменьшить потери в кристалле и превысить теоретический предел фотовольтаического преобразования энергии для монокремния в 27%, повысив КПД вплоть до 42,8%. Эффективным методом повышения КПД кремниевых ФЭП является уменьшение потерь на поверхности за счет снижения коэффициента отражения и уменьшения скорости поверхностной рекомбинации. Для этого используется поверхность со специальной текстурой, на которую наносят просветляющее покрытие. Нанесение покрытий из пленок оксидов и фторидов РЗЭ позволяет значительно снизить рекомбинационные потери. Нанесение пленки фторида РЗЭ на рабочую поверхность кремниевого фотопреобразователя позволяет увеличить фототок более чем на 50%.

Поэтому целью данной работы является исследование свойств структур со структурированной поверхностью, пористым чувствительным слоем и покрытиями разного типа.

В соответствии с поставленной целью был сформулирован ряд задач:

1. Изготовить образцы пористого кремния на пластинах с p-n-переходом и с различной обработкой поверхности.

2. Нанести различные покрытия:
 - а) проводящее ZnS
 - б) диэлектрическое DyF₃
3. Провести исследования морфологии полученных образцов структур с покрытиями
4. Провести исследование электрических и оптических свойств полученных структур с покрытиями.

2. МЕТОДИКИ ЭКСПЕРИМЕНТА

Для исследования влияния проводящих и диэлектрических покрытий на параметры фоточувствительных кремниевых структур с пористым слоем были изготовлены образцы структур с пористым слоем и покрытиями из сульфида цинка и фторида диспрозия.

Образцы были изготовлены по следующему плану:

1. Создание пористого слоя электрохимическим травлением образцов
2. Нанесение методом термического вакуумного напыления просветляющего диэлектрического покрытия из DyF₃ или проводящего из ZnS.
3. Изготовление контактов для электрических измерений термическим испарением алюминия в вакууме.

Исследование морфологии поверхности и поперечных сколов образцов проводилось с помощью металлографического микроскопа Neophot и растрового электронного микроскопа Supra.

Исследования спектральных зависимостей тока короткого замыкания проводились с использованием монохроматора МДР-3 с автоматической разверткой спектра. Фоточувствительность определялась нормировкой величины тока короткого замыкания к мощности падающего монохроматического излучения.

2.1. Электрохимическое травление

Для создания пористого слоя образцы кремния с текстурированной или шлифованной поверхностью подвергались электрохимическому травлению в ячейке вертикального типа (рис.1.).

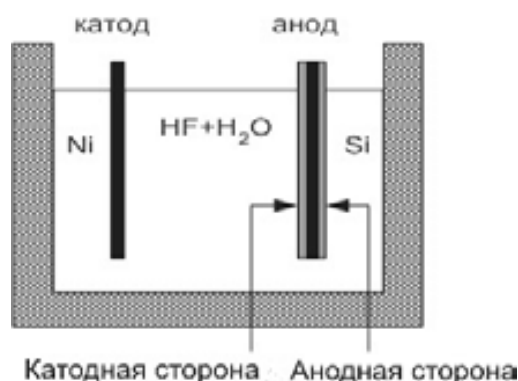


Рис. 1. Электрохимическая ячейка вертикального типа

Электрохимическое травление проводилось в ячейке вертикального типа с графитовым катодом. В качестве травильной смеси использовались $2\text{C}_2\text{H}_5\text{OH} + 1\text{HF} + 1\text{H}_2\text{O}$. Режимы травления поддерживались амперстатическими, плотность анодного тока составляла от 5 до 15 A/cm^2 , время травления от 2 до 15 мин..

В результате травления текстурированной поверхности пористый слой представляет собой систему параллельных столбиков с четырехгранными пирамидальными вершинами, отделенных друг от друга щелевидными порами (рис.2). Для получения фоточувствительных структур использовались образцы с мелкозалегающим ($0,2 - 0,5\text{ мкм}$) p-n-переходом на рабочей поверхности, созданным диффузией донорной примеси. При травлении структуры с p-n-переходом рабочая поверхность остается того же n-типа проводимости, как и до анодного травления. В то же время травление по глубине идет достаточно равномерно, образуя систему вертикальных параллельных пор глубиной в десятки микрометров. Глубина пор (толщина пористого слоя) зависит от времени травления и плотности анодного тока.

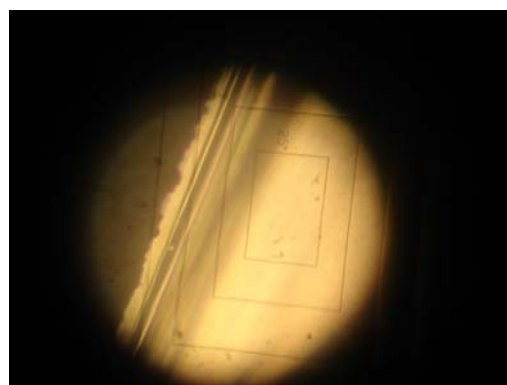
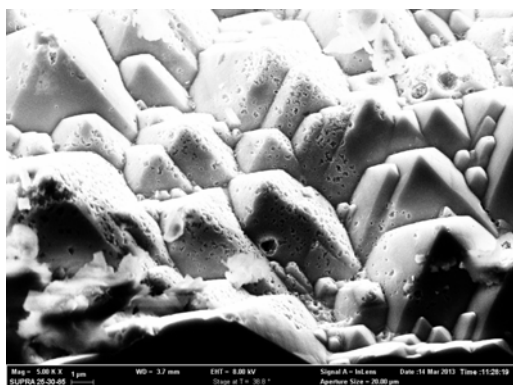


Рис. 2. Текстура «пирамидки» а) РЭМ-изображение; б) микрофотография поперечного скола структуры (размер внутренней рамки $40 \times 60\text{ мкм}$)

2.2. Термическое вакуумное испарение

Тонкопленочные покрытия и металлические контактные сетки наносились путем термического вакуумного напыления на установке ВУП-4.

На танталовые или молибденовые испарители в форме лодочек наносится испаряемый материал, для контактов – алюминий в гранулах, для пленок - порошок ZnS или DyF₃. В высоком вакууме (остаточное давление паров не выше 10⁻⁵ мм р.с.) лодочки доводятся до температуры плавления ($T_{Al}=660\text{ }^{\circ}\text{C}$, $T_{ZnS}=1200\text{ }^{\circ}\text{C}$, $T_{DyF_3}=2200\text{ }^{\circ}\text{C}$). Материал в лодочке испаряется и осаждается на холодную (для алюминия) или подогретую до 300^oC (для DyF₃) поверхность образцов и на стеклянную пластинку («свидетель»). На лицевую сторону (n-типа проводимости) алюминиевый контакт в виде гребенки наносился через контактную металлическую маску. Диэлектрическое или проводящее покрытие наносилось поверх контактной сетки. На тыльную сторону кремниевой подложки наносилась сплошная пленка алюминия. В результате получается многослойная структура с пористым слоем, оптическим покрытием и двусторонними алюминиевыми контактами (рис. 3).

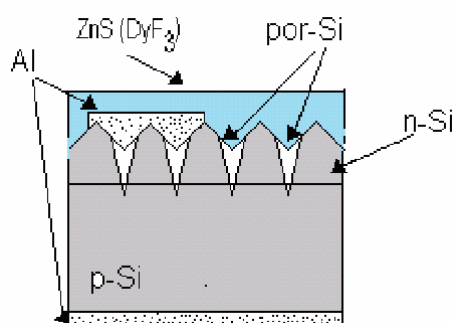


Рис. 3. Схематичное изображение поперечного скола многослойной структуры с пористым слоем, оптическим покрытием и алюминиевыми контактами

2.3. Результаты и их обсуждение

При выбранных режимах травления толщина пористого слоя составляла около 40 мкм.

В таблице 2 приведены значения удельного сопротивления образцов с p-n переходом до и после травления. Удельное сопротивление измерялось 4-зондовым методом с лицевой (n-тип) и торцевой (p-тип) сторон. Измерения проводились не менее в трех точках и усреднялось.

Таблица 2. Изменение удельного сопротивления.

№ образца	Режимы травления					ρ до травления Ом м		ρ после травления Ом м	
	U, V	Tтр, мин	J, mA/см ²	S, см ²	I, mA	n	p	n	p
3	40	15	5	2,7	14	0,0034	0,0039	0,028	0,011
7	40	2	15	6,7	100	0,0032	0,0040	0,021	0,087
8	40	4	15	3,2	47	0,0030	0,0040	0,019	0,011
2	40	10	5	5,9	30	0,0033	0,0042	0,029	0,026

На рис. 4 приведены прямые ветви ВАХ структуры с покрытием DyF_3 , в том числе и без него. Структуры являются фоточувствительными (есть напряжение холостого хода и ток короткого замыкания), отчетливо просматривается влияние покрытия.

Эффект увеличения фоточувствительности в длинноволновой части спектра для образца №8 с покрытием, содержащим ионы РЗЭ, связан с явлением переизлучения ионами РЗЭ при поглощении квантов красного и ИК диапазона спектра.

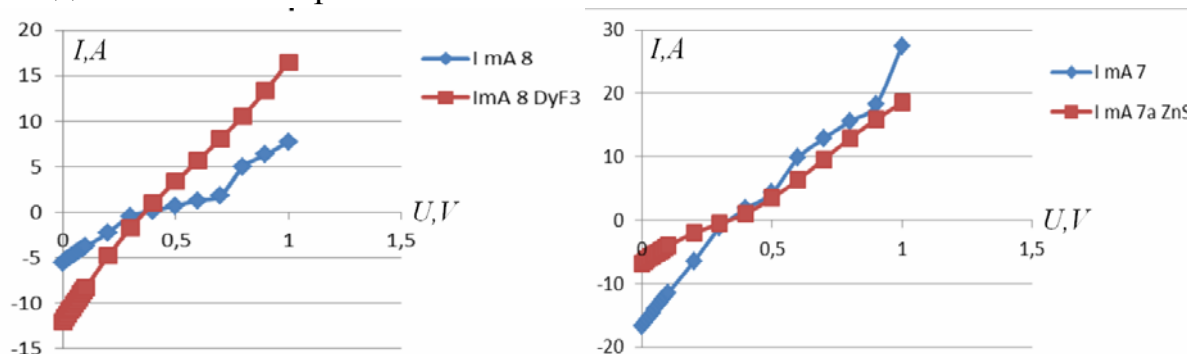


Рис. 4. ВАХ образцов №8 и №7 до и после напыления оптических пленок. Спектральные характеристики представлены на рис. 5

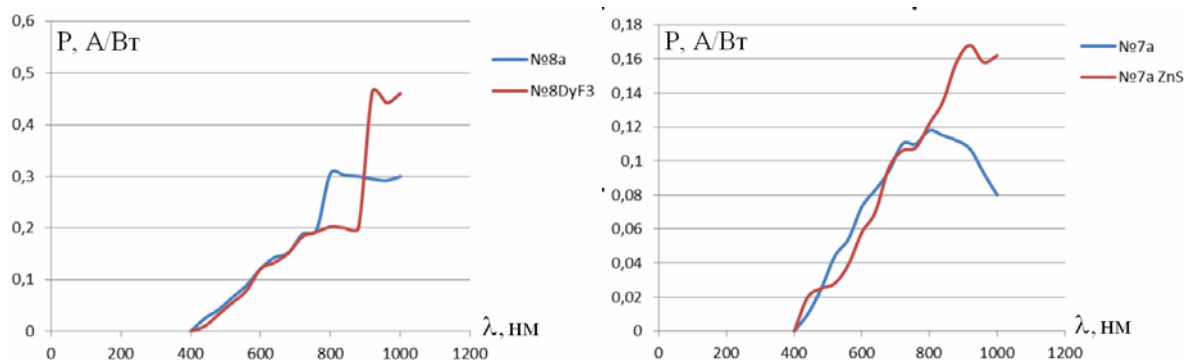


Рис. 5. Спектральные характеристики образцов №8 и №7 до и после нанесения пленок

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из проведенных исследований можно сделать ряд выводов:

1. Электрохимическое травление ведет к существенному увеличению удельного сопротивления образца. Однако структуры остаются пригодными для исследования их фотоэлектрических свойств.
2. Все исследованные образцы являются фоточувствительными
3. Фторид диспрозия на пористом слое играет роль эффективного пассивирующего покрытия. Для выявления его как оптического покрытия необходим подбор его оптимальной толщины. Для большинства образцов с пленками сульфида цинка эффекта пассивации не наблюдается

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Латухина Н.В. Фотоэлектрические свойства кремниевых структур с текстурированной поверхностью и покрытием из фторида редкоземельного элемента Материалы V Международной научно-технической конф. «Электроника и информатика». Т.1. М. Зеленоград. 2005. С. 254-255
2. Аношин Ю.А. Высокоэффективные кремниевые фотопреобразователи // Итоги науки и техники, - 1989. Т.25. - С.133.
3. Васильев А.Д., Горбач Н.И., Котова Н.В., Свечников С.В. Направленное микропрофилирование кремния // Микроэлектроника, - 1996. Т.6. Вып.3. - С.249.

МОДЕЛЬ КИСЛОРОДНО-ЙОДНОГО ЛАЗЕРА С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ В ИЗОТЕРМИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

М.С. Малышев¹, М.В. Загидуллин²

¹*Самарский государственный аэрокосмический университет*

им. академика С.П. Королева

(национальный исследовательский университет),

кафедра физики

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

²*Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН*

(443011, г. Самара, ул. Ново-Садовая, 221)

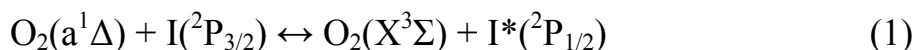
e-mail: ningen256@gmail.com

АННОТАЦИЯ

В данной работе рассматривается новая схема оптической накачки для кислородно-йодного лазера. Схема основана на накачке атомарного йода в среде O_2-I_2-I-He с передачей возбуждения молекулам кислорода и образованием молекул $O_2(^1\Delta)$. Последующее газодинамическое охлаждение потока в сверхзвуковом сопле приводит к возникновению инверсной населенности на переходе тонкой структуры атома йода. Рассматривается одномерная изотермическая модель указанного процесса, вычисляются основные параметры системы при различных условиях.

1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, в кислородно-йодном лазере инверсная населенность на атомах йода создается посредством быстрого Е-Е обмена между молекулами кислорода и атомами йода [1]:



Исходя из условия равновесия реакции (1) можно получить пороговое значение относительной фракции синглетного кислорода $O_2(a)$

$$Y_T = \frac{1}{2K_{eq}(T) + 1}, \quad (2)$$

при превышении которой на переходе тонкой структуры атома йода будет возникать инверсная населенность. В формуле (2) $K_{eq} = 0.75 \exp(401/T)$ есть константа равновесия реакции 1. Следовательно, создав условия, в которых относительная фракция синглетного кислорода $O_2(a)$ будет превышать значение Y_T , мы получим инверсную населенность на атомах йода.

Как правило, $O_2(^1\Delta)$ получают химическим способом или в электрическом разряде. Представляет определенный практический интерес кислородно-йодной лазер, в котором для получения молекул синглетного кислорода используется оптическая накачка. Например, предлагались способы возбуждения молекул кислорода путем передачи им энергии от частиц (таких как роза бенгальская, фуллерен), возбуждаемых светом [2]. В работе [3] анализировалась возможность получения молекул $O_2(^1\Delta)$ посредством оптической накачки молекул кислорода в состояние $b^1\Sigma$ с последующим их переходом в состояние $^1\Delta$. В данной работе мы рассматриваем новую схему, в которой вначале осуществляют оптическую накачку атомов йода и далее молекулы $O_2(^1\Delta)$ образуются в реакции (1).

2. СХЕМА ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКИ

Для создания условий, при которых на переходе тонкой структуры атома йода достигается инверсная населенность, предлагается механизм двухэтапной оптической накачки. Возьмем канал, через который с некоторой скоростью прокачивается смесь $O_2:I_2:He$ с соотношением концентраций 1:0.02:2. В секции 1, смесь подвергается воздействию излучения с длиной волны $\lambda_A=400-560$ нм, что приводит к частичной фотодиссоциации молекулярного йода (см. рисунок 1)

В секции 2, производится облучение смеси излучением с длиной волны $\lambda_B=1315$ нм, соответствующей переходу тонкой структуры атома йода,

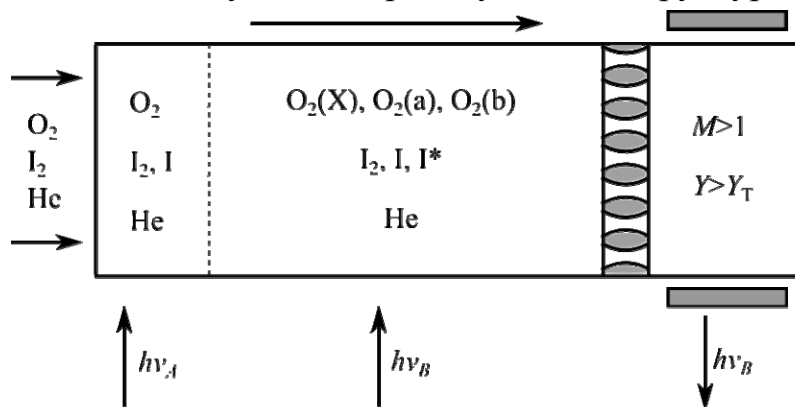


Рис. 1. Схема двухэтапной оптической накачки

которое приводит к образованию возбужденных атомов йода I^* . Далее, вследствие Е-Е обмена в реакции (1) образуются молекулы синглетного кислорода. Начинается цепной процесс диссоциации молекулярного йода [4], ведущий к дальнейшему увеличению концентрации атомарного йода, и увеличению концентраций I^* и $O_2(a)$. В итоге, фракция синглетного кислорода Y увеличивается и в пределе стремится к значению Y_T .

В некоторой точке трубки устанавливается сопловая решетка, посредством которой поток разгоняется до сверхзвуковых скоростей ($Mach \sim 3$). В результате газодинамического охлаждения температура потока падает, что приводит к падению граничной фракции Y_T . В итоге, после сопловой решетки текущая фракция $O_2(a)$ превышает границу Y_T . На переходе тонкой структуры атомарного йода образуется инверсная населенность, становится возможной лазерная генерация.

3. КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Здесь будет построена кинетическая модель для описанного выше процесса оптической накачки. В данной работе мы хотим показать, что с точки зрения химической кинетики принципиальные препятствия для осуществления подобной схемы отсутствуют. По этой причине, в данной модели не будут учитываться процессы тепловыделения и теплопереноса, т.к. рассматривать их имеет смысл только для конкретной геометрии газопоточного канала. В нашем случае мы будем рассматривать простой однородный поток. Приведем набор реакций, которые мы будем принимать в расчет в нашей модели, а также набор параметров среды, которые будут использоваться при расчетах.

Таблица 1. Реакции в кислородно-йодной среде в рамках рассматриваемой математической модели

№	Реакция	Константа скорости
1	$O_2(a) + I \leftrightarrow O_2(X) + I^*$	$7,6 \cdot 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$ [5], $K_{eq} = 0.75 \exp(401/T)$
2	$O_2(a) + O_2(a) \rightarrow O_2(X)(v=0;1) + O_2(X)$	$4.5 \cdot 10^{-17} \text{ см}^3/\text{с}$
3	$O_2(b) + I_2 \rightarrow O_2(X) + 2I$	$10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$ [6]
4	$I^* + O_2(a) \rightarrow I + O_2(b)$	$2,5 \cdot 10^{-13} \text{ см}^3/\text{с}$ [7]
5	$I^* + I_2 \rightarrow I + I_2(v > 0)$	$3,6 \cdot 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$
6	$2I + O_2(X) \rightarrow I_2 + O_2(X)$	$2 \cdot 10^{-33} \text{ см}^6/\text{с}$ [8]
7	$2I + I_2 \rightarrow 2I_2$	$3 \cdot 10^{-32} \text{ см}^6/\text{с}$ [8]
8	$O_2(b) + O_2(X) \rightarrow O_2(a) + O_2(X)$	$5 \cdot 10^{-17} \text{ см}^3/\text{с}$
9	$I + h\nu_B \leftrightarrow I^*$	$2 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$
10	$I_2 + h\nu_A \rightarrow 2I$	700 с^{-1}

Таблица 2. Параметры среды

Температура среды, T	450K
Давление, p	37 тор
Скорость потока, u	110 м/с
Соотношение концентраций $O_2:I_2:He$	1:0.02:2
Длина секции 1	1 см
Длина секции 2	2-11 см
Число Маха после сопловой решетки, M	3

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

В принятом одномерном изотермическом приближении, изменение концентрации вдоль потока описывается системой обыкновенных дифференциальных уравнений. Результаты решения такой системы для принятых начальных условий показаны на рисунке 2.

Ключевым параметром является относительная фракция синглетного кислорода Y , график изменения по потоку для которой показан на рисунке 3.

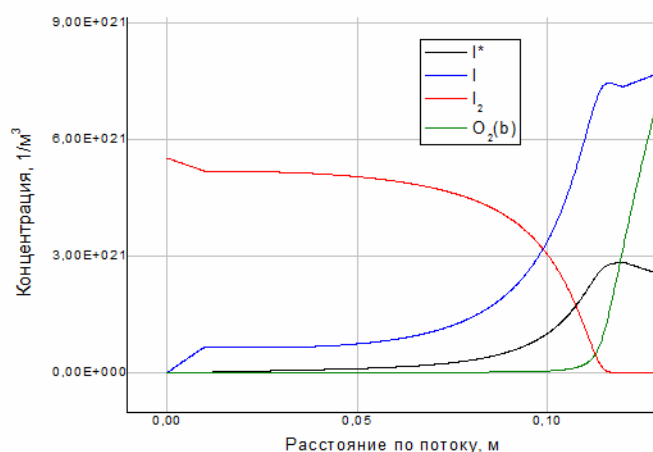


Рис. 2. Изменение концентрации в зависимости от расстояния по потоку

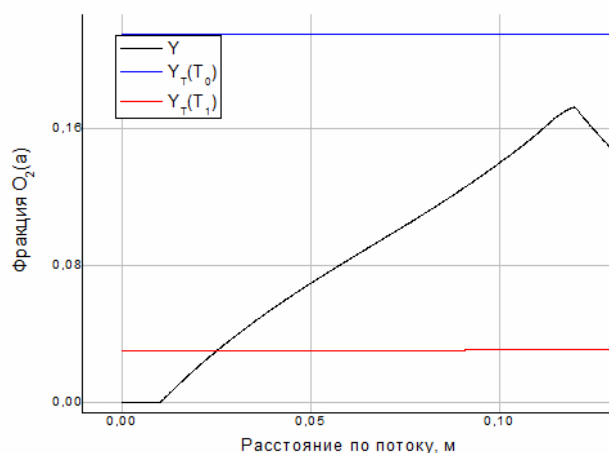


Рис. 3. Изменение относительной фракции синглетного кислорода Y в зависимости от расстояний по потоку

На рисунке 3 показаны пороговые значения фракции для текущей точки потока и для случая, если в данной точке будет размещена сопловая решетка, производящая газодинамическое охлаждение потока. Видно, что уже при расстояниях по потоку больших, чем 3 см, текущая фракция синглетного кислорода начинает превышать пороговое значение, наблюдаемое после прохождения потоком сопловой решетки. При расстояниях по потоку больших, чем 11 см, как видно из рисунка 1, молекулярный йод диссоциирует полностью, а на переходе атомарного йода достигается насыщение. Следовательно, для принятых нами параметров среды, длину секции 2 можно варьировать в пределах 2-11 см.

Определим ключевые параметры системы при различной длине секции 2. В данном случае мы полагаем, что длина дозвуковой части потока в сопловой решетке составляет величину порядка 1 см, а спад концентрации $O_2(a)$ в ней составляет величину порядка 10%. Для сверхзвуковой же части потока мы полагаем, что спад концентрации $O_2(a)$ пренебрежимо мал. В этих предположениях, мы определили такие параметры, как оптическая эффективность, мощность с единицы поперечного сечения, и усиление слабого сигнала. Соответствующие графики изображены на рисунке 4.

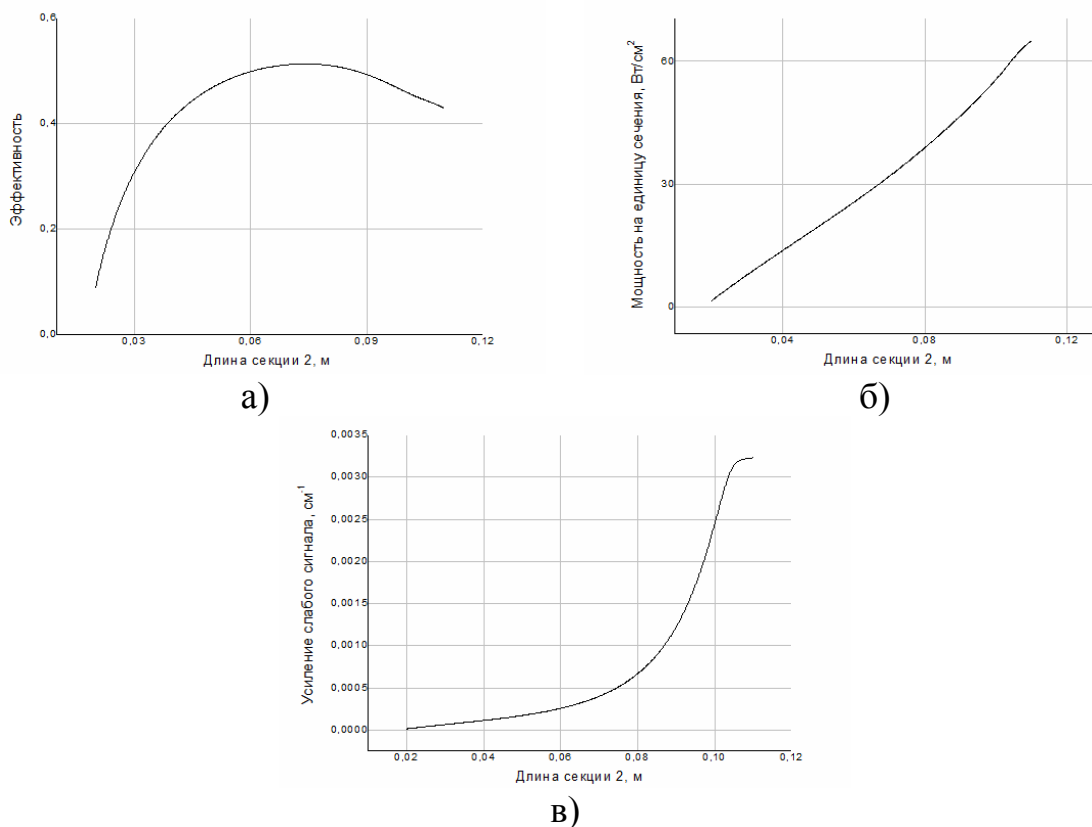


Рис. 4. Изменение параметров системы в зависимости от длины секции 2: а) эффективность, б) мощность на единицу поперечного сечения, в) усиление слабого сигнала

Как видно из рисунков, расстояния, на которых наблюдаются максимумы эффективности и усиления не совпадают. Причиной в данном случае является то, что с увеличением длины секции 2 всё больше энергии излучения накачки расходуется на диссоциацию молекулярного йода, что приводит к уменьшению оптической эффективности. Усиление же в этом случае достигает максимума только тогда, когда молекулярный йод продиссоциировал полностью и концентрация атомарного йода максимальна.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе мы показали, что возможно достижение инверсной населенности в кислородно-йодной среде посредством оптической накачки атомов йода и газодинамического охлаждения. Было показано, что для рассматриваемой схемы может быть получена мощность с единицы поперечного сечения вплоть до $P_L=65 \text{ Вт/см}^2$ при максимальной оптической эффективности 51% и усилении слабого сигнала $G=3,2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$.

Основной проблемой исследуемой системы, вышедшей за рамки данной работы, является организация эффективного поглощения рабочей средой излучения накачки. Сечение поглощения в данном случае мало, что приводит к сильному увеличению эффективной длины поглощения. Другой важной проблемой в данном случае является создание достаточно мощных источников накачки, в качестве которых потенциально могут использоваться лазерные диоды, использующиеся на данный момент в области телекоммуникаций. Эти проблемы будут являться основным предметом дальнейших исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R. G. Derwent, D. R. Kearns, B. A. Thrush, The excitation of iodine by singlet molecular oxygen. // Chem. Phys. Letters, 1970, v. 6, p. 115-116.
2. Н.В. Шинкаренко, В.Б. Алесковский, Синглетный кислород, методы получения и обнаружения. // Успехи химии, 1981, т. 50, №3, с. 406-428
3. Н.И. Липатов, А.С. Бирюков, Э.С. Гулямова, Световой котел - генератор синглетного кислорода. // Квантовая электроника 2008 т.38 №12, с.1179-1182
4. R. F. Heidner, C. E. Gardner, G. I. Segal, T. M. El-Sayed, Chain reaction mechanism for I_2 dissociation in the $O_2(^1\Delta)$ -I atom laser. // J. Phys. Chem, 1983, v. 87, p. 2348-2360

5. R.G. Derwent, B.A. Thrush, Excitation of iodine by singlet molecular oxygen. // Far. Discuss. Chem. Soc, 1972, v. 53, p. 162-167
6. 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. // Journal of Physical Chemistry A, 2012, 116, p. 10050–10053
7. M. V. Zagidullin, N. A. Khvatov, M. S. Malyshev, Kinetics of Formation of $O_2(^1\Sigma)$ Molecules in Reactions Involving Excited $O_2(^1\Delta)$ Oxygen Molecules and $I(^2P_{1/2})$ Iodine Atoms. // Russian Journal of Physical Chemistry B, 2011, v. 5, No. 6, p. 969–973
8. J.A. Blake, G. Burnes, Kinetics of iodine atom recombination between 300 and 1164 K. // J.Chem.Phys., 1971 v. 54, No.4, p. 1480-1486

ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРАЛЬНЫХ СВОЙСТВ ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА С ДЕФЕКТОМ ИЗ НАНОКОМПОЗИТА, С УЧЕТОМ РАЗМЕРНЫХ ЭФФЕКТОВ

П.С. Панкин¹, С.Я. Ветров^{1,2}, И.В. Тимофеев^{1,2}

¹*Сибирский федеральный университет
(660041, г. Красноярск, пр. Свободный, 79)*

²*Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН
(660036, г. Красноярск, Академгородок 50/38)
e-mail: p.s.pankin@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

Исследованы спектральные свойства одномерного фотонного кристалла с дефектом структуры, в качестве которого рассмотрен слой изотропного нанокompозита, внедренного между двумя многослойными диэлектрическими зеркалами. Нанокompозит состоит из диспергированных в прозрачной матрице наночастиц золота сферической формы и характеризуется эффективной резонансной диэлектрической проницаемостью. Исследована зависимость спектров пропускания от размера и концентрации наночастиц.

1. ВВЕДЕНИЕ

Фотонные кристаллы (ФК) – это метаматериалы, с периодически меняющимся в пространстве показателем преломления, с периодом, допускающим Брэгговскую дифракцию света. Важным свойством ФК является локализация электромагнитных волн на дефектах структуры. В этом случае в запрещенной зоне (ЗЗ) ФК появляются дополнительные разрешенные уровни, соответствующие локализованным дефектным модам. В случае одномерного ФК, дефектный слой, внедренный между двумя многослойными диэлектрическими зеркалами, проявляет себя как структура типа микрорезонатора Фабри-Перо, а локализованные дефектные моды суть собственные моды микрорезонатора. Положением и коэффициентом пропускания дефектных мод, а также формой и размером ЗЗ можно эффективно управлять, варьируя геометрические и структурные параметры ФК. На основе ФК с дефектными модами созданы новые типы фотоннокристалли-

ческих волноводов, нанорезонаторы с высокой добротностью и низкопороговые лазеры, предложены способы повышения эффективности нелинейно-оптических процессов [1,2].

Новые способы управления светом возникают, если в качестве дефектного слоя в одномерном ФК использовать изотропный слой нанокомпозита (НК), состоящий из диспергированных в прозрачной матрице металлических наноразмерных включений сферической формы [3-6]. В [7] получены и исследованы экспериментально и теоретически нанокомпозитные пленки на основе SiO_2 и TiO_2 с включением золотых сферических наночастиц. Показано, что такие нанокомпозиты характеризуются эффективной резонансной диэлектрической проницаемостью, которая описывается формулой Максвелла Гарнетта [8]. Отметим, что пленки SiO_2 и TiO_2 с диспергированными в них золотыми наночастицами вызывают повышенный интерес как фотовольтаические материалы [7,9]. В данной работе изучаются спектральные свойства 1Д ФК с дефектным слоем нанокомпозита, полученного в [7], с учетом размерных эффектов в золотых наночастицах.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Рассматриваемая нами ФК-структура представляет собой слоистую среду с резонансным дефектным слоем нанокомпозита. Дефектный НК-слой толщиной W_d состоит из золотых наночастиц сферической формы, равномерно распределенных в диэлектрической матрице диоксида титана (TiO_2) с диэлектрической проницаемостью (ДП) $\epsilon_d = 4.57$. В качестве чередующихся слоев, из которых составлена элементарная ячейка ФК, рассматриваются слой двуокиси циркония (ZrO_2) с ДП $\epsilon_a = 4.16$ и двуокиси кремния (SiO_2) с ДП $\epsilon_b = 2.10$. Толщины слоев равны соответственно $W_a = 50$ нм и $W_b = 74$ нм. ФК-структура помещена в среду (воздух) с ДП равной единице и состоит из $N = 19$ слоев, включая дефектный слой в центре симметрии структуры.

Эффективная диэлектрическая проницаемость нанокомпозита определяется формулой Максвелла Гарнетта, широко применяемой при рассмотрении матричных сред, когда в материале матрицы диспергированы изолированные металлические включения малой объемной доли:

$$\epsilon = \epsilon_d \left[1 + \frac{3f(\epsilon_m - \epsilon_d)}{3\epsilon_d + (1 - f)(\epsilon_m - \epsilon_d)} \right], \quad (1)$$

где f – фактор заполнения, т. е. доля наночастиц в матрице, ϵ_a и ϵ_m – диэлектрические проницаемости соответственно матрицы и металла, из которого изготовлены наночастицы.

Диэлектрическую проницаемость металла, из которого изготовлены наночастицы, найдем, используя приближение Друде – Зоммерфельда:

$$\epsilon_m(\omega) = \epsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega \left(\omega + i \left(\gamma + A \frac{v_F}{r} \right) \right)}, \quad (2)$$

где ϵ_0 – постоянная, учитывающая вклады межзонных переходов связанных электронов, ω_p – плазменная частота, γ – величина, обратная времени релаксации электронов, v_F – скорость Ферми, r – радиус наночастицы, A – эффективный параметр, описывающий степень потери когерентности при рассеянии электрона на поверхности. Для золота $\epsilon_0 = 9.84$, $\omega_p = 9$ эВ, $\gamma = 0,1$ эВ, $v_F = 1.4 \cdot 10^8$ см/с, $A = 1$ [10].

На рисунке 1 представлены действительные и мнимые части эффективной ДП НК, вычисленные по формуле (1) как функции длины волны падающего света. ДП представлена для двух значений фактора заполнения f . Тонкими линиями выделены ДП, вычисленные при формальном стремлении радиуса r частиц к бесконечности (приближение неограниченного материала в формуле Друде – Зоммерфельда (2)).

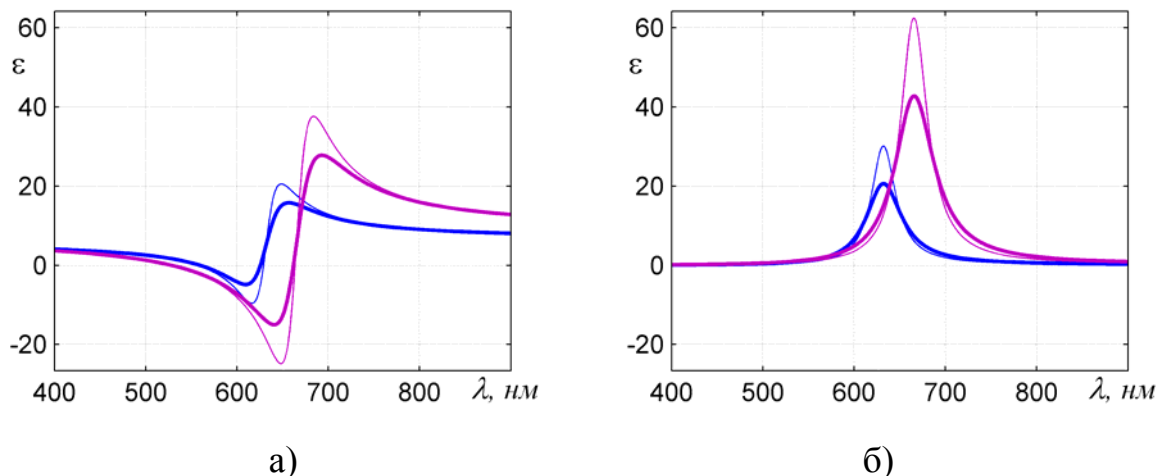


Рис. 1. Действительная (а) и мнимая (б) части диэлектрической проницаемости нанокompозита при факторе заполнения $f = 0.13$ (синий) и 0.24 (пурпурный). Тонкими линиями показана ДП без учета размера частиц, толстыми – при радиусе частиц $r = 20$ нм

Из рисунка 1 видно, что величина ДП нанокompозита, а также положение резонансной частоты, существенным образом зависят от действительного размера и концентрации наночастиц в НК.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Спектры пропускания и поглощения структуры были найдены методом матрицы переноса [11]. На рисунке 2 представлены спектры пропускания и поглощения системы при толщине дефектного слоя $W_d = 70$ нм, и факторе заполнения $f = 0.13$. Черной линией показан затравочный спектр ФК, включающий дефектный слой из диоксида титана, не содержащий наночастиц.

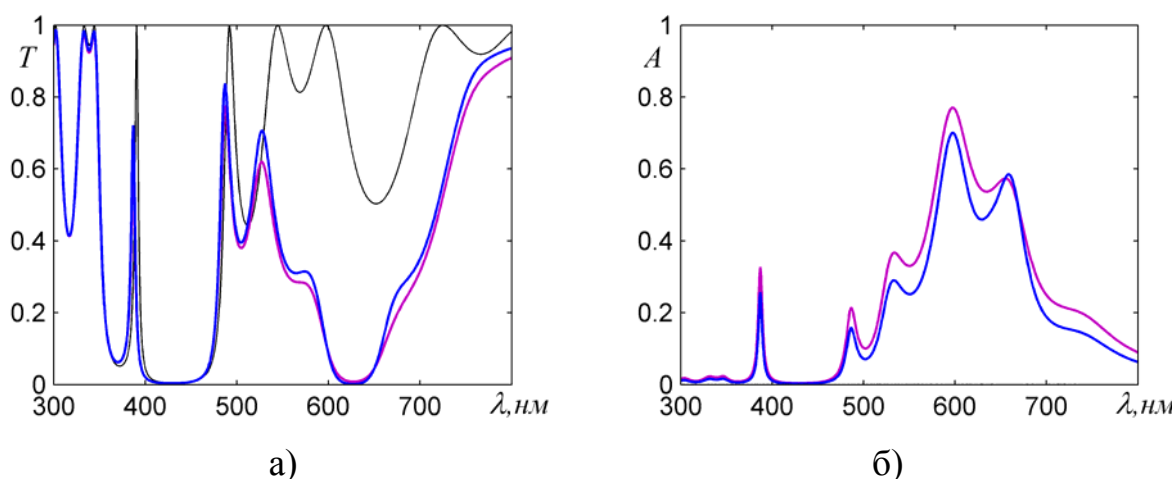


Рис. 2. Коэффициент пропускания T (а) и поглощения A (б) системы как функция длины волны падающего света. Толщина дефекта $W_d = 70$ нм. Параметры: $f = 0$ (черный); $f = 0.13$, без учета размера (синий); $f = 0.13$, $r = 20$ нм (пурпурный)

Из рисунка 2(а) видно, что на длине волны, соответствующей резонансной частоте НК (см. рисунок 1) появляется дополнительная ЗЗ в спектре пропускания. Это связано с тем, что золото в модели Друде – Зоммерфельда (2) обладает большим коэффициентом затухания, поэтому появление этой ЗЗ – эффект поглощения на резонансной частоте (см. рисунок 2(б)), в отличие от исходной ЗЗ затравочного спектра, природа которой связана с Брэгговской дифракцией света. Также наблюдается уменьшение пропускания и небольшой частотный сдвиг для дефектного пика в Брэгговской ЗЗ при введении наночастиц в НК. При учете размера наночастиц наблюдается уменьшение пропускания системы – это связано с тем, что

величина ДП НК уменьшается при учете размерных эффектов (см. рисунок 1).

На рисунке 3 представлены спектры пропускания и поглощения системы при толщине дефектного слоя $W_d = 90$ нм, и факторе заполнения $f = 0.24$. Черной линией показан затравочный спектр ФК, включающий дефектный слой из диоксида титана, не содержащий наночастиц.

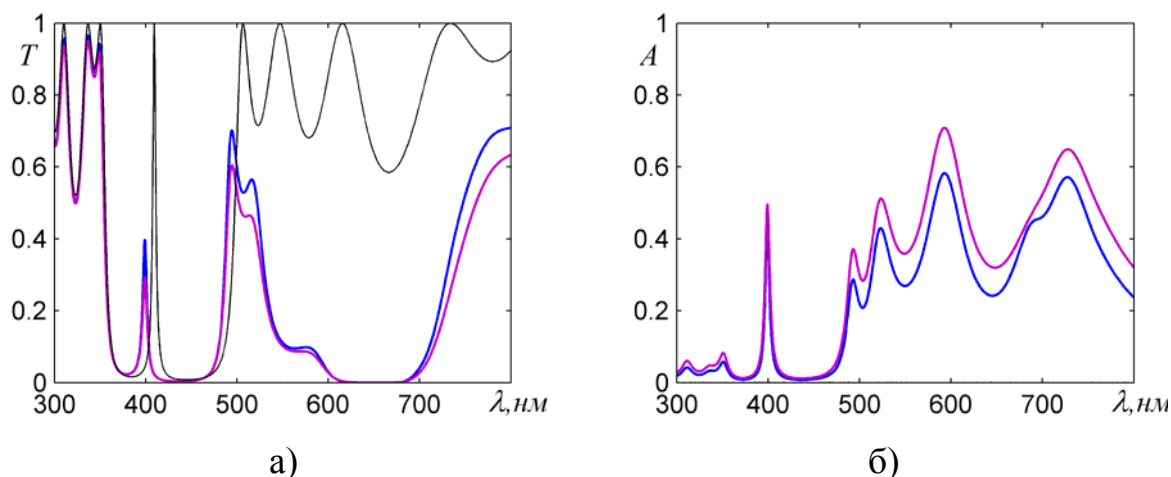


Рис. 3. Коэффициент пропускания T (а) и поглощения A (б) системы как функция длины волны падающего света. Толщина дефекта $W_d = 90$ нм. Параметры: $f = 0$ (черный); $f = 0.24$, без учета размера (синий); $f = 0.24$, $r = 20$ нм (пурпурный)

На рисунке 3(а) также видна дополнительная ЗЗ, соответствующая поглощению в НК на резонансной частоте ДП НК, ширина этой ЗЗ, при заданной толщине дефектного слоя $W_d = 90$ нм, увеличилась по сравнению с ЗЗ на рисунке 2(а). Эффект уменьшения пропускания для дефектного пика в Брэгговской ЗЗ, а также его частотный сдвиг в случае увеличения фактора заполнения, проявляются интенсивнее. При учете размера наночастиц происходит уменьшение пропускания, аналогично случаю на рисунке 2(а).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показана возможность качественного изменения спектральных характеристик 1Д ФК при помощи дефектного слоя нанокompозита, допированного золотыми наночастицами. Спектры пропускания и поглощения существенным образом зависят от концентрации наночастиц в НК. При учете размера частиц происходит модификация спектра, обусловленная эффек-

тами диссипации – затуханием для неограниченного объема металла и процессами рассеяния электронов на поверхности наночастицы. Применение ФК-резонатора для увеличения поглощения света в подобном НК может быть полезно для нужд фотовольтаики, при создании элементов для солнечных батарей.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства образования и науки РФ Сибирскому федеральному университету на выполнение НИР в 2014 году (Задание № 3.1276.2014/К) и при поддержке РФФИ (грант № 14-02-31248).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. J.D. Joannopoulos et al., Photonic Crystals: Molding the Flow of Light. // Princeton: Princeton University Press, 2008, 286 p.
2. Б.И. Манцызов, Когерентная и нелинейная оптика фотонных кристаллов. // М.: Физматлит, 2009, 149 с.
3. С.Я. Ветров, А.Ю. Авдеева, И.В. Тимофеев, Особенности спектральных свойств одномерного фотонного кристалла с резонансным дефектным слоем нанокompозита. // ЖЭТФ, 2011, № 5(11), с. 871 – 878.
4. С.Я. Ветров, Р.Г. Бикбаев, И.В. Тимофеев, Оптические таммовские состояния на границе фотонного кристалла и нанокompозита с резонансной дисперсией. // ЖЭТФ, 2013, № 6, с. 1129 – 1139.
5. С.Г. Моисеев, В.А. Остаточников, Д.И. Семенцов, Подавление дефектной моды в фотонно-кристаллической структуре с резонансным нанокompозитным слоем. // Квантовая электроника, 2012, т. 42, № 6, с. 557 – 560.
6. С.Г. Моисеев, В.А. Остаточников, Д.И. Семенцов, Влияние размерных эффектов на оптические характеристики одномерного фотонного кристалла с нанокompозитным дефектом. // Письма в ЖЭТФ, 2014, т. 100, № 6, с. 413 – 417.
7. E. Pedrueza et al., Novel Method of Preparation of Gold-Nanoparticle-Doped TiO_2 and SiO_2 Plasmonic Thin Films: Optical Characterization and Comparison with Maxwell–Garnett Modeling. // Adv. Funct. Mater., 2011, v. 21, p. 3502 – 3507.
8. J. C. Maxwell Garnett, Colours in Metal Glasses and in Metallic Films. // Phil. Trans. R. Soc. Lond., 1904, v. 203, p. 385 – 420.

9. V.E. Ferry, J.N. Munday, H.A. Atwater, Design Considerations for Plasmonic Photovoltaics. // *Adv. Funct. Mater.*, 2010, v. 22, p. 4794 – 4808.
10. В.В. Климов, Наноплазмоника. // М.: Физматлит, 2009, 480 с.
11. P. Yeh, Electromagnetic propagation in birefringent layered media. // *J. Opt. Soc. Amer.*, 1979, v. 69, p. 742 – 756.

АВТОВОЛНОВЫЕ СТРУКТУРЫ В ПОПЕРЕЧНОМ ПРОФИЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ШИРОКОАПЕРТУРНЫХ ЛАЗЕРОВ

А.В. Пахомов^{1,2}, А.А. Кренц^{1,2}, Д.А. Анчиков¹

¹Самарский государственный аэрокосмический университет

им. академика С.П. Королева

(национальный исследовательский университет)

(443011, г. Самара, Московское шоссе, 34)

²Самарский 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 аналитическому и численному исследованию режимов динамики, реализующихся в широкоапертурных лазерах в результате потери устойчивости стационарной генерации. Показано, что в зависимости от типа пространственно-временных неустойчивостей, в системе могут наблюдаться различные типы автоволновых структур оптического поля, а также автоколебательные процессы. Рассмотрены основные закономерности и сценарии формирования таких оптических структур в поперечном профиле излучения лазера.

1. ВВЕДЕНИЕ

Для многих практических приложений актуальной является задача увеличения выходной мощности излучения лазерных систем. Одним из способов её решения служит увеличение поперечных размеров активной среды лазера. Однако такой подход чреват тем, что увеличение размеров апертуры приводит к возбуждению в резонаторе поперечных мод высоких порядков. В результате их нелинейного взаимодействия наблюдается сложная пространственно-временная динамика, сопровождающаяся образованием неоднородных оптических структур [1].

Целью настоящей работы являлось изучение условий развития неустойчивостей стационарной генерации широкоапертурных лазеров и основных закономерностей и сценариев возникновения неоднородных автоволновых структур. Знание характера протекания этих процессов вкупе с обу-

славливающими их типами пространственно-временных неустойчивостей системы может позволить осуществлять управление динамикой поперечного профиля. Это открывает перспективу использования подобных сценариев для контролируемого формирования заданной поперечной структуры излучения лазера путём изменения управляющих параметров, что представляет практический интерес в сфере оптической передачи и обработки информации, оптической манипуляции микро- и наночастицами и др. [2-3]

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 [4].

2. ВОЛНОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ СТАЦИОНАРНОЙ ГЕНЕРАЦИИ

В системе (1) выше порога генерации при отрицательном знаке отстройки устанавливается стационарная пространственно-однородная генерация:

$$\begin{aligned} \bar{D} &= 1 + \left(\frac{\delta}{\sigma + 1} \right)^2; \quad \bar{E} = (r - \bar{D})^{0.5} \cdot e^{-i\Omega t}; \\ \bar{P} &= \frac{(\sigma - i\Omega) \cdot \bar{E}}{\sigma}; \quad \Omega = \frac{\delta\sigma}{\sigma + 1}. \end{aligned} \quad (2)$$

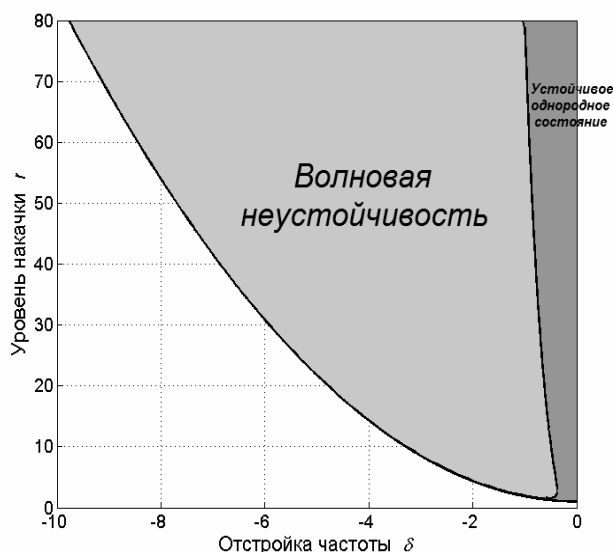


Рис. 1. Бифуркационная диаграмма для лазера класса B; $\sigma = 0.1$; $\gamma = 0.001$

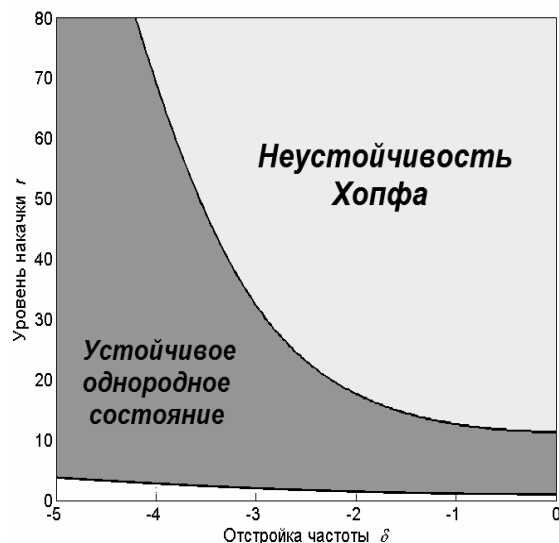


Рис. 2. Бифуркационная диаграмма для лазера класса C; $\sigma = 2$; $\gamma = 0.1$

Бифуркационный анализ режима стационарной генерации показывает различный характер потери устойчивости в зависимости от динамического класса лазера (рис. 1-2). Для лазеров класса B развивается волновая неустойчивость, проявляющаяся в виде роста малых пространственно-неоднородных возмущений с ненулевым значением волнового числа. Поперечная картина оптического поля лазера, наблюдающаяся выше границы волновой бифуркации, зависит от характера взаимодействия возмущений, соответствующих неустойчивой моде, но распространяющихся в разных направлениях, на нелинейной стадии их роста. Ранее для самого простого одномерного случая обнаружено [5,6], что в результате развития волновой неустойчивости возникает пространственно-временной профиль генерации в виде распространяющихся поперек апертуры автоволн, которые могут иметь как простую периодическую огибающую, так и многочастотную и даже хаотическую. Однако одномерный случай физически описывает лазер, апертура которого неограниченна лишь в одном из поперечных направлений, в то время как в другом поперечном направлении генерация является одномодовой. В то же время в случае лазера с большими размерами апертуры в обоих поперечных направлениях развитая для одномерного случая аналитика становится уже неприменимой. Здесь ставшие неустойчивыми возмущения могут распространяться в любых направлениях в плоскости поперечного сечения лазерного пучка. Этот факт усложняет теоретическое исследование возникающих режимов генерации, так как для

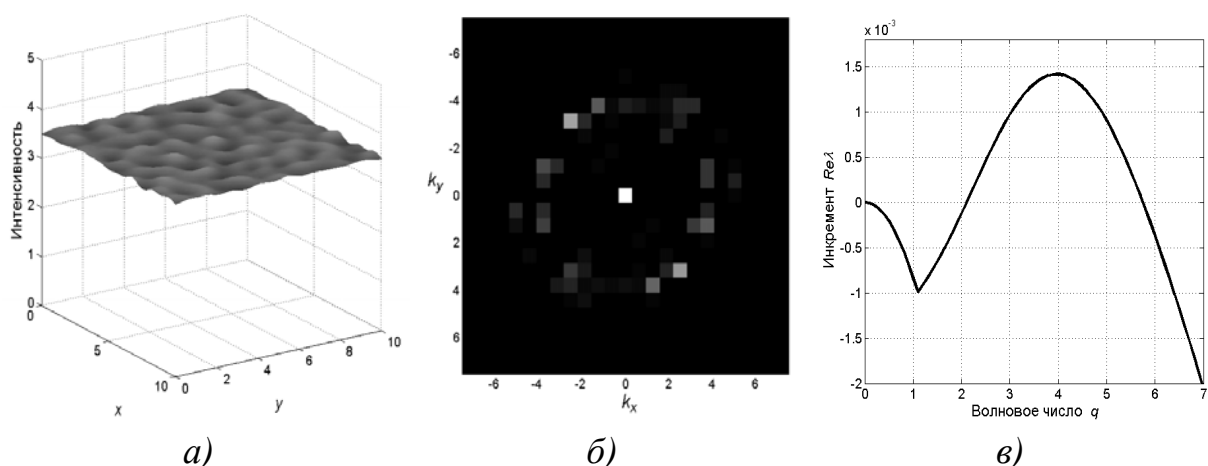


Рис. 3. Автоволновая структура при $\sigma=0.1$, $\gamma=0.001$, $\delta=-1$, $r=5$: а) профиль интенсивности; б) пространственный спектр; в) дисперсионная кривая

этого потребовалось бы вводить в рассмотрение уравнения для амплитуд бесконечного числа возмущений, распространяющихся во всех возможных направлениях на плоскости. Поэтому в рассматриваемом здесь двумерном случае развитие возмущений режима однородной стационарной генерации, ставших неустойчивыми в результате волновой бифуркации, исследовалось путём численного моделирования пространственно-временной динамики. Оно показало, что в этом случае в системе не наблюдается образование упорядоченных структур: рост возмущений приводит лишь к пространственно-временной модуляции однородного профиля (2). Это видно на рис. 3(а), где представлен мгновенный снимок поперечного профиля интенсивности. Неоднородности занимают в спектре достаточно узкий диапазон волновых чисел (рис. 3(б)), соответствующий неустойчивой моде (рис. 3(в)). При этом характерно, что по мере удаления от границы волновой бифуркации на диаграмме устойчивости системы динамика качественно не изменяется, происходит лишь увеличение глубины модуляции.

3. ОБРАЗОВАНИЕ РЕГУЛЯРНЫХ АВТОВОЛНОВЫХ СТРУКТУР

Более разнообразная динамика наблюдается для лазеров класса С. Здесь потеря устойчивости стационарной генерации происходит посредством возникновения неустойчивости Хопфа. Неустойчивость Хопфа приводит к затуханию всех неоднородностей поперечного профиля (2), но этот профиль, оставаясь пространственно-однородным, начинает раскачиваться с течением времени. Для исследования условий возникновения неоднородной поперечной структуры поля в этом случае была предложена мето-

дика на основе стандартной теории Флоке [7]. Основная идея данной методики состояла в разложении малого возмущения в линеаризованной системе $\frac{\partial \xi}{\partial t} = \hat{L}(t)\xi + \hat{D}\nabla \xi$ по пространственным модам $\xi(\vec{r}, t) = \sum_k \xi_k(t) \cdot e^{i\vec{k}\vec{r}}$. В результате для амплитуд этих мод получались уже линейные системы ОДУ $\dot{\xi}_k = [\hat{L}(t) - \hat{D}k^2]\xi_k$, которые можно было исследовать с помощью аппарата ляпуновских характеристических показателей.

Этот подход позволил вычислить для каждой спектральной компоненты возмущения $\xi(\vec{r}, t)$ соответствующие ему значения показателей, по сути, представляющие собой инкременты усиления этих возмущений. Рассчитанные предложенным способом значения в данной работе было решено называть показателями Флоке аналогично терминологии, использовавшейся в [7].

Стоит отметить, что выполненный анализ, основанный на теории Флоке, проводится в линейном приближении. Поэтому предсказательная способность построенных диаграмм показателей Флоке распространяется в общем случае лишь на линейную стадию роста возмущений. Однако и в таком приближении может быть сделан ряд важных качественных выводов, касающихся динамики рассматриваемой системы. Так, отсутствие положительных показателей, указывающее на устойчивость аттрактора точечной системы, должно приводить к установлению автоколебательного режима пространственно-однородной генерации. При наличии же положительных максимумов на диаграмме Флоке должно наблюдаться образование пространственно-неоднородных оптических структур. При этом стоит ожидать, что характерные размеры формирующихся структур будут находиться в удовлетворительном соответствии с волновым числом моды, дающей максимум на диаграмме.

Для проверки правильности последних выводов на нелинейной стадии роста возмущений проводилось численное моделирование, которое подтвердило результаты бифуркационного анализа. При наличии положительных показателей Флоке наблюдалось образование неоднородных оптических структур автоволнового типа: доменов спиральных волн или модулированной стоячей волны. Было также установлено, что характерные размеры получаемых структур удовлетворительно согласуются с размерами, соответствующими критической моде на диаграмме показателей Флоке.

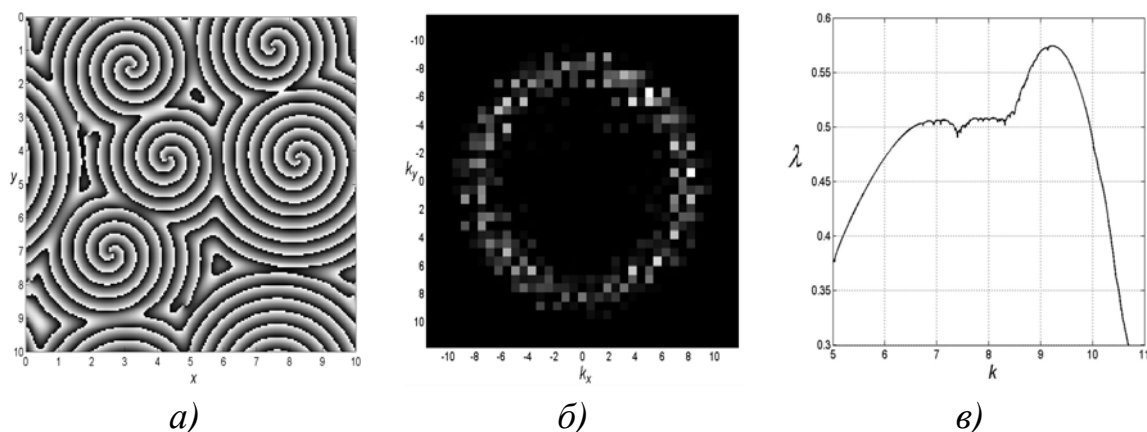


Рис. 4. Спиральные волны при $\sigma=5$, $\gamma=1$, $\delta=-0.5$, $r=20$: а) фаза электрического поля; б) пространственный спектр Фурье; в) диаграмма Флоке

На рис. 4 показан режим генерации спиральных волн, который устанавливается при значениях параметров $\sigma=5$, $\gamma=1$, $\delta=-0.5$, $r=20$. Спиральные волны проявляются в распределении фазы электрического поля, приведенном на рис. 4(а). В дальнем поле (рис. 4(б)) при этом образуется кольцо, радиусы которого согласуются с волновыми числами неустойчивой моды на диаграмме Флоке (рис. 4(в)).

Другой режим динамики, сопровождающийся формированием автоволновых структур, наблюдается, например, для $\sigma=5$, $\gamma=0.1$, $\delta=-2$, $r=30$. При этих значениях параметров в системе образуется модулированная стоячая волна. На рис. 5(а) показан мгновенный профиль интенсивности. В такой структуре профиль интенсивности промодулирован в пространстве по сложной форме, но в каждой точке происходят периодические колебания интенсивности с некоторым фазовым сдвигом между разными

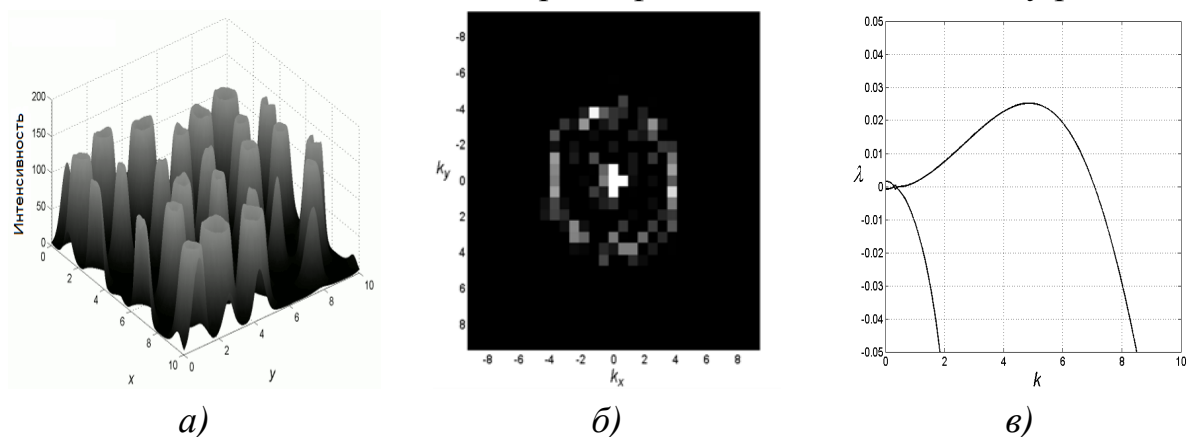


Рис. 5. Модулированная стоячая волна при $\sigma=5$, $\gamma=0.1$, $\delta=-2$, $r=30$: а) профиль интенсивности; б) пространственный спектр Фурье; в) диаграмма Флоке

точками. Рисунки 5(б, в) показывают хорошее соответствие пространственного периода модуляции и волнового числа неустойчивой моды.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследованы режимы динамики, реализующихся в широкоапертурных лазерах в результате потери устойчивости стационарной генерации. Выявлены бифуркационные механизмы, приводящие к спонтанному формированию поперечных автоволновых оптических структур. Изучены основные сценарии и условия их формирования.

Работа частично поддержана Минобрнауки РФ по Программе повышения конкурентоспособности СГАУ на 2013-2020 гг. и Государственному заданию вузам и научным организациям в сфере научной деятельности, проект 1451, НИР №ГР 01201156352, грантом РФФИ 14-02-31419 мол_а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. K. Staliunas, V.J. Sanchez-Morsillo, Transverse patterns in nonlinear optical resonators. // Berlin: Springer Verlag, 2003, 222 p.
2. F. Pedaci, S. Barland, E. Caboche et al., All-optical delay line using semiconductor cavity solitons. // Appl. Phys. Lett., 2008, 92, 011101.
3. M. Krenn, R. Fickler, M. Fink et al., Twisted light communication through turbulent air across Vienna. // arXiv preprint, 2014, arXiv:1402.2602.
4. Я. Ханин, Основы динамики лазеров. // М.: Наука, 1996, 368 с.
5. А.П. Заикин, А.А. Кургузкин, Н.Е. Молевич, Периодические автоволновые структуры в широкоапертурном лазере с отстройкой частоты. 1. Бифуркационный анализ. // Квантовая электроника, 1999, т. 27, №6, с. 246-248.
6. А.П. Заикин, А.А. Кургузкин, Н.Е. Молевич, Периодические автоволновые структуры в широкоапертурном лазере с отстройкой частоты. 2. Распределенная модель. // Квантовая электроника, 1999, т. 27, №6, с. 249-252.
7. B. Pena, M. Bestehorn, Two-dimensional wave patterns near a Hopf-Wave interaction in a chemical model. // Eur. Phys. J., 2007, v. 146, p. 301-311.

ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ЛАЗЕРНОЙ ТЕРМОХИМИЧЕСКОЙ ЗАПИСИ НА ПЛЁНКАХ МОЛИБДЕНА

С.Д. Полетаев^{1,2}, А.В. Волков²

¹*Самарский государственный аэрокосмический университет*

им. академика С.П. Королева

(национальный исследовательский университет)

(443011, г. Самара, Московское шоссе, 34)

²*Институт систем обработки изображений РАН*

(443001, г. Самара, Молодогвардейская 151)

e-mail: sergpolet@gmail.com

АННОТАЦИЯ

Исследованы характеристики микрорельефа, полученного по технологии лазерной термохимической записи на плёнках молибдена в зависимости от толщины плёнок. Методом энергодисперсионной спектроскопии определён элементный состав поверхности образцов до и после лазерного воздействия. Построена зависимость пространственного разрешения элемента от мощности лазерного излучения для различных материалов оснований.

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из многообещающих способов формирования микрорельефа является термохимическая лазерная запись [1]. Этот метод применяется для решения ряда задач по формированию рельефа в области дифракционной оптики, в частности, формирование контактных масок. Для этой цели используются металлизированные маски на тонких плёнках хрома, в которых в процессе воздействия сфокусированного лазерного излучения происходит термохимическое преобразование поверхностного слоя рабочего материала [1]:.

Недостаток данной технологии заключается в низком разрешении, около 0,8 мкм. Поэтому актуальна задача разработки технологических приёмов, позволяющих преодолеть этот барьер. Применение в записывающих системах лазерных пучков с гауссовым распределением плотности мощности в сечении теоретически позволяет изготовить элемент меньшего

размера, чем диаметр светового пятна. В этом отношении известен ряд работ, где вместо хрома предлагаются различные альтернативные материалы, такие как кремний [2], фосфид индия [3] и оксиды различных металлов [4-6]. В отличие от стандартной технологии все они предлагают формировать микрорельеф путём испарения (абляции) материалов.

В работе [7] была показана возможность абляции молибденовых плёнок толщиной около 0,5 мкм пикосекундным лазерным лучом с длиной волны 1064 нм, нанесённых на подслой нитрида кремния толщиной около 140 нм. Основанием служили стеклянные подложки толщиной 3 мм.

Основываясь на работе [7] мы предложили подход, основанный на абляции участков плёнки молибдена, подвергнутых воздействию лазерного излучения [8].

Цель настоящей работы заключается в исследовании характеристик микрорельефа, полученного по технологии лазерной термохимической записи на плёнках молибдена, что в дальнейшем позволит выработать оптимальные условия проведения технологического процесса.

2. МЕТОДЫ И МАТЕРИАЛЫ

Основанием служили оптически гладкие подложки из стекла и плавленого кварца марки КВ размером 50×50 мм, толщиной 3 мм. Плёнки молибдена с толщинами 17, 35 и 70 нм наносились магнетронным способом на установке “Каролина Д-12А” (Россия, Зеленоград) при следующих условиях: мощность магнетрона – 700 Вт, температура подложек – 200°C, давление аргона – $2,0 \cdot 10^{-1}$ Па. Время напыления определяло конечную толщину плёнок и находилось в пределах от 2 до 8 мин.

Структуры в плёнках формировались на станции лазерной записи CLWS200 [1] (Россия, Новосибирск) в режиме непрерывного кругового сканирования под управлением компьютера.

Процесс проводился при следующих условиях: рабочая длина волны лазерного излучения – 488 нм; максимальная мощность, подводимая к головке записи – около 100 мВт; структура записи – концентрические кольца с шагом 3 мкм и внешним радиусом 3 мм; величина мощности для каждого кольца уменьшалась от 100% в точке наибольшего радиуса до 0 в центре с шагом 0,5%. Скорость вращения образца – 10 об/сек. Воздействие лазерного излучения приводило к локальному испарению тонкой плёнки молибдена на всю толщину, вплоть до материала основания.

Морфология и элементный состав поверхности наноструктур исследовались с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) Hitachi TM3030 со встроенным EDS спектрометром с разрешением по энергии 135 эВ.

3. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рисунке 1 приведена зависимость ширины дорожек от мощности лазерного излучения для радиуса записи 3 мм. Зависимости получены для кварцевого и стеклянного оснований. Ширина записанных дорожек линейно зависит от мощности лазерного излучения. Плёнки толщиной 17 нм показывают более высокое пространственное разрешение, близкое к 5000 л/мм, против менее 3000 л/мм для плёнок толщиной 35 нм.

В таблицу 1 сведены данные о процентном содержании элементов на чистой плёнке и после лазерного воздействия. Такие элементы как Cr, Na, Mg, Ca, Si соответствуют материалу подложки. Видно, что после воздействия количество кислорода возрастает в 1,5 раза, и, несмотря на то, что данный вид анализа не представляет данных о доле кислорода в связанном состоянии, сам по себе этот факт в сочетании с небольшим уменьшением содержания молибдена может свидетельствовать об образовании оксидной фазы в области термического воздействия.

Таблица 1. Концентрация элементов до и после лазерного воздействия

Элемент	Концентрация элемента до, (%)	Концентрация элемента после, (%)
Кремний	37.63	30.73
Кислород	26.82	40.15
Молибден	17.08	13.51
Натрий	7.92	7.18
Кальций	7.39	5.80
Магний	1.98	1.73
Хром	1.17	0.91

СЭМ снимки наноструктур представлены на рисунке 2. Для плёнок толщиной 17 нм образование продуктов разрушения не характерно. Это можно объяснить тем, что энергии лазерного излучения хватает для быстрого и полного испарения материала в точке воздействия. На плёнках толщиной 35 нм по краям дорожек наблюдаются продукты разрушения, образующие собой зону термического воздействия. Вероятнее всего, их образование связано с выносом значительной части вещества из области абляции реактивным давлением отдачи паровой струи [9]. Как было показано ранее, их высота не превышает толщину плёнки [8].

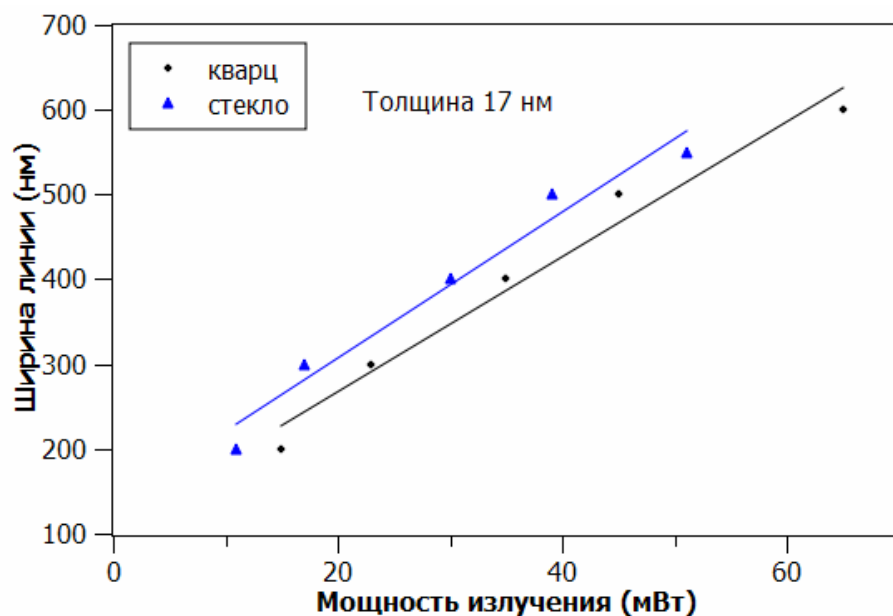
Вокруг дорожек наблюдается малозаметный след, шириной равной диаметру лазерного пятна. Вероятно, что этот участок образован слоем оксида и должен накладывать ограничения на минимальный период записи. Для плёнок толщиной 70 нм энергии излучения недостаточно для образования дорожки даже в областях с минимальным радиусом записи.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

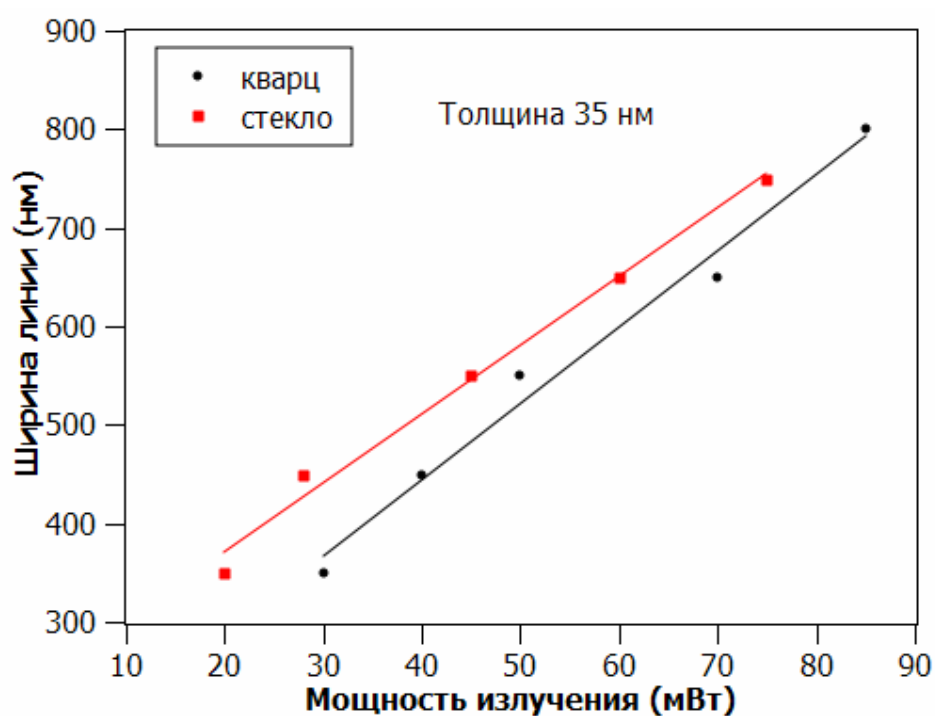
В работе проведены комбинированные исследования микрорельефа, полученного по технологии лазерной термохимической записи на плёнках молибдена. Ширина дорожек показала линейную зависимость от мощности лазерного излучения. Данные элементного состава с высокой долей вероятности подтверждают идею об образовании оксидной плёнки молибдена вокруг дорожек, высказанную нами в предыдущей работе.

Наиболее качественный рельеф был получен на плёнках толщиной 17 нм. В отличие от плёнок толщиной 35 нм на них не наблюдалось образования продуктов разрушения. В сочетании с высоким пространственным разрешением это делает плёнки толщиной менее 20 нм наиболее технологичными для формирования нанорельефа. На плёнках толщиной 70 нм при данных условиях записи энергии излучения недостаточно для формирования рельефа и, следовательно, в технологическом отношении такие плёнки не пригодны. Минимально достижимый период записи, по видимому, ограничен шириной следа от лазерного пятна и составляет в нашем случае 0,8 мкм. Фактическое пространственное разрешение будет ограничиваться этой величиной и может быть увеличено за счёт уменьшения диаметра лазерного пятна. Вероятнее всего эта область является местом концентрации оксидной фазы.

Авторы выражают благодарность фирме “ООО Интерлаб” (Россия, Москва) за помощь в исследовании образцов и определение их элементного состава на микроскопе Hitachi TM3030.

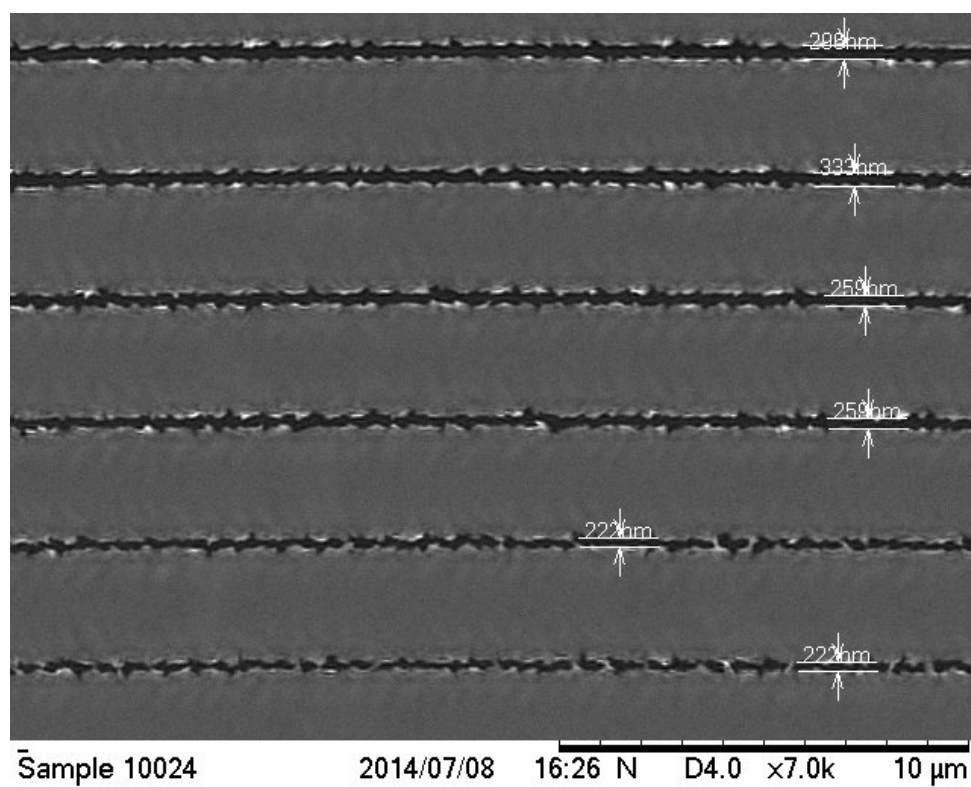


а)

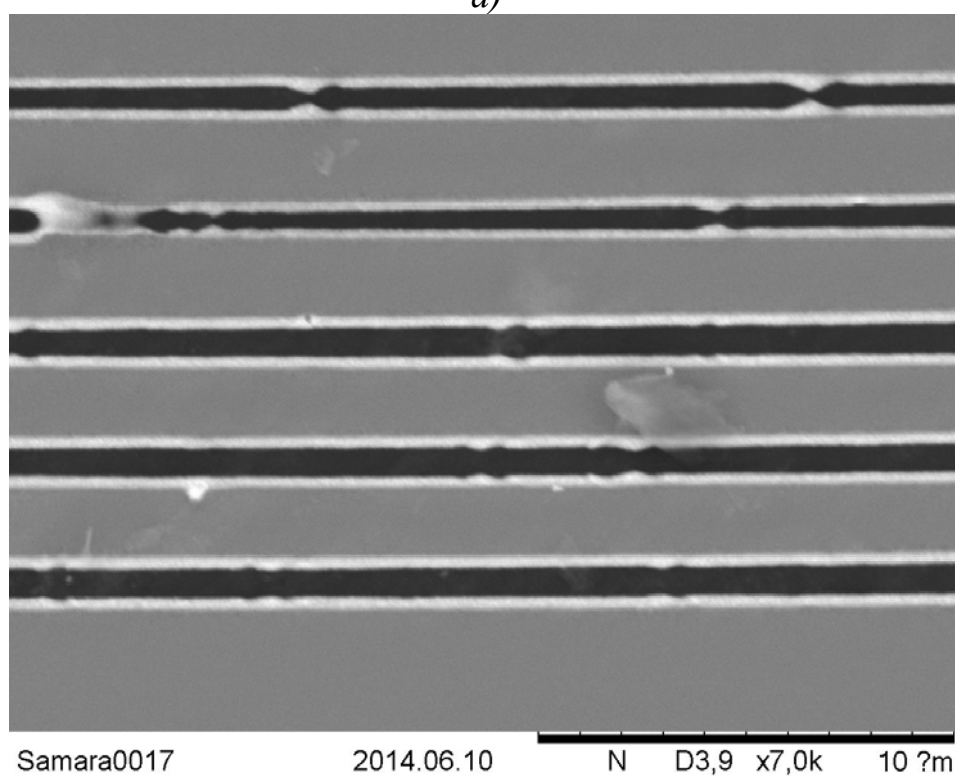


б)

Рис. 1. Зависимость ширины линии наноструктуры от мощности лазерного излучения для плёнок толщиной 17 нм (а) и для плёнок толщиной 35 нм (б)



a)



б)

Рис. 2. СЭМ снимок поверхности наноструктур на плёнке молибдена толщиной 17 нм (а) и 35 нм (б)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В.П. Вейко, В.И. Корольков, А.Г. Полещук, А.Р. Саметов, Е.А. Шахно, М.В. Ярчук, Исследование пространственного разрешения лазерной термохимической технологии записи дифракционных структур. // Nat. Photon., 2011, 41, №7, С. 631-636.
2. X.C. Wang, L.Y.L. Wu, Q. Shau, H.Y. Zheng, 355 nm DPSS UV laser surface texturing on Si substrate. // SIMTech technical reports, 2009, V.10, No.4, P.203-208.
3. Borowiec, H.K. Haugen, Femtosecond laser micromachining of grooves in indium phosphide. // Appl. Phys. A, 2004, V.79, P.521-529.
4. S. Krause, P.T. Miclea, F. Steudel, S. Schweizer, G. Seifert, Precise microstructuring of indium-tin oxide thin films on glass by selective femtosecond laser ablation. // EPJ Photovoltaics, 2013(40601), P.p1-p5.
5. S. Zoppel, H. Huber, G.A. Reider, 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.
6. Tan, A. Dalili, K. Venkatakrishnan, High repetition rate femtosecond laser nano-machining of thin films. // Appl. Phys. A., 2009, V.95, P.537-545.
7. G. Heise, M. Englmaier, C. Hellwig, T. Kuznicki, S. Sarrach, Heinz P. Huber, Laser ablation of thin molybdenum films on transparent substrates at low fluences. // Applied Physics A: Materials Science & Processing, 2011, V.102, N.1, P.173-178.
8. А.В. Волков, О.Ю. Моисеев, С.Д. Полетаев, Высокорастворяющая лазерная запись контактных масок на плёнках молибдена для изготовления элементов дифракционной оптики. // Компьютерная оптика, 2013, Т.37, №2, С. 220-225.
9. А.Г. Григорьянц, А.А. Соколов, Лазерная резка металлов. М.: Высшая школа, 1988, 127 с.

ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ ИЗЛУЧЕНИЯ В ПРОЗРАЧНОЙ СРЕДЕ С УЧЕТОМ ЭЛЕКТРОСТРИКЦИИ И ЭФФЕКТА ДЮФУРА

М.В. Савельев

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

АННОТАЦИЯ

Получено выражение, связывающее временные зависимости пространственных спектров четырех взаимодействующих волн в оптически прозрачной среде. Показано, что четырехволновой преобразователь излучения в такой среде вырезает низкие пространственные частоты. Оценены значения полуширины полосы вырезанных пространственных частот для плоского слоя толщиной 0.5, 2 и 10 мм при установившемся режиме записи голограммы.

1. ВВЕДЕНИЕ

Знание пространственно-временных характеристик четырёхволновых преобразователей излучения является необходимым условием использования их в системах адаптивной оптики, в системах обработки изображения [1]. В приближении заданного поля по волнам накачки линеаризация уравнений, описывающих четырёхволновое взаимодействие, позволяет при нахождении соответствия между комплексными амплитудами взаимодействующих волн широко использовать такие понятия классической оптики как функцию размытия точки и временной отклик [2].

Одним из классов нелинейных сред, используемых для получения при четырёхволновом взаимодействии волны с обращенным волновым фронтом (ОВФ), являются многокомпонентные среды, в которых реализуются несколько механизмов нелинейности, например, термодиффузионный и электрострикционный [3]. Анализ пространственных характеристик четырёхволнового преобразователя излучения в поглощающей нелинейной

среде с учетом электрострикции, термодиффузии, эффекта Дюфура проводился в работе [4].

В настоящей работе анализируются пространственно-временные характеристики четырёхволнового преобразователя излучения в прозрачной среде с учетом электрострикции и эффекта Дюфура.

2. ВРЕМЕННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПРОСТРАНСТВЕННОГО СПЕКТРА ОБЪЕКТНОЙ ВОЛНЫ

Рассмотрим плоский слой оптически прозрачной двухкомпонентной среды (например, жидкость и наночастицы, плотность которых равна плотности жидкости [3]) толщиной ℓ , в котором навстречу друг другу распространяются две волны накачки с комплексными амплитудами A_1 и A_2 и сигнальная волна с амплитудой A_3 . Распространение в такой среде излучения, интенсивность которого меняется в зависимости от пространственных координат, приводит вследствие электрострикции к возникновению потока концентрации наночастиц, который из-за эффекта Дюфура изменяет температуру, а значит и показатель преломления среды.

В результате вырожденного четырёхволнового взаимодействия $\omega + \omega - \omega = \omega$ генерируется объектная волна с комплексной амплитудой A_4 , распространяющаяся навстречу сигнальной волне.

Исходное скалярное волновое уравнение, описывающее четырёхволновое взаимодействие излучения в нелинейной среде, есть [2]

$$\left(\nabla^2 + k^2 + \frac{2k^2}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T \right) (A + A^*) = 0, \quad (1)$$

где δT – изменение температуры, $A = \sum_{j=1}^4 A_j$, $k = \frac{\omega n_0}{c}$, n_0 – среднее значение показателя преломления.

Уравнение (1) дополняется системой балансных (материальных) уравнений для изменений концентрации и температуры [3, 4]

$$\frac{\partial \delta C}{\partial t} = D_{22} \nabla^2 \delta C + \gamma \nabla^2 I, \quad (2)$$

$$c_p \nu \frac{\partial \delta T}{\partial t} = D_{11} \nabla^2 \delta T + D_{12} \nabla^2 \delta C. \quad (3)$$

Здесь $I = AA^*$, δC – изменение концентрации частиц, D_{11} – коэффициент теплопроводности, D_{22} – коэффициент диффузии, D_{12} – коэффициент Дюфура, γ – коэффициент электрострикции, c_p – удельная теплоёмкость вещества, ν – плотность вещества.

Будем рассматривать ЧВВ в приближении заданного поля по волнам накачки и малого коэффициент отражения. Учитывается интерференция первой волны накачки и сигнальной волны.

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

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

Здесь $I_0 = A_1 A_1^* + A_2 A_2^*$.

Тогда изменения температуры и концентрации можно представить в виде суммы быстро (δT_{31} , δC_{31}) 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

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{A}_{1,3}}{dz} + i \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_0 \tilde{A}_{1,3} &= 0, \\ \frac{d\tilde{A}_2}{dz} - i \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_0 \tilde{A}_2 &= 0, \\ \frac{d\tilde{A}_4}{dz} - i \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_0 \tilde{A}_4 - i \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta \tilde{T}_{31} \tilde{A}_2 \exp[-i(k_{2z} - k_{4z})z] &= 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь k_{jz} – проекции волновых векторов $\vec{k}_j$ на ось z , $\delta \tilde{T}_{31}$ и $\delta \tilde{C}_{31}$ – пространственные спектры решеток температуры и концентрации с пространственными частотами κ_T и κ_C , $\tilde{A}_{1,2}$ – амплитуды волн накачки, $\tilde{A}_{3,4}$ – пространственные спектры сигнальной и объектной волн.

Уравнения (4) записаны при условии, что $\vec{k}_T = \vec{k}_C = \vec{k}_1 - \vec{k}_3 = \vec{k}_4 - \vec{k}_2$.

Введем функцию $P(z, t) = i \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \int_0^z \delta T_0(z_1, t) dz_1$. После замены $\tilde{A}_4(z, t) = \tilde{A}'_4(z, t) \exp[P(z, t)]$ и использования граничного условия $\tilde{A}'_4(\vec{\kappa}_4, z = \ell, t) = 0$ временная зависимость пространственного спектра объектной волны на передней грани нелинейного слоя есть

$$\tilde{A}'_4(\vec{\kappa}_4, z = 0, t) = -i \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \tilde{A}_{20}(t) \exp[-P(\ell, t)] \times \int_0^\ell \delta \tilde{T}_{31}(\vec{\kappa}_T, z, t) \exp[-i(k_{2z} - k_{4z})z] dz. \quad (5)$$

Здесь $\tilde{A}_{20}(t) = \tilde{A}_2(z = \ell, t)$.

Перепишем уравнения (2) – (3) с учетом разложения тепловой и концентрационной решёток по гармоническим:

$$\frac{\partial \delta \tilde{C}_{31}(\vec{\kappa}_C, z, t)}{\partial t} = D_{22} \left(\frac{d^2}{dz^2} - \kappa_C^2 \right) \delta \tilde{C}_{31}(\vec{\kappa}_C, z, t) - \gamma \left[(k_{1z} - k_{3z})^2 + \kappa_3^2 \right] \tilde{A}_{10}(t) \tilde{A}_{30}^*(\vec{\kappa}_3, t) \exp[-i(k_{1z} - k_{3z})z], \quad (6)$$

$$\frac{\partial \delta \tilde{T}_{31}(\vec{\kappa}_T, z, t)}{\partial t} = \frac{D_{11}}{c_p \nu} \left(\frac{d^2}{dz^2} - \kappa_T^2 \right) \delta \tilde{T}_{31}(\vec{\kappa}_T, z, t) + \frac{D_{12}}{c_p \nu} \left(\frac{d^2}{dz^2} - \kappa_C^2 \right) \delta \tilde{C}_{31}(\vec{\kappa}_C, z, t). \quad (7)$$

Здесь $\tilde{A}_{10}(t) = \tilde{A}_1(z = 0, t)$, $\tilde{A}_{30}(\vec{\kappa}_3, t) = \tilde{A}_3(\vec{\kappa}_3, z = 0, t)$.

Дополним уравнения (6) – (7) начальными условиями ($\delta \tilde{C}_{31}(\vec{\kappa}_C, z, t = 0) = \delta \tilde{T}_{31}(\vec{\kappa}_T, z, t = 0) = 0$) и граничными условиями отсутствия потока частиц через грани нелинейного слоя и неизменностью температуры на гранях. Явный вид пространственных спектров решеток температуры и концентрации будем искать в виде рядов Фурье [5]. Выражение (5) в этом случае позволит установить однозначную связь между временными зависимостями пространственных спектров четырех волн.

3. ОБСУЖДЕНИ РЕЗУЛЬТАТОВ

В качестве сигнальной волны рассмотрим волну от точечного источника, расположенного на передней грани нелинейного слоя ($\tilde{A}_{30}(\vec{\kappa}_3, t) = 1$).

Будем считать, что волны накачки распространяются строго вдоль оси z и их амплитуды не меняются во времени ($\tilde{A}_{1,20}(t) = \tilde{A}_{1,20}$).

В результате подстановки решений уравнений (6) – (7) в выражение (5) временная зависимость пространственного спектра объектной волны на передней грани нелинейного слоя при условии $\kappa = |\vec{\kappa}_4| = |\vec{\kappa}_3|$, примет вид

$$\begin{aligned} \tilde{A}'_4(\kappa, z=0, t) = & \gamma \frac{dn}{dT} \frac{(2k)^4}{n_0 \kappa^4 \ell^2} \frac{D_{12}}{c_p \nu D_{22}} \left[1 + \frac{\kappa^2}{4k^2} \right] \tilde{A}_{10} \tilde{A}_{20} \exp[-P(\ell, t)] \times \\ & \times \sum_{s=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{s}{\left[1 - \left(\frac{2\pi k s}{\kappa^2 \ell} \right)^2 \right] \left[1 - \left(\frac{2\pi k m}{\kappa^2 \ell} \right)^2 \right]} \left[1 - (-1)^s \exp\left(i \frac{\kappa^2 \ell}{2k}\right) \right] \left[1 - (-1)^m \exp\left(-i \frac{\kappa^2 \ell}{2k}\right) \right] \times \\ & \times \left[\frac{1 - (-1)^{s-m}}{s-m} + \frac{1 - (-1)^{s+m}}{s+m} \right] \left\{ \frac{c_p \nu}{D_{11}} \left[\left(\frac{\pi s}{\ell} \right)^2 + \kappa^2 \right]^{-1} \left(1 - \exp\left\{ -\frac{D_{11}}{c_p \nu} \left[\left(\frac{\pi s}{\ell} \right)^2 + \kappa^2 \right] t \right\} \right) - \right. \\ & - \frac{c_p \nu}{D_{11} \left[\left(\frac{\pi s}{\ell} \right)^2 + \kappa^2 \right] - c_p \nu D_{22} \left[\left(\frac{\pi m}{\ell} \right)^2 + \kappa^2 \right]} \left(\exp\left\{ -D_{22} \left[\left(\frac{\pi m}{\ell} \right)^2 + \kappa^2 \right] t \right\} - \right. \\ & \left. \left. \left. - \exp\left\{ -\frac{D_{11}}{c_p \nu} \left[\left(\frac{\pi s}{\ell} \right)^2 + \kappa^2 \right] t \right\} \right\} \right) \right\}. \end{aligned} \quad (8)$$

Введем безразмерный параметр $b = c_p \nu D_{22} / D_{11}$. В случае воды, в которой находятся наночастицы размером примерно 10 нм, $b = 2 \cdot 10^{-5}$ [3].

На рисунке 1 представлены модули нормированных пространственных спектров объектной волны $A_4^n = |\tilde{A}'_4| / \left(\frac{2k\ell}{n_0} \frac{dn}{dT} \frac{D_{12}}{D_{11} D_{22}} \gamma \tilde{A}_{10} \tilde{A}_{20} \right)$ в различные моменты времени.

С увеличением пространственной частоты наблюдается рост модуля пространственного спектра и выход на постоянное значение близкое к 0.5.

При фиксированной частоте модуль пространственного спектра объектной волны с течением времени возрастает, выходя на установившееся значение. С увеличением пространственной частоты время выхода модуля пространственного спектра на установившееся значение (Δt), определяемое по полувысоте от этого значения, монотонно убывает (рисунк 2).

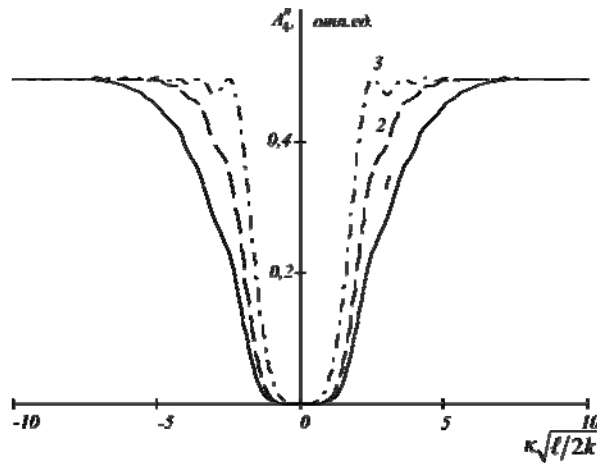


Рис. 1. Пространственные спектры объектной волны при $b = 2 \cdot 10^{-5}$, $2k\ell = 10^4$, $t \frac{D_{22}}{\ell^2} = 10^{-5}$ (1), $2 \cdot 10^{-5}$ (2), 10^{-3} (3)

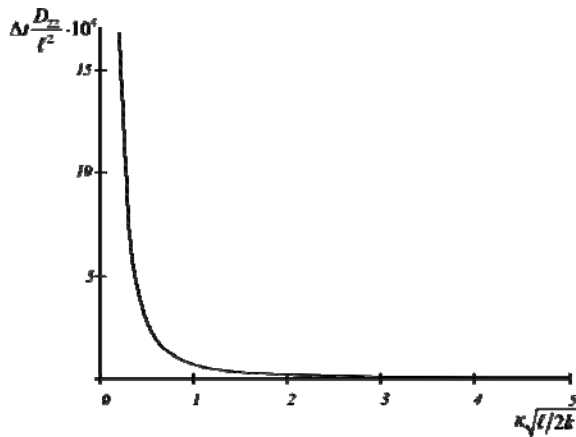


Рис. 2. Зависимость времени выхода на установившийся режим пространственного спектра объектной волны от пространственной частоты при $b = 2 \cdot 10^{-5}$, $2k\ell = 10^4$

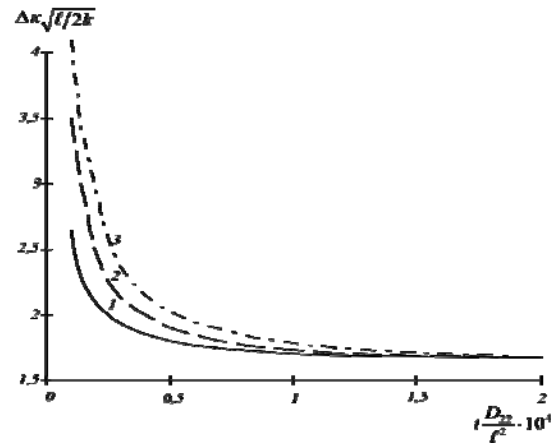


Рис. 3. Временная зависимость полуширины полосы пространственных частот, вырезанных четырехволновым преобразователем для $2k\ell = 10^4$, $b = 2 \cdot 10^{-5}$ (1), 0.5 (2), 0.99 (3)

Четырехволновой преобразователь излучения «вырезает» низкие пространственные частоты сигнальной волны. Введем полуширину полосы вырезаемых пространственных частот (Δk), определяемую по полувысоте от постоянного значения пространственного спектра объектной волны.

С течением времени полуширина полосы пространственных частот монотонно уменьшается, выходя на установившееся значение (Δk_∞) (рисунок 3).

Увеличение параметра b приводит к замедлению выхода полуширины полосы пространственных частот на установившееся значение. Значение

$\Delta\kappa_\infty$ не зависит от тепловых, электрострикционного параметров нелинейной среды, определяется только её толщиной и значением волнового числа.

Приведём оценки установившегося значения полуширины полосы пространственных частот. Будем считать, что четырёхволновое взаимодействие осуществляется излучением с длиной волны $\lambda = 532$ нм в нелинейной среде с показателем преломления $n_0 = 1.33$. Тогда при толщинах нелинейной среды $\ell = 500$ мкм, 2 мм, 1 см установившиеся значения полуширины полосы пространственных частот четырёхволнового преобразователя излучения есть $\Delta\kappa_\infty = 4195$ см⁻¹, 2094 см⁻¹, 936 см⁻¹ соответственно.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что вырожденный четырехволновой преобразователь излучения в прозрачной среде с учетом электрострикции и эффекта Дюфура является фильтром высоких пространственных частот сигнальной волны. Полуширина полосы вырезанных таким преобразователем частот со временем уменьшается, что свидетельствует об улучшении качества обращения волнового фронта, и выходит на постоянное значение, не зависящее от тепловых и электрострикционного параметра среды, определяется только ее толщиной и длиной волны излучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В.Г. Дмитриев Нелинейная оптика и обращение волнового фронта. // М.: Физматлит, 2003. 256 с.
2. В.В. Ивахник Обращение волнового фронта при четырехволновом взаимодействии. // Самара: Самарский университет, 2010, 246 с.
3. 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.
4. В.В. Ивахник, М.В. Савельев Пространственная селективность четырёхволнового преобразователя излучения с учётом термодиффузионного и электрострикционного механизмов нелинейности. // Физика волновых процессов и радиотехнические системы, 2013, т. 16, № 1, с. 6-11.
5. А.Н. Тихонов, А.А. Самарский Уравнения математической физики. // М.: Наука, 1977, 736 с.

ПОГЛОЩЕНИЕ УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ ФУЛЛЕРЕНАМИ C60 И C240

С.В. Сахно

*Московский физико-технический институт
(государственный университет),
факультет радиотехники и кибернетики
(141700, г. Долгопрудный, Институтский переулок, д. 9)
e-mail: s2001@list.ru*

АННОТАЦИЯ

В работе исследуется поглощение ультракоротких электромагнитных импульсов (УКИ) субфемтосекундной длительности скорректированной гауссовой формы на молекулах фуллеренов C60 и C240 за счет возбуждения плазмонов в указанных молекулах. Рассчитаны и проанализированы вероятности ионизации фуллеренов C60 и C240 при поглощении УКИ за все время действия импульса как функция длительности и несущей частоты в диапазоне возбуждения низкочастотных и высокочастотных плазмонов в данных фуллеренах.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время ведется целый спектр работ по изучению свойств фуллеренов [1, 2, 3]. Особый интерес представляет изучение взаимодействия излучения с фуллеренами и условия возбуждения плазменных резонансов, которые могут сыграть важную роль в дальнейшем развитии передовых инфокоммуникационных технологий [2] и медицины [3].

В данной работе исследуется процесс фотоионизации фуллеренов C60 и C240 ультракороткими электромагнитными импульсами (УКИ), в том числе в диапазоне длительностей, где неприменим традиционный подход, использующий понятие вероятности процесса в единицу времени.

2. МЕТОД РАСЧЕТА

При рассмотрении взаимодействия относительно длинного электромагнитного импульса с веществом в рамках применимости теории возму-

щений используется понятие вероятности фотопроцесса в единицу времени (w), которое описывается следующим выражением [4]:

$$w = \int \sigma(\omega) \frac{I(\omega)}{\hbar\omega} d\omega, \quad (1)$$

здесь $\sigma(\omega)$ – сечение фотопоглощения, $I(\omega)$ – спектральная интенсивность излучения.

Отметим, что $\sigma(\omega)$ соответствует действию монохроматического излучения определенной частоты ω , интегрирование в выражении (1) учитывает немонохроматичность реального излучения.

При рассмотрении ультракоротких импульсов, состоящих из малого количества периодов излучения на несущей частоте, или даже части периода, понятие фотопоглощения в единицу времени теряет смысл. Это связано с усреднением по времени t спектральной интенсивности излучения $I(\omega)$, входящего в выражение (1). Характерные значения этого времени существенно длиннее периода излучения на частоте ω : $\omega t \gg 1$. Следует уточнить, что под ультракороткими импульсами подразумеваются те импульсы, длительность τ которых сопоставима с периодом несущей частоты излучения ω : произведение $\omega\tau$ порядка единицы.

Таким образом, при рассмотрении УКИ применение формулы (1) не является корректным. В этом случае для описания фотопоглощения УКИ вводится вероятность процесса за все время действия ультракороткого импульса W_{tot} [4]:

$$W_{tot} = \frac{c}{(2\pi)^2} \int_0^\infty \sigma_{ph}(\omega') \frac{|E(\omega')|^2}{\hbar\omega'} d\omega' \quad (2)$$

где $\sigma_{ph}(\omega')$ – сечение фотопоглощения, $E(\omega')$ – Фурье-образ УКИ, c – скорость света в вакууме.

При рассмотрении процесса фотоионизации выражение для полной вероятности поглощения записывается следующим образом:

$$W_i = \frac{c}{(2\pi)^2} \int_{I_{th}}^\infty \sigma_{ph}(\omega') \frac{|E(\omega')|^2}{\hbar\omega'} d\omega' \quad (3)$$

где I_{th} – потенциал фотоионизации.

В рамках применимости теории возмущений на выражения (2) и (3) накладывается очевидное ограничение:

$$W_{tot}, W_i < 1$$

Таким образом, полные вероятности фотопоглощения и фотоионизации за все время действия излучающего импульса зависят только от сечения фотопоглощения и от фурье-образа данного импульса.

Форма импульса излучения описывается скорректированным гауссовым импульсом (СГИ):

$$E_{cor}(t) = Re \left[-iE_0 \frac{\left(1 + \frac{it}{\omega\tau^2}\right)^2 + \frac{1}{(\omega\tau)^2}}{1 + \frac{1}{(\omega\tau)^2}} \exp(-t^2/2\tau^2) \exp(i\omega t + i\varphi) \right] \quad (4)$$

От традиционного гауссова импульса СГИ отличается наличием множителя перед экспонентой в выражении (4), что обуславливает отсутствие постоянной составляющей в спектре, которая при малой длительности импульса приводит к искажению зависимости вероятности фотопроцесса от параметров УКИ.

Фурье-образ СГИ равен:

$$E_{cor}(\omega', \omega, \tau, \varphi) = iE_0\tau \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega'^2\tau^2}{1 + \omega^2\tau^2} \left\{ e^{-i\varphi - (\omega - \omega')^2\frac{\tau^2}{2}} - e^{i\varphi - (\omega + \omega')^2\frac{\tau^2}{2}} \right\} \quad (5)$$

где ω' - текущая частота, а ω – несущая частота излучения.

Нетрудно проверить выполнение условия: $E_{cor}(\omega' = 0) = 0$, что и соответствует отсутствию постоянной составляющей в СГИ. Квадрат модуля Фурье-образа СГИ имеет вид:

$$\begin{aligned} |E_{cor}(\omega')|^2 &= E_0^2\tau^2 \frac{\pi}{2} \left[\frac{\tau^2\omega'^2}{1 + \tau^2\omega^2} \right]^2 \times \\ &\times [\exp(-(\omega - \omega')^2\tau^2) + \exp(-(\omega + \omega')^2\tau^2)] \times \\ &\times [1 - \operatorname{sech}(2\omega\omega'\tau^2)\cos(2\varphi)] \end{aligned} \quad (6)$$

Значение фазы излучения φ не влияет на результаты вычислений, т.к. гиперболический секанс $\operatorname{sech}(2\omega\omega'\tau^2)$ при аргументах больших единицы, стремится к нулю, что заведомо выполняется в условиях решаемой задачи. Поэтому слагаемым $\operatorname{sech}(2\omega\omega'\tau^2)\cos(2\varphi)$ в (6) можно пренебречь. Вычисления осуществлены при амплитуде излучения $E_0 = 0.001$ ат.ед.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В расчетах были использованы зависимости сечения фотоионизации $\sigma_i(\omega)$ от частоты внешнего излучения для фуллеренов C60 и C240, которые были приведены в работе [2]. Следует отметить, что характер зависимости для C240 подобен C60: наблюдается два ярко выраженных плазмонных резонанса. Основные параметры плазмонов приведены в Таблице 1.

Таким образом, вероятность фотоионизации прямо пропорциональна длительности воздействующего импульса. Очевидно, что (7) имеет смысл при $W < 1$, что накладывает ограничение на амплитуду E_0 и длительность импульса τ .

$$W = \frac{c}{8\sqrt{\pi}} \frac{\sigma_{ph}(\omega)}{\hbar\omega} E_0^2 \tau \quad (7)$$

Таблица 1. Параметры плазмонов фуллеренов C60 и C240

	Возбуждаемый плазмон	Центральная частота, эВ	Ширина, эВ
C60	Низкочастотный	16,0	2,97
	Высокочастотный	37,5	8,83
C240	Низкочастотный	12,0	1,10
	Высокочастотный	34,0	9,59

При $\omega\tau \gg 1$ выражение для вероятности фотоионизации принимает следующий вид:

Физически представляет интерес измерять время числом циклов n воздействующего излучения (цикл - полное колебание поля на несущей частоте). Для этого воспользуемся выражением, полученным в [4]:

$$n = \frac{\Delta t_p}{T} = \frac{\omega\tau}{2\sqrt{\pi}} \quad (8)$$

где $\Delta t_p = \sqrt{\pi\tau}$ – эффективная длительность импульса.

На нижеследующих графиках приведены зависимости полной вероятности фотоионизации фуллеренов C60 и C240 в зависимости от числа циклов излучения и различной отстройки воздействующего излучения (в процентах) от несущей частоты плазмонного резонанса.

Из Рис.1, 2 следует, что характер фотоионизации фуллерена C60 при длительностях в 2-3 цикла имеет нелинейный характер. При больших значениях времени зависимость стремится к линейной.

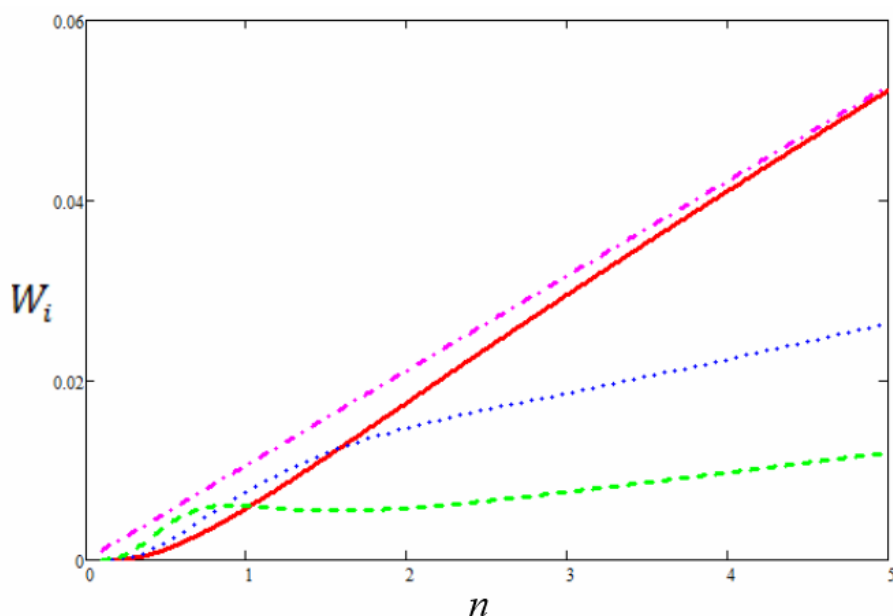


Рис. 1. Фуллерен C60, низкочастотный плазмон 16,0 эВ: сплошная кривая - 5%; точечная кривая - 15%; штриховая кривая – 30%. Штрихпунктирная кривая - линейный режим фотоионизации, отстройка - 30%

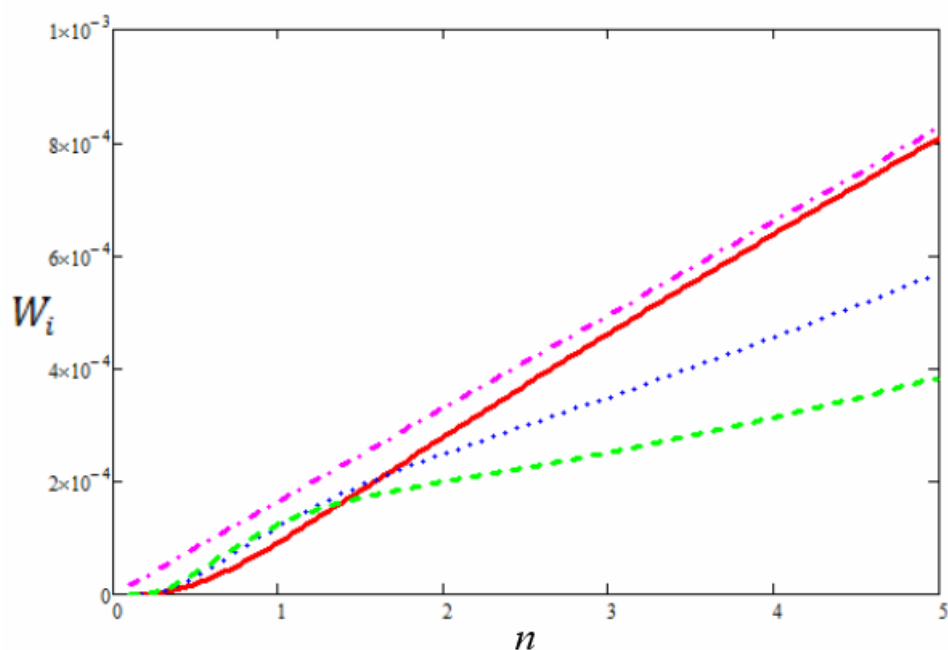


Рис. 2. Фуллерен C60, высокочастотный плазмон 37,5 эВ: сплошная кривая - 5%; точечная кривая - 15%; штриховая кривая – 20%. Штрихпунктирная кривая – линейный режим фотоионизации, отстройка - 5%

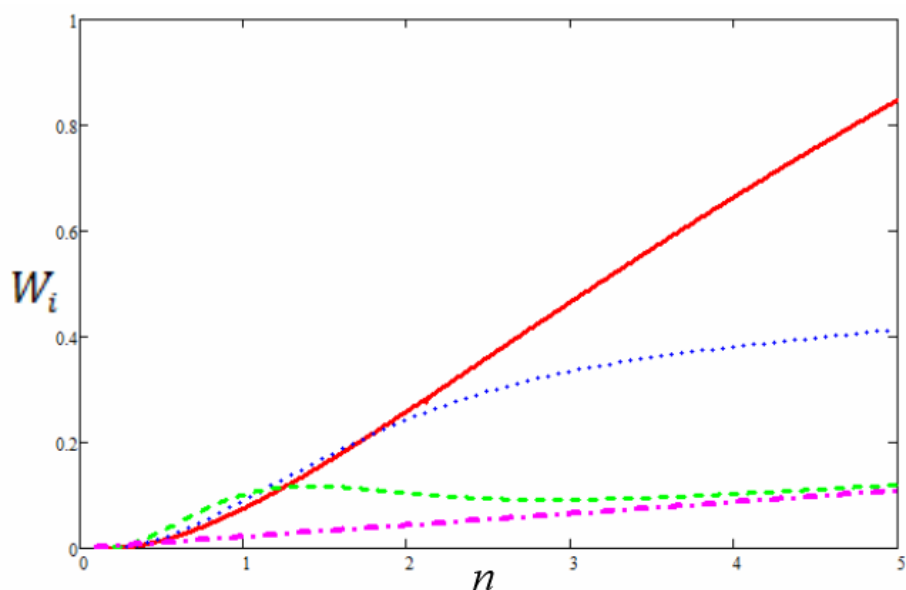


Рис. 3. Фуллерен C240, низкочастотный плазмон 12,0 эВ: сплошная кривая - 5%; точечная кривая - 15%; штриховая кривая – 30%. Штрихпунктирная кривая - линейный режим фотоионизации, отстройка - 30%

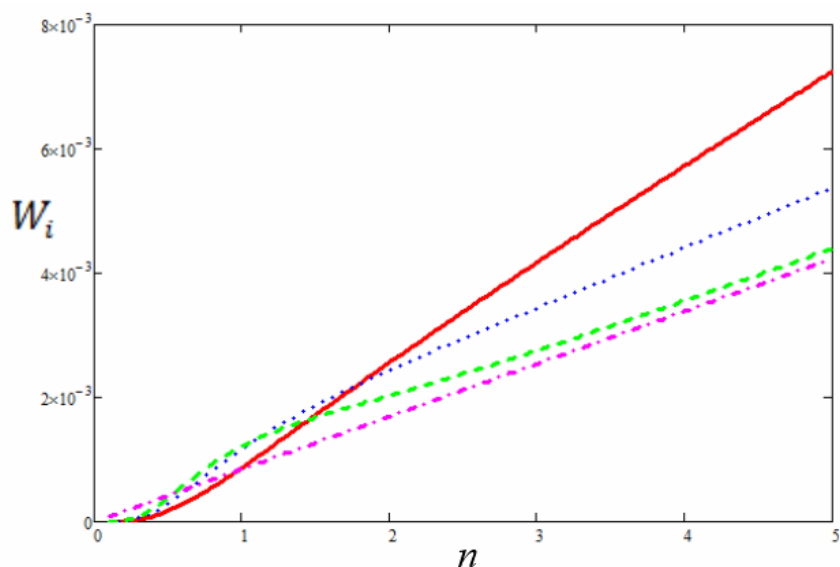


Рис. 4. Фуллерен C240, высокочастотный плазмон 34,0 эВ: сплошная кривая - 5%; точечная кривая - 15%; штриховая кривая – 20%. Штрихпунктирная кривая - линейный режим фотоионизации, отстройка - 20%

Для наглядности на рис.1 приведена зависимость фотоионизации под действием излучения с частотной отстройкой на 30% ниже несущей частоты низкочастотного плазмона, а также фотоионизационная зависимость для этой же частоты, но описываемая выражением (7), которая соответст-

вует большим временам, когда $\omega t \gg 1$. Видно, что уже после двух циклов излучения зависимость фотоионизации, описываемая выражением (3) для УКИ, является практически линейной и стремится к зависимости (7). На Рис.2 показаны подобные результаты, но в качестве примера выхода на линейный режим показаны зависимости с отстройкой в 5% от несущей частоты высокочастотного плазмона C60. На Рис. 3, 4 показаны подобные зависимости для фуллерена C240. Как следует из приведенных рисунков, качественная зависимость аналогична результатам, полученным для фуллерена C60.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассчитана и проанализирована полная вероятность фотоионизации фуллеренов C60 и C240: при длительностях импульсов излучения более 2-3 циклов зависимость имеет традиционный линейный характер, описываемый формулой (7), при меньших длительностях зависимость нелинейная, причем при больших отстройках от несущей частоты (несколько десятков процентов) возникает ярко выраженный максимум.

В работе также показано, что выражение для полной вероятности фотоионизации (3) находится в соответствии с классической формулой вероятности фотоионизации (7) при больших длительностях излучения, когда $\omega t \gg 1$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. G. Lalvani, B. Sitharaman, Multifunctional fullerene-and metallofullerene-based nanobiomaterials. // Nano LIFE 08 (2013).
2. M. McCune, et all, Plasmon–plasmon coupling in nested fullerenes: photoexcitation of interlayer plasmonic cross modes. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 44 241002 (5pp) (2011).
3. R. Bakry et. all, Medicinal applications of fullerenes. // Int J Nanomedicine, 2(4): 639–649 (2007).
4. V.A. Astapenko, Simple formula for photoprocesses in ultrashort electromagnetic field. // Physics Letters A 374 1585–1590 (2010).

ФОТОИОНИЗАЦИЯ АТОМОВ Kr, Xe УЛЬТРАКОРОТКИМИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

С.Ю. Свита, В.А. Астапенко

*Московский физико-технический институт
(государственный университет),
(141700, г. Долгопрудный, Институтский переулок, д. 9)
e-mail: sergey.svita@gmail.com*

АННОТАЦИЯ

Развитие технологии генерации ультракоротких электромагнитных импульсов (УКИ) длительностью вплоть до нескольких десятков аттосекунд обуславливает актуальность исследования их взаимодействия с атомами, атомными кластерами и наночастицами.

Целью данной работы является исследование фотоионизации атомов благородных газов Kr, Xe под воздействием УКИ. Рассмотрена ионизация атомов благородных газов скорректированными гауссовскими импульсами для различных длительностей и несущих частот УКИ.

1. ВВЕДЕНИЕ

Развитие технологии генерации ультракоротких электромагнитных импульсов (УКИ) длительностью вплоть до нескольких десятков аттосекунд [1] делает актуальным исследование их взаимодействия с атомами, атомными кластерами и наночастицами.

В настоящей работе рассматриваются особенности фотоионизации атомов благородных газов Kr, Xe под воздействием УКИ. В частности рассмотрена ионизация атомов благородных газов скорректированными гауссовскими импульсами для различных длительностей УКИ.

В статье [2] рассчитывалась вероятность фотоионизация атома ксенона как функция длительности УКИ различной формы. В результате проведенного анализа было показано, что ионизация атомов одноцикловыми аттосекундными импульсами существенно зависит от профиля импульса. В частности, вероятность ионизация гладкими косинус-импульсами выше, чем в случае синус-импульсов.

Импульсы «традиционной» гауссовской формы являются двухпараметрическими, зависящими от длительности и несущей частоты. Их использование позволяет проследить переход от коротких импульсов к квазимонохроматическому пределу. Однако, существенным недостатком данных импульсов является наличие постоянной составляющей в их спектре, что в пределе малой длительности приводит к искажению зависимости вероятности фотопроцесса от параметров УКИ.

Целью настоящей работы является исследование ионизации атомов благородных газов Kr, Xe скорректированными гауссовскими импульсами для различных длительностей и несущих частот УКИ, существенно превышающих потенциал ионизации атомов.

2. МЕТОД РАСЧЕТА

В основе метода расчета полной (за все время действия УКИ) вероятности фотоионизации атомов W_{ph} лежит выражение для величины W_{ph} , полученное в работе [3]:

$$W_{ph} = \frac{c}{4\pi^2} \int_{I_{th}}^{\infty} \sigma_{ph}(\omega') \frac{|E(\omega')|^2}{\hbar \omega'} d\omega' \quad (1)$$

где I_{th} – потенциал фотоионизации атома, $\sigma_{ph}(\omega')$ – сечение фотоионизации, $E(\omega')$ – Фурье-образ УКИ, c – скорость света в вакууме. Очевидно, что выражение (1) имеет смысл только для $W_{ph} < 1$, в рамках применимости теории возмущений.

Временная зависимость напряженности электрического поля в скорректированном гауссовском импульсе (СГИ):

$$E_{cor}(t) = \text{Re} \left[-i E_0 \frac{(1 + it/\omega\tau^2)^2 + 1/(\omega\tau)^2}{1 + 1/(\omega\tau)^2} \exp(-t^2/2\tau^2) \exp(i\omega t + i\varphi) \right] \quad (2)$$

От традиционного гауссовского импульса СГИ отличается наличием множителя перед экспонентой в правой части равенства (2). Поскольку в этот множитель входит частота ω , умноженная на мнимую единицу, спектральный максимум СГИ оказывается сдвинутым в область больших частот по отношению к величине ω (голубой сдвиг).

Фурье-образ СГИ равен:

$$E_{cor}(\omega', \omega, \tau, \varphi) = i\tau \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega'^2 \tau^2}{1 + \omega'^2 \tau^2} \left\{ e^{-i\varphi - (\omega - \omega')^2 \tau^2 / 2} - e^{i\varphi - (\omega + \omega')^2 \tau^2 / 2} \right\}. \quad (3)$$

Из формулы (3), в частности, следует, что в СГИ отсутствует постоянная составляющая напряженности электрического поля: $E_{cor}(\omega' = 0) = 0$, как об этом уже говорилось ранее.

Как следует из основной формулы (1), для вычисления вероятности фотопроцесса за все время действия УКИ необходимо знать частотную зависимость сечения рассматриваемого процесса. На рис. 1 приведены экспериментальные данные для сечений фотоионизации атомов Ar, Kr и Xe из статьи [4].

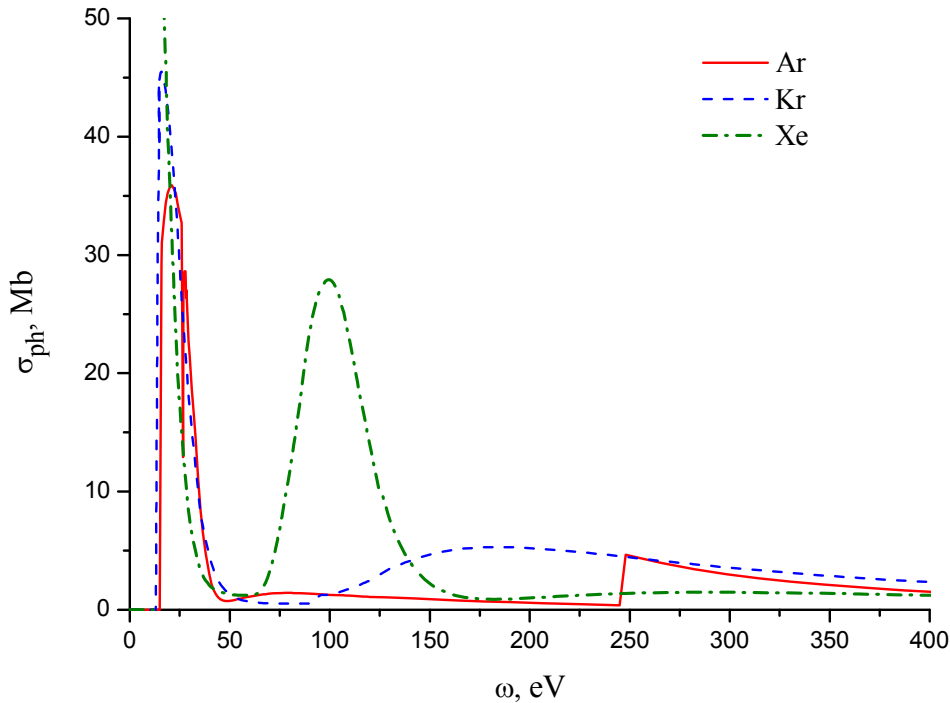


Рис. 1. Сечения фотоионизации атомов трех благородных газов [4]

Приведем выражение для полной вероятности фотоионизации под действием СГИ в квазимонохроматическом пределе $\omega \tau \gg 1$:

$$W_{ph}^{qm} \approx \frac{c}{8\sqrt{\pi}} \frac{\sigma_{ph}(\omega)}{\hbar \omega} E_0^2 \tau. \quad (4)$$

Отсюда следует, что вероятность фотоионизации в случае квазимонохроматического излучения линейно возрастает с ростом длительности им-

пульса, как это и следует из описания процесса с помощью вероятности в единицу времени.

Заметим, что равенство (4) может быть переписано в виде:

$$W_{ph}^{qm} \simeq \sigma_{ph}(\omega) j_{ph}(\omega) \Delta t_p, \quad (5)$$

где $j_{ph}(\omega) = c E_0^2 / (8 \pi \hbar \omega)$ – плотность потока фотонов, $\Delta t_p = \sqrt{\pi} \tau$ – эффективная длительность импульса. Выразим длительность импульса в количестве периодов на частоте ω , уместающихся на эффективной длительности импульса:

$$n = \frac{\Delta t_p}{T} = \frac{\omega \tau}{2\sqrt{\pi}}. \quad (6)$$

Таким образом, мерой длительности импульса наряду со временем τ может выступать безразмерный параметр n – число циклов в импульсе.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Используем вышеприведенные выражения и экспериментальные сечения фотоионизации (рис. 1) для расчета зависимости полной вероятности фотоионизации атомов криптона и ксенона под действием СГИ (2) от длительности импульса и частоты ω . Предполагаем, что амплитуда напряженности электрического поля в импульсе равна одной атомной единице:

$$E_0 = E_a = \frac{m_e^2 e^5}{\hbar^4} \cong 5.14 \cdot 10^9 \text{ V/cm}$$

Зависимость полной вероятности фотоионизации атома ксенона от длительности импульса τ для различных частот ω приведена на рис 2. Ось абсцисс отложена в аттосекундах.

Поскольку известный из литературы [1] наиболее короткий импульс длительностью 67 ас (по интенсивности) был сформирован из излучения, спектр которого охватывает диапазон от 55 до 130 эВ, рассмотрим сначала несущие частоты СГИ, отвечающие энергиям фотонов в несколько десятков эВ, так что $\hbar\omega \gg I_{th}$.

Видно, что в области малых длительностей $\tau < 50$ ас имеет место значительное отличие зависимости $W_{ph}(\tau)$ от линейной: вместо прямой линии функция $W_{ph}(\tau)$ описывается кривой с максимумом, который вырождается

в плечо с ростом частоты ω . Интервал $50 \text{ ас} < \tau < 150 \text{ ас}$ отвечает переходной области. Наконец, при $\tau > 150 \text{ ас}$ реализуется квазимонохроматический предел. Отметим, что длительность импульса в «точке перегиба» кривых τ^* возрастает с ростом частоты ω .

Аналогичные графики для фотоионизации атома криптона под действием СГИ приведены на рис. 3.

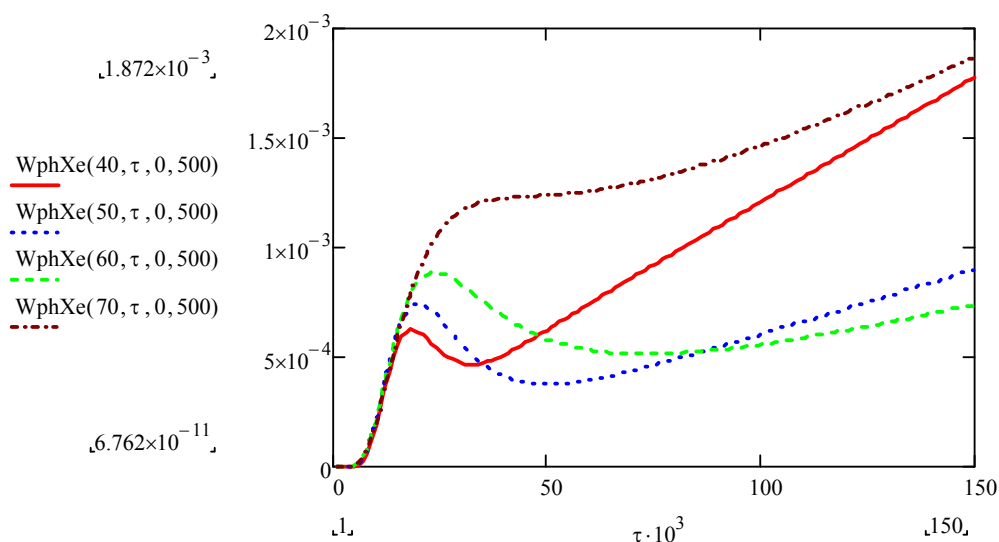


Рис. 2. Зависимость полной вероятности фотоионизации атома ксенона от длительности импульса τ для различных частот ω : сплошная кривая – $\omega = 40 \text{ эВ}$; пунктир – $\omega = 50 \text{ эВ}$; штриховая кривая – $\omega = 60 \text{ эВ}$; штрихпунктир – $\omega = 70 \text{ эВ}$

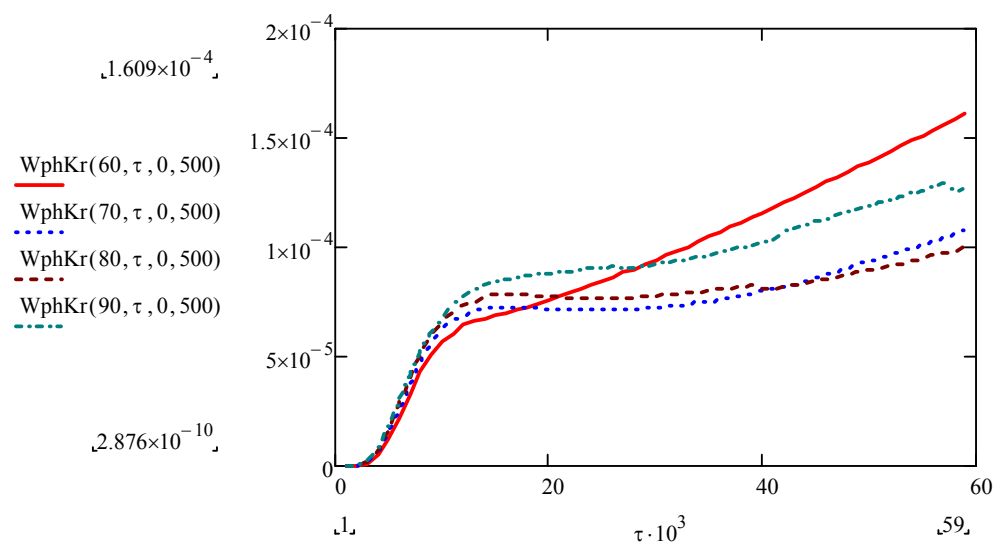


Рис. 3. Зависимость полной вероятности фотоионизации атома криптона от длительности импульса τ для различных частот ω : сплошная кривая – $\omega = 60 \text{ эВ}$; пунктир – $\omega = 70 \text{ эВ}$; штриховая кривая – $\omega = 80 \text{ эВ}$; штрихпунктир – $\omega = 90 \text{ эВ}$

Из сравнения рис. 2 и 3 следует, что в случае атома криптона нелинейность функции $W_{ph}(\tau)$ имеет место для меньших длительностей $\tau < 30$ ас, а выход на линейный режим происходит при $\tau > 60$ ас. Максимумы функции $W_{ph}(\tau)$ слабо выражены, причем имеется область частот, вблизи значения $\omega = 80$ эВ, где максимум еще проявляется, в то время как на частоте $\omega = 60$ эВ он вырождается в плечо.

Зависимость полной вероятности фотоионизации атома ксенона как функция числа циклов в импульсе (6) для различных частот ω представлена на рис. 4.

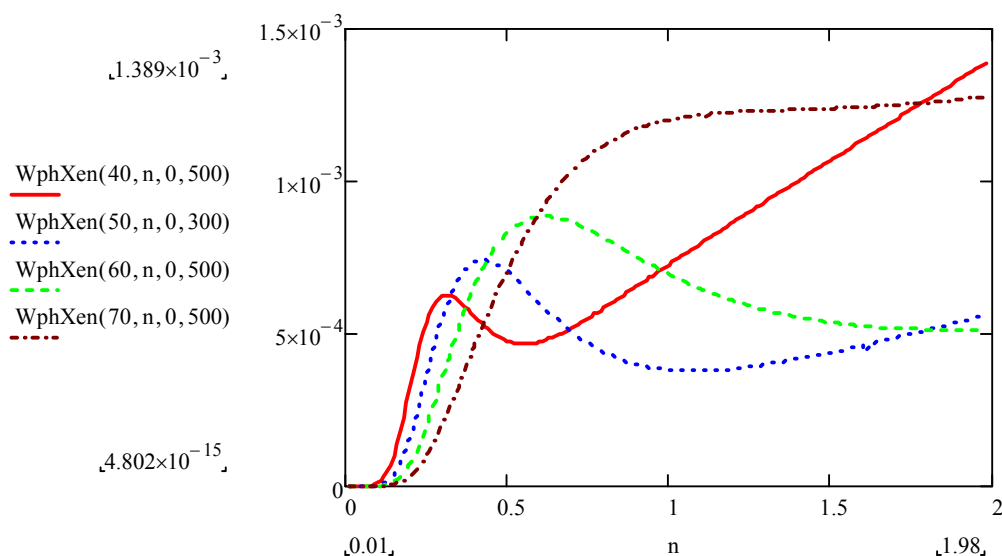


Рис. 4. Зависимость полной вероятности фотоионизации атома ксенона как функция числа циклов n в импульсе: сплошная кривая – $\omega = 40$ эВ; пунктир – $\omega = 50$ эВ; штриховая кривая – $\omega = 60$ эВ; штрих-пунктир – $\omega = 70$ эВ

Из приведенного рисунка следует, что максимумы в зависимости $W_{ph}(n)$ имеют место для субцикловых импульсов. С ростом частоты ω данные максимумы становятся менее проявленными, в то же время выход на линейную зависимость происходит для больших значений n . Так, для $\omega = 40$ эВ линейный режим реализуется при $n > 0.6$, а для $\omega = 70$ эВ – при $n > 3$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zhao K, Zhang Q, Chini M, Wu Y, Wang X and Chang Z, Tailoring a 67 attosecond pulse through advantageous phase-mismatch.// Optics Letters 2012, vol. 37, p.3891-3893.

2. A. V. Gets, V. P. Krainov, Ionization of Atoms by Attosecond Pulses.// Contrib. Plasma Phys., 2013, vol.53, No. 10, p.1 – 8.
3. Astapenko V A, Simple formula for photoprocesses in ultrashort electromagnetic field.// 2010 Phys. Lett. A, vol.374, p.1585-1590.
4. J.A.R. Samson , W.C. Stolte, Precision measurements of the total photoionization cross-sections of He, Ne, Ar, Kr, and Xe.// Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena, 2002, vol.123, p.265-276.

КОНТРОЛЬНО-ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС НА ОСНОВЕ ЦИФРОВЫХ СПЕКЛ-ИНТЕРФЕРОМЕТРОВ С НЕПРЕРЫВНЫМ ЛАЗЕРОМ И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ

Р.Н. Сергеев^{1,2}, О.А. Журавлев¹

¹*Самарский государственный аэрокосмический университет*

им. академика С.П. Королева

(национальный исследовательский университет)

(443011, г. Самара, Московское шоссе, 34)

²*ОАО «Ракетно-космический центр «Прогресс»*

(443009, г. Самара, ул. Земеца, 18)

e-mail: RomanSR@yandex.ru

АННОТАЦИЯ

Дано описание особенностей созданного в СГАУ подвижного цифрового спекл-интерферометра (ЦИ) как составной части разрабатываемого контрольно-измерительного комплекса для всесторонней экспериментальной отработки изделий аэрокосмической отрасли в наземных условиях. Приведены результаты апробационных применений созданного ЦИ.

1. ВВЕДЕНИЕ

Перед разработчиками ракетно-космической техники всегда стоит проблема обеспечения минимальной массы силовой конструкции при соблюдении жесткостных и прочностных характеристик. В настоящее время решение данной проблемы связывается с разработкой и широким применением композиционных материалов (КМ), массовые характеристики которых значительно меньше, чем металлических образцов [1]. Наиболее широкое использование в аэрокосмической отрасли получили многослойные КМ в виде сотовых панелей и оболочек [2].

Насущной задачей является дефектоскопия и определение механических характеристик разрабатываемых и создаваемых сотовых материалов и конструкций. Актуально применение здесь автоматизированных панорамных средств измерений, дающих распределение как форм и амплитуд резонансных колебаний во всех точках анализируемой поверхности, так и полей деформационных перемещений. Такие доступные по цене измери-

тельные системы создаются на основе методов корреляционной спекл-интерферометрии при использовании в оптических схемах интерферометров лазеров с непрерывным излучением [3].

Разработка ЦСИ с непрерывным лазером привела к развитию методов повышения помехоустойчивости интерферометров к случайным колебаниям. Исследования, проводимые с 2000 г. в СГАУ, позволили внести свой вклад в программные [4] и схемные [5] методы повышения устойчивости виброметрических ЦСИ с лазером непрерывного излучения. Здесь впервые были созданы мобильные ЦСИ с непрерывным лазером для определения как вибрационных характеристик, так и деформационных перемещений конструкций [6]. Исследование нормальных и тангенциальных деформационных перемещений в реальном масштабе времени стало возможным при разработке соответствующего программного обеспечения [7].

Использование наработанных в [4-7] программных методов и схемных решений впервые позволило создать подвижный ЦСИ с непрерывным лазером в качестве инструментария для дефектоскопии и получения деформационно-вибрационных характеристик полноразмерных объектов в составе разрабатываемого контрольно-измерительного комплекса. Данный ЦСИ должен иметь стабильные метрологические характеристики несмотря на размещение функциональных элементов интерферометра на рабочем столе с подвижной платформой.

2. ОПИСАНИЕ ПОДВИЖНОГО СПЕКЛ-ИНТЕРФЕРОМЕТРА В СОСТАВЕ ВИБРОМЕТРИЧЕСКОГО СТЕНДА

Рассмотрим схему созданного подвижного ЦСИ в составе стенда для исследования вибрационных характеристик образцов сотовых панелей (рисунок 1). Как видно, в состав подвижного ЦСИ входит жёстко закреплённый на штативе 5 рабочий стол 4, на котором, в свою очередь, установлены следующие функциональные элементы: лазер 1 марки LCS-DTL-317-50 с длиной волны 532 нм; двухлинзовый расширитель пучка 2; телекамера 3. Для выставления функциональных элементов интерферометра применялись две оптические линейки 6. При этом линейка 6 с телекамерой 3 крепится на столе 4 с возможностью регулирования угла между оптическими осями лазера и телекамеры.

Развитая система колёсных опор штатива 5, имеющего массу на уровне 100 кг, обеспечивает возможность свободного перемещения, а также поворота установки вокруг оси.

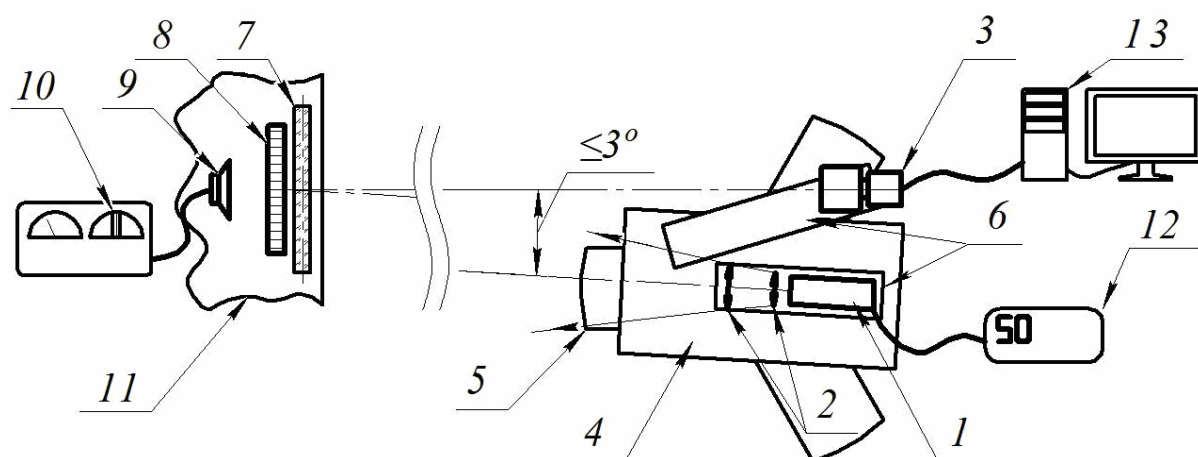


Рис. 1. Схема виброметрического стенда с подвижным ЦСИ: 1–непрерывный твердотельный лазер LCS-DTL-317-50; 2–двухлинзовый расширитель пучка; 3–телекамера с объективом; 4–рабочий стол; 5–подвижный телевизионный штатив; 6–оптическая линейка; 7–диффузор; 8–исследуемый объект – сотовая панель; 9–акустический динамик; 10–звуковой генератор; 11–массивная опора; 12–источник питания лазера; 13–ПЭВМ

Оптико-электронную схему подвижного ЦСИ дополняет пропускающая светорассеивающая пластина диффузора 7, размещенная перед исследуемым объектом 8. С помощью диффузора 7 реализуется оптическая схема ЦСИ со спекл-модулированной опорной волной и совмещенными пучками. Схема удобна в обслуживании за счет малого количества оптических элементов, простоты юстировки.

В схеме подвижного ЦСИ для регистрации спекл-изображений объекта используется телевизионная камера типа WAT-902H с фотографическим объективом Юпитер-8 и вычислительным блоком ПЭВМ с платой ввода видеоизображения AverTV. Камера обеспечивает регистрацию изображений в стандартном формате на жёсткий диск ПЭВМ (25 кадр/с). Разрешение ПЗС матрицы телекамеры 752×582 пикселей.

Результаты применения подвижного ЦСИ для получения вибрационных характеристик сотовых панелей были представлены в [8]. На рисунке 2 в качестве примера даны экспериментально полученные и подтвержденные численными методами вибрационные характеристики сотовой пластины, вывешенной по углам в жесткой рамке на четырех тросовых растяжках.

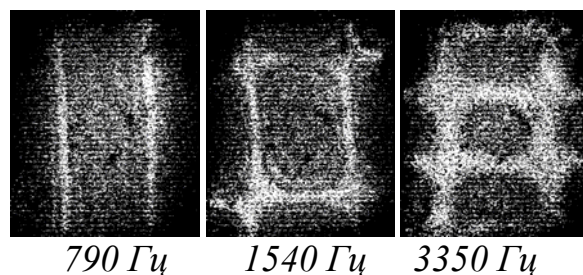


Рис. 2. Типовые формы и частоты резонансных колебаний полноразмерной сотовой пластины

Замена на рисунке 1 источников виброакустического возбуждения (поз. 9, 10) на нагревательные элементы в виде электроплитки с закрытой спиралью или фена позволяет получать нестационарные температурные деформации элементов конструкций. В данном эксперименте в качестве объекта исследования рассматривалась трехслойная сотовая пластина, выполненная из алюминиевых сплавов и имевшая габаритные размеры $212 \times 300 \times 5$ мм. Сотовая пластина 1 (рисунок 3) закреплялась на опорных полках 3 легкой металлической рамки 2 с помощью болтов с шайбами 4, моделируя конструкцию приборной панели космического аппарата. Изотропная пластина 5 использовалась для фиксации полученной модели сотовой панели в тисках.

Кратковременное нагревание пластины производилось с её обратной стороны. Температура определялась с помощью переносного радиационного пирометра Center – 350 с лазерной указкой. Максимальное изменение

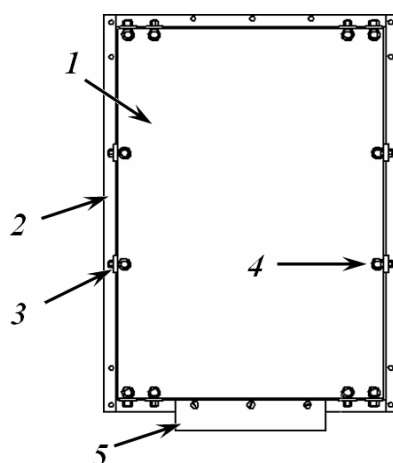


Рис. 3. Схема конструкции модели сотовой панели (со стороны, обращенной к телекамере): 1 – сотовая пластина; 2 – силовая рамка; 3 – опорная полка; 4 – крепежные болты с шайбами; 5 – крепежная пластина

температуры поверхности панели, обращенной к нагревателю, не превышало 3-4 К. Регистрация температурных деформаций сотовой панели производилась на этапе её остывания. На рисунке 4 приведены примеры полученных спекл-интерферограмм деформационных перемещений исследуемого образца сотовой панели.

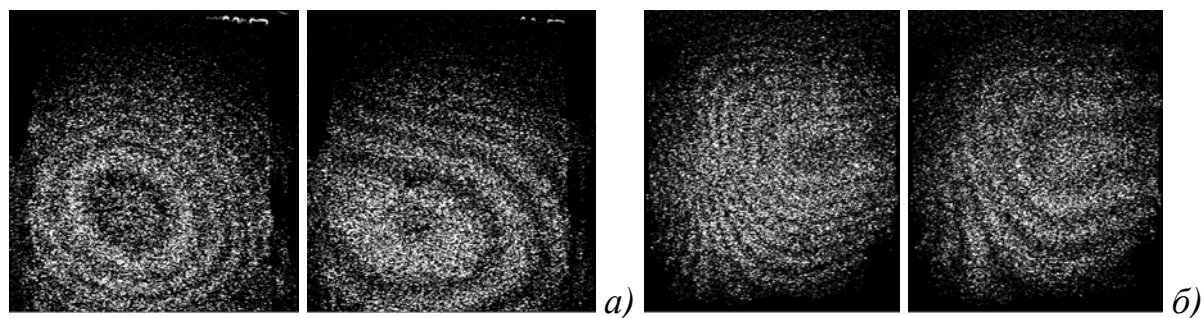


Рис. 4. Характерный вид спекл-интерферограмм деформационных перемещений сотовой панели в процессе остывания при равномерном а) и неравномерном б) закреплении

Общим недостатком приведенных на рисунке 4 спекл-интерферограмм является их малая контрастность. Это ограничивает возможности применения подвижного ЦСИ для определения полей деформационных перемещений конструкций и требует дальнейшего совершенствования системы помехоустойчивости.

Более контрастные спекл-интерферограммы (рисунок 5) были получены при использовании в качестве исследуемого объекта непосредственно пропускающей светорассеивающей пластины диффузора (см. рисунок 1, поз. 7).

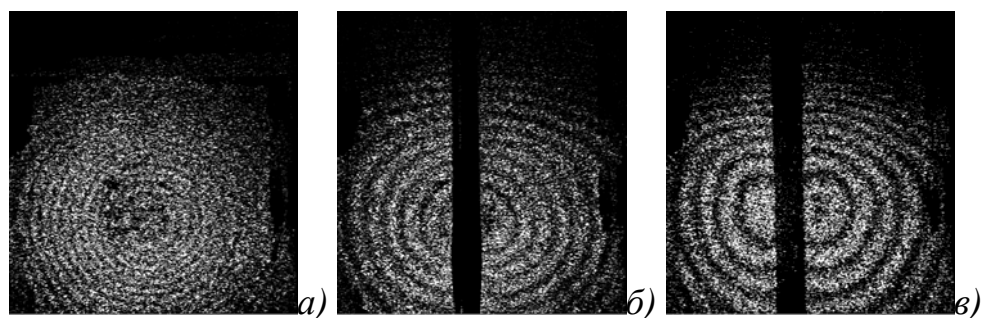


Рис. 5. Характерный вид спекл-интерферограмм температурных деформаций пластины диффузора в процессе остывания: а) без экранирования пластины; б) и в) соответственно с металлической и деревянной линейкой, контактирующей с обращенной к телекамере поверхностью

При этом сотовая пластина в схема на рисунке 1 не нагревалась и служила в качестве источника диффузно рассеянного спекл-модулированного опорного пучка. В данном случае открывается возможность применения подвижного ЦСИ для исследования оптически прозрачных материалов.

Также была выявлена возможность использования оптической схемы подвижного ЦСИ для визуализации газовых потоков, отличающихся коэффициентом преломления с воздушной средой. Для этого из оптической схемы убирается пластина диффузора, а диффузно рассеивающая поверхность сотовой пластины применяется в качестве источника рассеянного когерентного излучения.

На рисунке 6а в качестве примера приведены спекл-картины процесса истечения газовой смеси состава $N_2:CO_2 = 1:1$ из металлической трубки диаметром 8 мм при нарастании расхода. Максимальное давление смеси на входе в трубку не превышало 3 атм. На рисунке 6б показана возможность визуализации процесса взаимодействия струи с экраном как элементов конструкции.

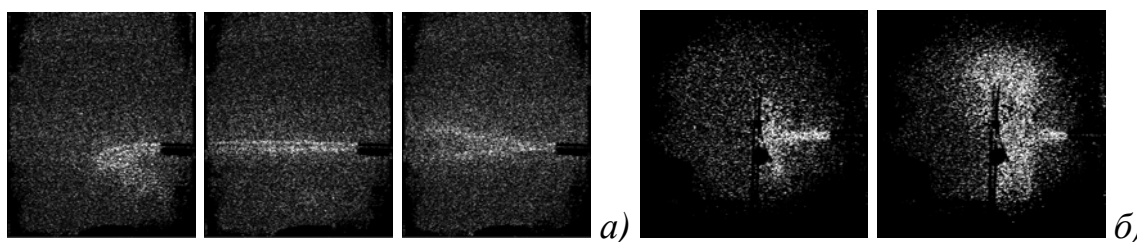


Рис. 6. Характерный вид спекл-картин газовой струи при свободном истечении а) и с взаимодействии с преградой б)

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Дано описание впервые созданного подвижного ЦСИ с непрерывным лазером, основанного на разработанных ранее и получивших экспериментальное подтверждение в мобильных интерферометрах, программных и схемных методах повышения помехоустойчивости оптических схем.

2. Отработаны методики применения подвижного ЦСИ с непрерывным лазером для получения вибрационных характеристик полноразмерных объектов, определения деформационных полей перемещений конструкций с возможностью выявления дефектов в виде некачественной сборки или

нарушения сплошности материала, визуализации процессов взаимодействия газовых потоков с преградой.

3. Созданный подвижный ЦСИ с непрерывным лазером является составной частью разрабатываемого контрольно-измерительного комплекса для экспериментальной отработки изделий аэрокосмической отрасли в наземных условиях, обеспечивая дистанционную диагностику полноразмерных объектов или составляющих их фрагментов в сборе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Справочник по композиционным материалам./ Под ред. Дж. Любина.// В 2 кн. Кн. 2 М.:Машиностроение, 1988, 584 с.
2. М. Я. Гофин, А. А. Иванов, Механика сотовых конструкций. Справочник в 2 томах. Т.1.: Проектирование и разработка сотовых конструкций. Экспериментальные исследования.// М.: Изд-во ТФ «Мир», 2010, 495 с.
3. Р. Джоунс, К. Уайкс, Голографическая и спекл-интерферометрия.//М.: Наука, 1986, 328 с.
4. С. Ю. Комаров, Помехоустойчивый цифровой спекл-интерферометр для виброметрии объектов на основе метода усреднения во времени: Дисс. канд. техн. наук.// Самара:СГАУ, 2004, 234 с.
5. А . И. Жужукин, Мобильный цифровой спекл - интерферометр для виброметрии деталей и узлов ГТД: Дисс. ... канд. техн. наук.// Самара: СГАУ, 2011, 224 с.
6. O.A. Zhuravliov, Yu. N. Shaposhnikov, Yu. D. Sheglov, S. Yu. Komarov, A. I. Zhuzhukin, A. V. Ivchenko, R. N. Sergeev, The Noiseproof Digital Speckle Pattern Interferometer for Vibration Modes Study to Industrial Demands [Электронный продукт].// International Conference on Applications for Image based Measurements (ICAIM). Germany: DANTEC DYNAMICS, 2012.
7. Р.Н. Сергеев, Применение цифрового спекл-интерферометра с непрерывным лазером для исследования неустановившихся температурных деформаций.// Известия СНЦ РАН, т. 13, №4(2), 2011, с. 628-631.
8. Е. В. Шахматов, О. А. Журавлев, Р. Н. Сергеев, А. И. Сафин Разработка и применение подвижного цифрового спекл-интерферометра для виброметрии модельных образцов сотовых панелей.// Сб. докладов междун. н.-т. конференции «Динамика и виброакустика машин». Самара: СГАУ, 2014, В 2 томах. Том 2, с.724-729.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЧИСЛОВОЙ АПЕРТУРЫ НА РЕГИСТРИРУЕМЫЙ СИГНАЛ В ДИФРАКЦИОННОМ ФАЗОВОМ МИКРОСКОПЕ

Н.А. Талайкова¹, А.Л. Кальянов¹, В.П. Рябухо^{1,2}

¹*Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,
кафедра оптики и биофотоники
(410012, г. Саратов, ул. Астраханская, 83)*

²*Институт проблем точной механики и управления РАН
(410028, г. Саратов, ул. Рабочая, 24)
e-mail: natalyatalaykova@gmail.com*

АННОТАЦИЯ

В работе приведены теоретическое и экспериментальное исследования зависимости регистрируемого сигнала в дифракционном фазовом микроскопе (ДФМ) от апертуры осветительной системы (в диапазоне 0-0.03) и от размера окна фильтра опорного плеча интерферометра (в диапазоне 15-500 мкм). Показана значительная зависимость регистрируемого сигнала от указанных параметров, в том числе изменение измеряемой толщины и искажение формы фазового профиля объекта. Определены допустимые значения апертуры и размера пространственного фильтра.

1. ВВЕДЕНИЕ

Дифракционная фазовая микроскопия - один из методов интерференционной микроскопии, применяемый для исследования объектов как биологического, так и технического характеров [1-4]. Отличие дифракционной фазовой микроскопии от других интерференционных методов заключается в принципе разделения светового поля в интерферометре, и важным параметром является прохождение опорным и объектными полями единых оптических элементов, поскольку это обеспечивает высокую стабильность системы и низкую чувствительность к внешним вибрациям [1], что позволяет проводить достаточно точные измерения.

2. ДИФРАКЦИОННАЯ ФАЗОВАЯ МИКРОСКОПИЯ

ДФМ собран на оптическом микроскопе (CarlZeiss, AxioLab.A1, Германия) с дополнительным интерференционным модулем – дифракционным фазовым модулем (рис. 5). Он включает в себя две линзы ($f_{L1}=50$ мм, $f_{L2}=100$ мм), дифракционную решетку (100 штрихов/мм) и цифровую камеру (DCC1545M, Thorlabs, Germany), и собран по схеме 4- f системы, обеспечивающей дополнительное увеличение изображения объекта $f_{L2}/f_{L1} = 2$.

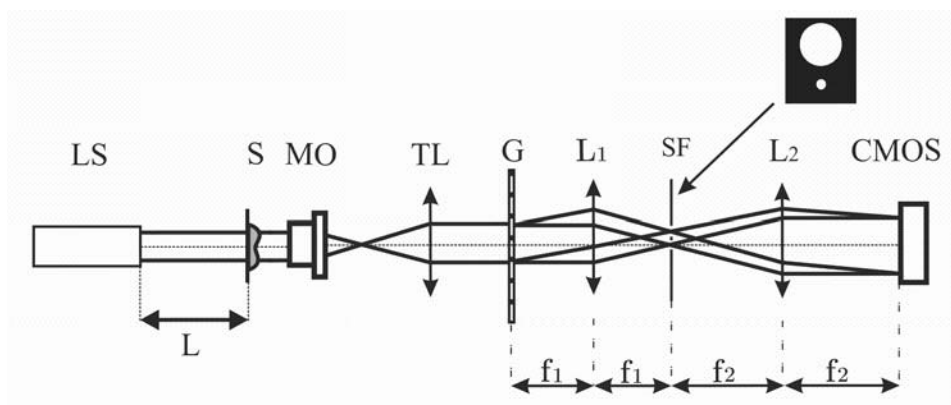


Рис. 1. Экспериментальная схема дифракционного фазового микроскопа. LS – источник света, S – исследуемый объект, МО – микрообъектив, TL – тубусная линза, G – дифракционная решетка, $L_{1,2}$ – линзы, SF – пространственный фильтр, CMOS – цифровая камера. L – перемещение источника света

В задней фокальной плоскости тубусной линзы микроскопа формируется увеличенное изображение объекта $f(x; y)$, там же, где расположена дифракционная решетка $g(x; y)$. Световое поле в плоскости дифракционной решетки может быть описано следующим уравнением:

$$f_{ip}(x; y) = f_{obj}(x; y) \cdot g(x; y). \quad (1)$$

Пространственные спектры всех дифракционных порядков формируются в задней фокальной плоскости первой линзы:

$$F_{ip}(u; v) = F_{obj}(u; v) \otimes G(u; v) \quad (2)$$

где $G(u; v)$, $F_{obj}(u; v)$ – пространственные спектры дифракционной решетки и исследуемого объекта, соответственно.

Если в задней фокальной плоскости первой линзы (Фурье-плоскости) установить фильтр с амплитудным пропусканием $S(u, v)$, то он промодулирует Фурье-спектр изображения, который примет вид $F_{ip}(u, v)S(u, v)$. В результате такой модуляции изображение, возникающее в задней фокальной плоскости второй линзы, будет иметь вид

$$h(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} s(x-u, y-v) f_{ip}(x, y) du dv \quad (3)$$

Данное выражение есть свёртка исходного перевёрнутого изображения $f_{ip}(x, y)$ с функцией $s(x, y)$, представляющей собой Фурье-образ амплитудного фильтра:

$$H(u, v) = F_{ip}(u, v) \otimes S(u, v) \quad (4)$$

Пространственный фильтр SF применяется для исключения всех дифракционных порядков, кроме 0-го и 1-го. Для 0-го дифракционного порядка используется фильтр низких частот, который применяется для формирования опорного плеча интерферометра, не содержащего высокие пространственные частоты, в 1-ом сохраняются все пространственные компоненты, а, следовательно, и полная информация об объекте. В соответствии с этим, поле 1-го дифракционного порядка представляет собой объектное плечо.

В задней фокальной плоскости линзы L_2 установлен цифровой датчик изображения, который регистрирует наложенные световые поля обоих дифракционных порядков. Интерференционная картина в плоскости регистратора описывается следующим выражением:

$$I(x; y) = I_0(x; y) + I_R(x; y) + 2\sqrt{I_0 I_R} \cos\left(\frac{2\pi}{d}x - \frac{2\pi}{d}y + \varphi(x; y)\right), \quad (5)$$

где $I_0(x, y)$, $I_R(x, y)$ - распределение интенсивности объектного и опорного полей, соответственно; d - период дифракционной решетки; $\varphi(x, y)$ - фазовый набег при прохождении волны через объект (или отражении от объекта) [3].

Регистрируемая интерференционная картина преобразуется в фазовый портрет с помощью преобразования Гильберта. Полученный фазовый портрет, после применения операции развертки фазы и линейного детренда, описывает изменение оптической толщины (ИОТ) исследуемого объек-

та. Фаза предметной волны и распространение этой фазы по всему изображению (так называемая фазовая карта) несет количественную информацию об объекте, благодаря чему могут быть посчитаны его морфологические характеристики.

2.1. Влияние апертуры осветительной системы на регистрируемый сигнал

Для получения экспериментальных данных о влиянии апертуры осветительной системы ДФМ использовались два источника освещения – He-Ne-лазер ($NA \approx 0$) и красный светодиод ($\lambda_0=650$ нм, $\Delta\lambda=20$ нм). Перемещением светодиода L (рис. 1) задавались числовые апертуры $NA=0.006$; 0.008 ; 0.01 ; 0.02 ; 0.03 . График зависимости ИОТ от пространственной координаты для различных числовых апертур представлен на рис. 2 (в).

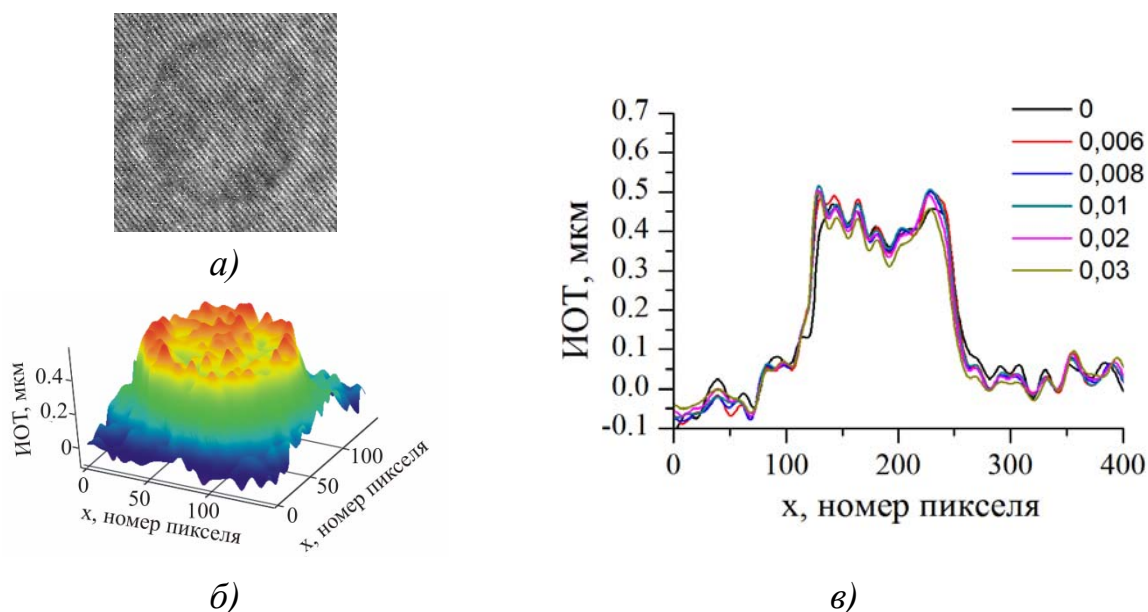


Рис. 2. а) Интерференционная картина клетки крови человека, б) Восстановленная фазовая карта, в) Зависимость ИОТ от пространственной координаты (центральная линия на рис.2 (а)). На вклейке - значения числовой апертуры осветительной системы

Как видно из рисунка 2(в) восстановленная форма поверхности клетки крови не изменяется в зависимости от величины числовой апертуры осветительной системы, изменение этого параметра вносит незначительный вклад в измерение толщины объекта (табл.1). Из полученных результатов следует вывод, что измерения могут проводиться в лазерном свете с числовой апертурой освещения $NA \sim 0$.

Таблица 1. Изменение оптической толщины клетки крови в зависимости от числовой апертуры осветительной системы.

NA	0	0.006	0.008	0.01	0.02	0.03
Толщина, мкм	0.397	0.453	0.452	0.46	0.459	0.471

2.2. Влияние размера окна пространственного фильтра на регистрируемый сигнал

Для фильтрации высоких частот в опорном плече интерферометра и формирования плоского поля используется апертура с малым диаметром.

Диаметр окна нулевого порядка был рассчитан по формуле [4]:

$$D_0 \leq \frac{2.44 \lambda f_2}{d}, \quad (6)$$

где d – диагональ матрицы приемника излучения, f_2 – фокусное расстояние второй линзы, что для данной системы составляет: $D_0 \leq 18 \text{ мкм}$.

Диаметр фильтра для 1-го дифракционного порядка определяется максимальной пространственной частотой u_{max} :

$$D = 2 \lambda f_1 u_{max}. \quad (7)$$

$$D = 2 \lambda f_1 u_{max} = \frac{2 \lambda f_1}{M x_0} = \frac{2 f_1 NA}{1.22 M},$$

где x_0 – разрешение, M – увеличение, NA – числовая апертура микроскопа. В полученной системе $D = 530 \text{ мкм}$, что соответствует минимальному размеру окна первого порядка.

Для анализа влияния размера окна пространственного фильтра на регистрируемый сигнал использовались окна различных диаметров в диапазоне от 15 до 1000 мкм. На рис. 3 представлены сравнительные характеристики ИОТ для различных размеров окна фильтра – 15, 120, 500, 1000 мкм. Такие величины, как диаметр окна 1-го порядка и расстояние между центрами окон являлись фиксированными и составляли 3 мм и 3.3 мм, соответственно.

При измерении ИОТ для фильтров $D_0 \geq D$ была выявлена деградация регистрируемого сигнала, которая проявляется в изменении измеряемой толщины и искажении формы фазового профиля объекта. Для фильтра диаметра $D_0 = 15 \text{ мкм}$, который удовлетворяет условию (6) среднеквадратичное отклонение ИОТ составляет $\sigma_{15} = 0.026$.

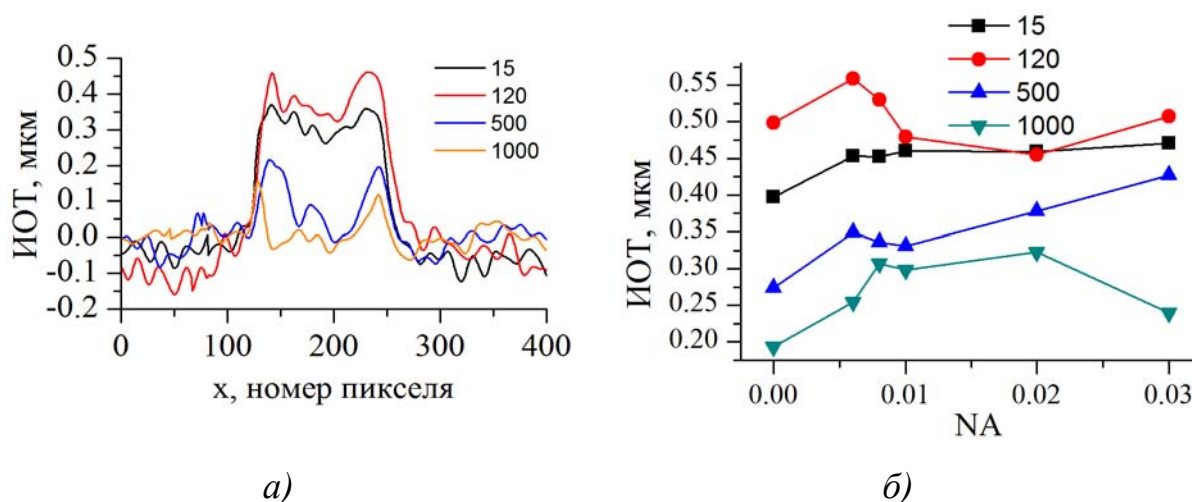


Рис. 3. Влияние размера окна пространственного фильтра а) профиль вдоль строки изображения ($NA \approx 0$); б) Изменение оптической толщины клетки крови в зависимости от числовой апертуры осветительной системы и апертуры пространственного фильтра

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для исследования влияния числовой апертуры на регистрируемый сигнал использовался дифракционный фазовый микроскоп с изменяемой системой освещения (He-Ne-лазер и низко-когерентный источник). В связи с тем, что ДФМ представляет собой оптический микроскоп с дополнительным интерференционным модулем, данное исследование дает широкое представление о влиянии числовой апертуры осветительной системы, как и в оптической микроскопии, так и в методах интерференционной микроскопии. В дифракционной фазовой микроскопии важным параметром является размер окна пространственного фильтра для формирования опорного плеча интерферометра. Для полученной системы были рассчитаны оптимальные параметры и создан соответствующий пространственный фильтр с диаметром окна 0-го порядка – 15 мкм, 1-го порядка – 3 мм, расстояние между центрами окон – 3.3 мм.

Работа выполнена в рамках государственного задания в сфере научно-исследовательской деятельности №2014/203 НИР №1490 «Разработка оптических методов и средств контроля структуры и динамики биологических сред».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Н.А. Талайкова, А.Л. Кальянов, В.В. Лычагов, В.П. Рябухо, Л.И. Малинова, Дифракционный фазовый микроскоп. // Проблемы оптической физики и биофотоники SFM-2012, 2012, с. 8-10.
2. C. Martinez-Torres, L. Berguiga, L. Streppa, E. Boyer-Provera, L. Schaeffer, J. Elezgaray, A. Arneodo, F. Argoul, Diffraction phase microscopy: retrieving phase contours on living cells with a wavelet-based space-scale analysis. // Journal of Biomedical Optics, 2014, v.19(3), 036007.
3. N.A. Talaykova, A.L. Kalyanov, V.V. Lychagov, V.P. Ryabukho, L.I. Malinova, Change dynamics of RBC morphology after injection glucose for diabetes by diffraction phase microscope. // Proc. SPIE, 2013, v. 9032, 90320F.
4. B. Bhaduri, C. Edwards, H. Pham, R. Zhou, T. H. Nguyen, L. L. Goddard, G. Popescu, Diffraction phase microscopy: principles and applications in materials and life sciences. // Advances in Optics and Photonics, 2014, v. 6, p. 57–119.

НОВАЯ МОДЕЛЬ ДЕАКТИВАЦИИ $O_2(a^1\Delta)$ В ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНОМ КИСЛОРОДНО-ЙОДНОМ ЛАЗЕРЕ

А.П. Торбин^{1,2}, А.А. Першин^{1,2}, В.Н. Аязов^{1,2}

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

²Самарский государственный аэрокосмический университет
им. академика С.П. Королева
(национальный исследовательский университет)
(443011, г. Самара, Московское шоссе, 34)
e-mail: torbinalex@gmail.com

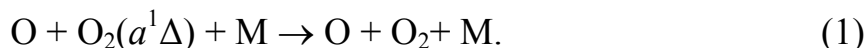
АННОТАЦИЯ

Для повышения производительности электроразрядного кислородно-йодного лазера необходимо увеличивать давление O_2 на выходе электроразрядного генератора синглетного кислорода $O_2(a^1\Delta)$. Механизм деактивации $O_2(a^1\Delta)$ при повышенных давлениях кислорода до конца не изучен. В данной работе показано, что колебательно-возбужденный озон $O_3(v)$, образованный в трехчастичном процессе рекомбинации $O + O_2 + M \rightarrow O_3(v) + M$, играет важную роль в деактивации синглетного кислорода в смесях $O-O_2-O_3$. В послеразрядной зоне главным каналом деактивации $O_2(a^1\Delta)$ является процесс $O_3(v \geq 2) + O_2(a^1\Delta) \rightarrow 2O_2 + O$. Если не принимать никаких мер по снижению концентрации атомов кислорода, то вклад этого процесса в общую скорость удаления синглетного кислорода будет значительным даже в разрядной зоне.

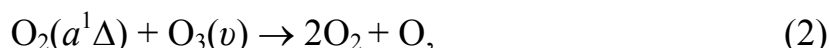
1. ВВЕДЕНИЕ

Низкий коэффициент усиления активной среды электроразрядного кислородно-йодного лазера (ЭКИЛ) [1] не позволяет осуществлять эффективный съем запасенной в синглетном кислороде $O_2(a^1\Delta)$ энергии [2]. Для повышения коэффициента усиления необходимо увеличивать концентрации как атомов йода, так и молекул $O_2(a^1\Delta)$. Обнаружено [3], что скорость деактивации $O_2(a^1\Delta)$ на выходе электроразрядного генератора синглетного кислорода (ЭГСК) растет с увеличением концентраций атомов кислорода $[O]$, молекул кислорода $[O_2]$, а также буферного газа $[M]$. Темп убыли

$O_2(a^1\Delta)$ на выходе ЭГСК удовлетворительно объясняется феноменологическим трехчастичным механизмом деактивации [3]



В [4-6] также наблюдали аномально высокую скорость деактивации $O_2(a^1\Delta)$ в смесях $O-O_2-Ar-He-CO_2$ в послефотолитической зоне. При этом добавление Ar не сказывалось на скорости деактивации, а добавление He и CO_2 даже уменьшало темп деактивации $O_2(a^1\Delta)$ [6], что находится в противоречии с механизмом (1). Темп убыли $O_2(a^1\Delta)$ в послефотолитической зоне хорошо объясняется химическим процессом [5, 6]



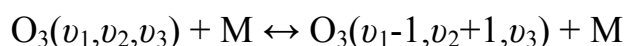
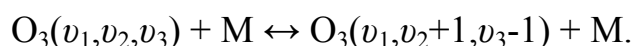
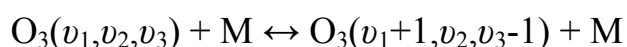
где колебательно-возбужденная молекула озона $O_3(v)$ образуется в процессе трехчастичной рекомбинации [7]



Здесь $v=v_1+v_2+v_3$ – суммарное число квантов на деформационной $v_2=701\text{ см}^{-1}$, симметричной $v_1=1103\text{ см}^{-1}$ и антисимметричной $v_3=1042\text{ см}^{-1}$ валентных модах молекулы озона [7]. В ряде работ [7-10] также отмечается, что $O_3(v)$ эффективно реагирует с $O_2(a^1\Delta)$. Несмотря на это, процесс (2) ранее не привлекался для объяснения высокого темпа убыли $O_2(a^1\Delta)$ на выходе ЭГСК. Целью данной работы является определение влияния процесса (2) на динамику $O_2(a^1\Delta)$ в ЭКИЛ.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И АНАЛИЗ

Кинетическая схема процессов с участием колебательно-возбужденного озона приведена в [6]. Отсутствие измеренных значений вероятностей возбуждения колебательных мод молекулы O_3 в процессе (3) и констант скоростей процесса (2) для конкретных наборов значений v_1 , v_2 и v_3 осложняет моделирование колебательной кинетики озона. В [5] показано, что упрощенная модель колебательной кинетики озона с объединенной модой v , адекватно описывает экспериментальные результаты, полученные в [4-6]. В процессе (3) образуется молекула озона с $v \geq 2$ [5, 7]. В столкновениях с частицами среды колебательные кванты перераспределяются между тремя модами



$O_3(v)$ деактивируется в VT процессе [7]



или удаляется в химических реакциях (2) и



Скорости реакций (2) и (5) с $v < 2$ медленные и не оказывают существенного влияния на кинетику $O_3(v)$ [5]. Для $v \geq 2$ в [5] приводятся следующие значения констант скоростей реакций: $k_2 = 4,1 \times 10^{-11} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ и $k_5 = 1,2 \times 10^{-11} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$.

Квазистационарная концентрация $O_3(v \geq 2)$ может быть найдена из баланса его образования в процессе (3) и убыли в процессах (2), (4) и (5):

$$[O_3(v \geq 2)] = \frac{\sum_M k_3^M [O][O_2][M]}{k_2[O_2(a)] + \sum_M k_4^M [M] + k_5[O]}. \quad (6)$$

Покажем, что процесс (2) обеспечивает такие же скорости убыли $O_2(a^1\Delta)$ как и процесс (1) для условий экспериментов работы [3], где впервые был предложен трехчастичный процесс деактивации. Для этого рассмотрим отношение скоростей этих процессов с учетом (6):

$$Q_{2/1} = \frac{k_2[O_3(v \geq 2)][O_2(a)]}{\sum_M k_1^M [O][O_2(a)][M]} = \frac{k_2[O_2] \sum_M k_3^M [M]}{\sum_M k_1^M \left(k_2[O_2(a)] + \sum_M k_4^M [M] + k_5[O] \right)}$$

Для условий экспериментов [3]: $Ar:O_2=99:1$, давление смеси 100 Торр, концентрация молекул синглетного кислорода $[O_2(a)] = 1,5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $[O] = 2 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, температура смеси $T=300 \text{ К}$ при $k_1^{Ar} = 0,62 \times 10^{-32} \text{ см}^6 \text{ с}^{-1}$ [3], $k_1^{O_2} = 1 \times 10^{-32} \text{ см}^6 \text{ с}^{-1}$ [3], $k_3^{O_2} = 6 \times 10^{-34} \text{ см}^6 \text{ с}^{-1}$ [3], $k_3^{Ar} = 0,62 \times k_3^{O_2}$ [3], $k_4^{O_2} = 3 \times 10^{-14} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ [7], $k_4^{Ar} = 5,9 \times 10^{-15} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ [7] отношение $Q_{2/1}$ близко к единице. Следовательно, процесс (2) обеспечивает темпы убыли $O_2(a^1\Delta)$ на выходе ЭГСК.

Скорость процесса (2) с учетом (6) может быть представлена в виде:

$$R_2 = k_2[O_3(v \geq 2)][O_2(a)] = \frac{k_2[O_2(a)] \sum_M k_3^M [O][O_2][M]}{k_2[O_2(a)] + \sum_M k_4^M [M] + k_5[O]}$$

Для типичных условий в послеразрядной зоне ЭГСК [1]: $[He] = 9 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $[O_2] = 2,5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $[O] = 5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $[O_2(a)] = 3 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $T=550 \text{ К}$ слагаемые в знаменателе удовлетворяют условию $k_2[O_2(a)] \gg \sum_M k_4^M [M] + k_5[O]$. В этом случае $R_2 \approx \sum_M k_3^M [O][O_2][M]$ и скорость процесса (2) лимитируется скоростью образования $O_3(v)$ в процессе трехчастичной рекомбинации (3). Это

явилось причиной, почему в [3] склонились в пользу трехчастичной деактивации $O_2(a^1\Delta)$.

На рисунке 1 представлены временные профили концентраций O , $O_2(a^1\Delta)$ и O_3 на выходе несамостоятельного разряда для условий эксперимента из [3]: состав газовой смеси $Ar:O_2 = 99:1$, общее давление $P = 100$ Торр. Символами обозначены экспериментальные значения концентрации $O_2(a^1\Delta)$ из [3]. Сплошными линиями на рисунке показаны расчетные значения концентраций согласно двухчастичному (процесс (2)), а пунктирными – трехчастичному (процесс (1)) механизму деактивации синглетного кислорода.

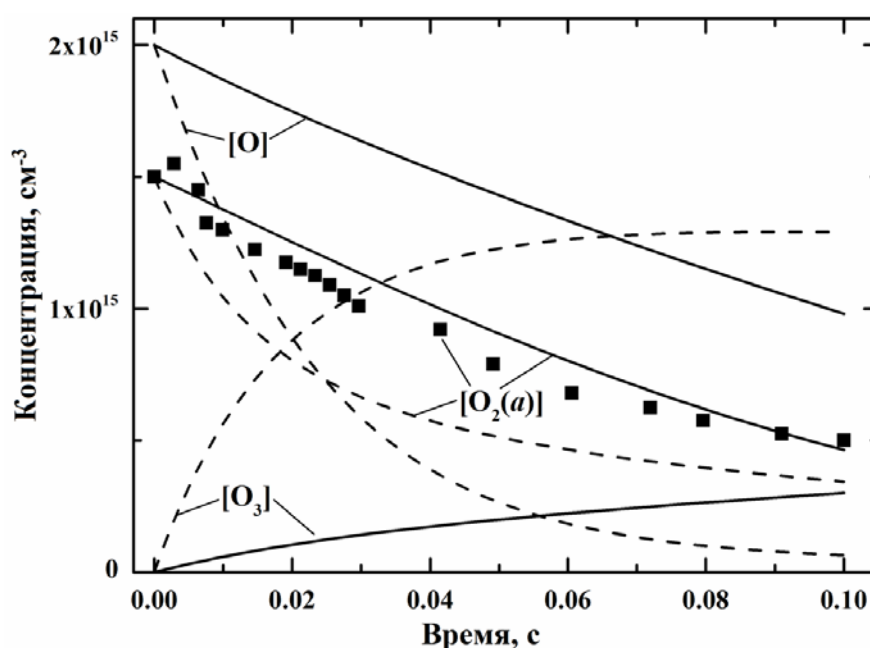


Рис. 1. Временные профили концентраций O , $O_2(a^1\Delta)$ и O_3 в послеразрядной зоне

Из рисунка 1 очевидно, что предложенная кинетическая модель двухчастичной деактивации синглетного кислорода обеспечивает лучшее согласование с экспериментально полученными значениями концентрации $O_2(a^1\Delta)$, чем трехчастичная. Более того, предложенная модель предсказывает более низкие скорости удаления атомарного кислорода и наработки O_3 вследствие регенерации атомов O в процессе (2). В результате согласно двухчастичному механизму деактивации $O_2(a^1\Delta)$ концентрация атомов кислорода падает всего в два раза за 0,1 с, в то же время как в трехчастичной кинетической модели она снижается практически до нуля за такой же промежуток времени.

Реакция (2) может вносить заметный вклад в скорость убыли $O_2(a^1\Delta)$ также в разрядной зоне ЭГСК. Рассмотрим отношение скорости данной реакции к скорости самого быстрого процесса в разрядной зоне - деактивации $O_2(a^1\Delta)$ электронным ударом



константа скорости которой $k_7 = 1,02 \times 10^{-9} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ [11].

Отношение скоростей процессов (2) и (7) определяется по формуле:

$$Q_{2/7} = \frac{k_2[O_3(v \geq 2)][O_2(a)]}{k_7[e][O_2(a)]} = \frac{k_2 \sum_M k_3^M [O][O_2][M]}{k_7[e] \left(k_2[O_2(a)] + \sum_M k_4^M [M] + k_5[O] \right)}.$$

Для экспериментальных условий [12] отношение скоростей процессов (2) и (7) составляет $Q_{2/7} \approx 0,2$, в случае когда атомы О не удалялись из системы. В экспериментах с уменьшенной концентрации атомов О за счет добавления NO и покрытия стенок камеры окисью ртути отношение намного меньше $Q_{2/7} \approx 0,03$. Следовательно, процесс (2) дает заметный вклад в скорость убыли $O_2(a^1\Delta)$ также в разрядной зоне ЭГСК в случаях когда имеется избыток атомов О. В [12] за счет удаления избытка атомов О получена рекордная плотность $O_2(a^1\Delta)$ в ЭГСК.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, процесс (2) предсказывает наблюдаемые скорости деактивации $O_2(a^1\Delta)$ как в послеразрядной [3], так и в послефотолизной [5] зонах. Процессы (2)-(5) также необходимо включать в кинетическую схему процессов разрядной зоны ЭГСК. В ряде работ [4-9] приведены экспериментальные факты в пользу процесса (2), тогда как процесс (1) феноменологический и он не объясняет темпы убыли $O_2(a^1\Delta)$ в послефотолизной зоне [4, 5]. Скорость деактивации $O_2(a^1\Delta)$ может быть уменьшена удалением избытка атомов О, например, добавлением в смесь NO [1] или покрытием стенок камеры окисью ртути [12], а также добавлением в смесь на выходе ЭГСК тушителей $O_3(v)$, таких как CO_2 , SF_6 , SiF_4 и т.д.

Работы в СГАУ поддержаны Минобрнауки РФ в рамках программы повышения конкурентоспособности СГАУ на 2013-2020 гг. и Государственного задания вузам и научным организациям в сфере научной деятельности, (гос. задание № 3.161.2014/К), а в СФ ФИАН поддержаны РФФИ (грант № 14-05-97013).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Benavides G.F., Woodard B.S., Zimmerman J.W., Palla A.D., Day M.T., King D.M., Carroll D.L., Verdeyen J.T., Solomon W.C. *IEEE J. Quantum Electr.* 48, 741 (2012).
2. Mezhenin A.V., Azyazov V.N., *IEEE J. Quantum Electr.*, 49, 739 (2013).
3. Vasiljeva A.N., Klopovskiy K.S., Kovalev A.S., Lopaev D.V., Mankelevich Y.A., Popov N.A., Rakhimov A.T., Rakhimova T.V. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 37, 2455 (2004).
4. Azyazov V.N., Mikheyev P.A., Postell D., Heaven M.C. *Chem. Phys. Lett.* 482, 56 (2009).
5. Azyazov V.N., Heaven M.C. *Int. Jour. Chem. Kinet.* (2014) в печати.
6. Azyazov V.N., Mikheyev P.A., Heaven M.C. *Proc. SPIE* 7751, 77510E (2010).
7. Steinfield J.I., Adler-Golden S.M., Gallagher J.W. *J. Phys. Chem. Ref. Data* 16, 911 (1987).
8. Kurylo M.J., Braun W., Kaldor A., Freund S.M., Wayne R.P. *J. Photochem.* 3, 71 (1974).
9. Rawlins W.T., Caledonia G.E., Armstrong R.A. *J. Chem. Phys.* 87, 5209 (1987).
10. Клоповский К.С., Ковалев А.С., Лopaев Д.В., Рахимов А.Т., Рахимова Т.В. *Физика плазмы* 18, 1606 (1992).
11. Zimmerman, J.W., Dissertation, University of Illinois at Urbana-Champaign
12. Braginsky O.V., Kovalev A.S., Lopaev D.V., Proshina O.V., Rakhimova T.V., Rakhimov A.T., Vasilieva A.N. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 40, 6571 (2008).

РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ ПОРОГОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ НА ОСНОВЕ ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ СТЕКЛООБРАЗНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

С.А. Фомченков, А.В. Волков, М.А. Советкина

Самарский государственный аэрокосмический университет

им. академика С.П. Королева

(национальный исследовательский университет)

(443011, г. Самара, Московское шоссе, 34)

e-mail: s.a.fom@mail.ru

АННОТАЦИЯ

Предложена конструкция планарного многошнурового порогового элемента. Разработана система контроля степени чистоты поверхности подложки. Предложены и отработаны четыре способа создания микро-рельефа поверхности подложки. Разработан и изготовлен испаритель многокомпонентных материалов. Проведен ряд экспериментов и изучены зависимости напряжений прямого и обратного переходов, а также количество хорошо различимых состояний порогового элемента от его геометрических размеров.

1. ВВЕДЕНИЕ

Халькогенидные стеклообразные полупроводники (ХСП) – это многокомпонентные химические соединения халькогенидов с металлами, при этом соединения обладают всеми свойствами стеклообразного состояния [1].

В последнее время интерес к разработке и исследованию элементов на основе ХСП, обладающих эффектами переключения и памяти, хорошо различимыми проводящим и исходным состояниями (различие между удельными сопротивлениями аморфной и кристаллической фаз не менее чем на порядок), высокой скоростью быстрогодействия и высокой радиационной стойкостью, вызван возможной перспективой их использования в качестве основы для создания пороговых переключателей, элементов фазовой памяти или элементов управления.

Важной задачей является поиск способа и решения позволяющего использовать для порогового элемента один состав ХСП, но при этом элемент должен обладать сразу несколькими хорошо различимыми состояниями, с возможностью точной настройки условий перехода из одного состояния в другое.

2. СОЗДАНИЕ ОСНОВЫ ДЛЯ ПЛАНАРНОГО ПОРОГОВОГО ЭЛЕМЕНТА

Для проведения исследований создавались пороговые элементы планарного типа, состоящие из двух электродов и межэлектродного пространства заполненного материалом ХСП. В качестве подложки для создания планарной структуры порогового элемента использовалось оптическое стекло, а в качестве материала электродов был выбран хром.

Для получения качественных пленок на поверхности подложек необходимо обеспечить хорошую адгезию напыляемых материалов к поверхности подложки, а именно высокую степень чистоты. Для контроля данного параметра использовалась разработанная в лаборатории система [2], основанная на смачивании поверхности каплей жидкости (рисунок 1).

Напыление хрома на подложки производилось с помощью установки вакуумного напыления УВН-2М-2 при степени вакуума $6,0 \cdot 10^{-3}$ Па, с контролем толщины пленок по сопротивлению свидетеля.

2.1. Создание топологии межэлектродного зазора

После получения пленки хрома на поверхности подложки из оптического стекла необходимо сформировать зазор, образовав тем самым два электрода порогового элемента.

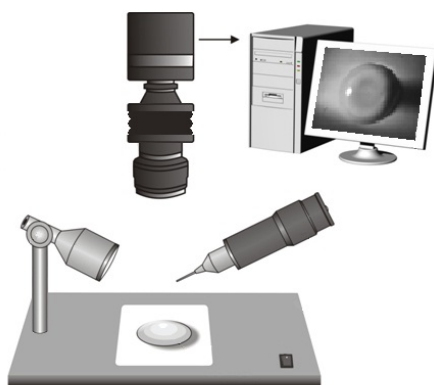


Рис. 1. Структурная схема системы экспресс контроля чистоты поверхности подложки

Были отработаны четыре различных способа формирования межэлектродного зазора. Первые три из них предполагают напыление маскирующего слоя меди, дальнейшее формирования зазора в медном слое, и последующее травление хрома через образовавшуюся маску меди. Первым способом является напыление через маскирующую проволоку микронного диаметра, вторым – скрайбирование с помощью алмазного скрайбера «RV-129», третьим – создание зазора с помощью платформы для исследования механических характеристик материалов в нано масштабах «NanoTest».

Размер получаемых зазоров контролировался с помощью профилометра «KLA Tencor P-16+». Измерения производились с горизонтальной скоростью движения стилуса 2 мкм/с. Далее по профилограмме определялось значение ширины межэлектродного зазора. Одна из профилограмм представлена на рисунке 2.

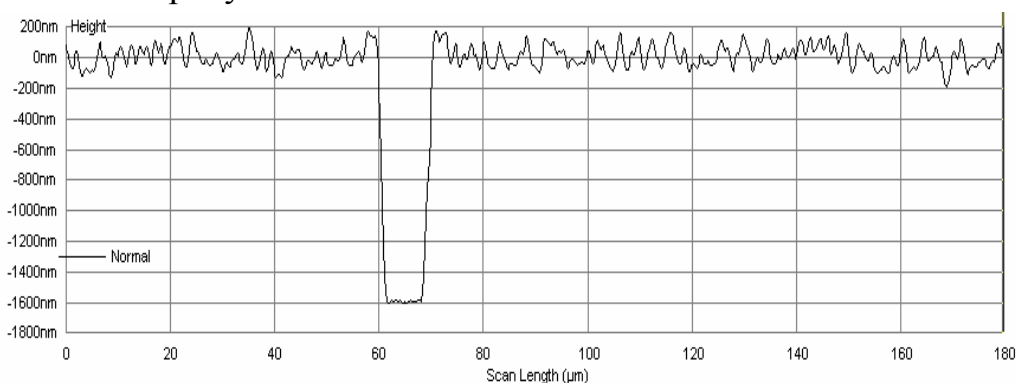


Рис. 2. Профилограмма зазора шириной 10 мкм

Четвертый способ состоит из двух отдельных технологических операций: создание фотошаблона и фотолитографии. Фотошаблон изготавливается на станции лазерной записи «CLWS-200», предназначенной для прямой записи микроструктур, с минимальный размером элемента записи 0,6 мкм. Далее, с помощью фотолитографии изготавливается дубликат с той же топологией, что и у фотошаблона.

В целом, данный технологический процесс позволяет получить структуры с разрешением в 1 мкм.

Все четыре предложенных способа создания межэлектродного зазора были отработаны и использованы в создании экспериментальных образцов для исследования свойств пороговых элементов. Каждый из этих методов отличается от других своей максимальной разрешающей способностью и трудоемкостью, причем, чем выше разрешающая способность, тем выше трудоемкость процесса изготовления.

2.2. Заполнение межэлектродного зазора

После того как с помощью предложенных выше способов были получены межэлектродные зазоры в пленках хрома, необходимо для изготовления порогового элемента заполнить зазор материалом обладающим пороговыми свойствами, в частности ХСП.

Важнейшими из требований, предъявляемыми к элементам на основе ХСП, являются воспроизводимость состава исходного материала и гомогенность элемента по составу, структуре и дисперсности, то есть химический состав и физические свойства которого во всех частях одинаковы [3].

Межэлектродный зазор заполняется материалом ХСП с помощью термовакuumного напыления. В случае бинарных и многокомпонентных составов исходных материалов, вследствие различных температур плавления и испарения отдельных компонент, возможно получение неоднородных в своей структуре по составу и свойству пленок [4].

Для решения данной задачи был разработан и изготовлен «квазизамкнутый» испаритель многокомпонентных материалов, внешний вид которого представлен на рисунке 3.



Рис. 3. Испаритель многокомпонентных материалов

Суть квазизамкнутого испарителя многокомпонентных материалов заключается в наличии камеры испарения и смешивания компонент исходного вещества. Камера при нагреве корпуса испарителя, периодически разгерметизируется и выпускает порцию паров к поверхности подложки. Испаритель обеспечивает малый расход материала и постоянную картину распределения интенсивности напыляемого на подложку вещества.

2.3. Исследование свойств полученных элементов

В результате применения предложенных технологий и решений по созданию и заполнению межэлектродного зазора планарных пороговых

элементов с целью исследования свойств и проведения экспериментов были изготовлены пороговые элементы различных конфигурации на основе материала ХСП состава STAG ($\text{Si}_{12}\text{Te}_{48}\text{As}_{30}\text{Ge}_{10}$).

Была изучена зависимость напряжения прямого перехода и напряжения обратного перехода от ширины межэлектродного зазора. По полученным экспериментальным данным был построен график, изображенный на рисунке 4.

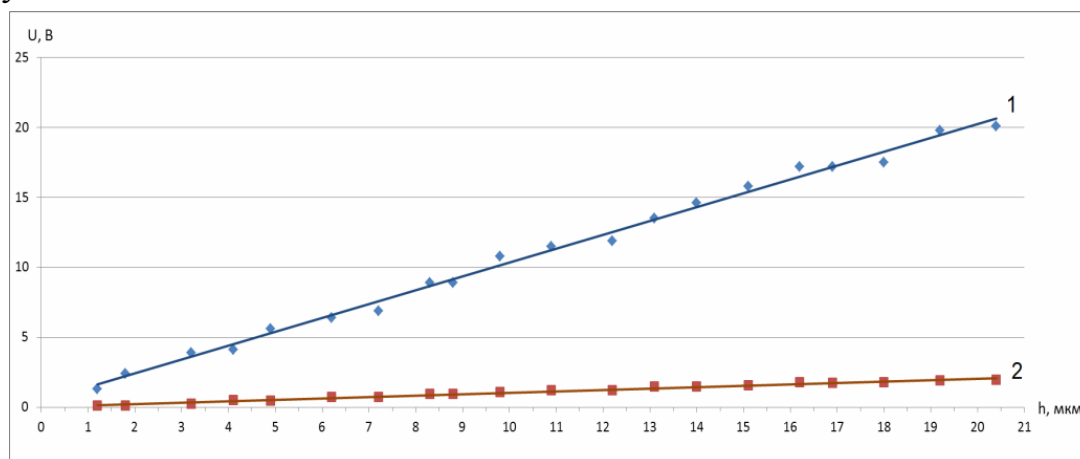


Рис. 4. Зависимость напряжения прямого и обратного перехода от величины межэлектродного зазора (1 – напряжение прямого перехода, 2 – напряжение обратного перехода)

Исходя из построенного графика, можно сделать вывод о том, что напряжение обратного перехода несущественно зависит от величины зазора. В то время, как между величиной напряжения прямого перехода и шириной зазора существует однозначная линейная зависимость (на каждый 1 мкм ширины зазора требуется 1 В прикладываемого напряжения, для осуществления прямого перехода материал ХСП состава STAG).

Одним из важнейших требований, к пороговым элементам, является резкое отличие сопротивления переключателя в проводящем состоянии от исходного. Существенного уменьшения сопротивления в проводящем состоянии можно добиться включением в линию нескольких пороговых элементов, то есть созданием многошнуровых элементов. С целью проведения исследований были разработаны и созданы различные конфигурации планарных многошнуровых пороговых элементов. Контроль топографии межэлектродного зазора производился с помощью электронного интерферометра «Zygo NewView 7300», позволяющего получить трехмерную модель поверхности (рисунок 5).

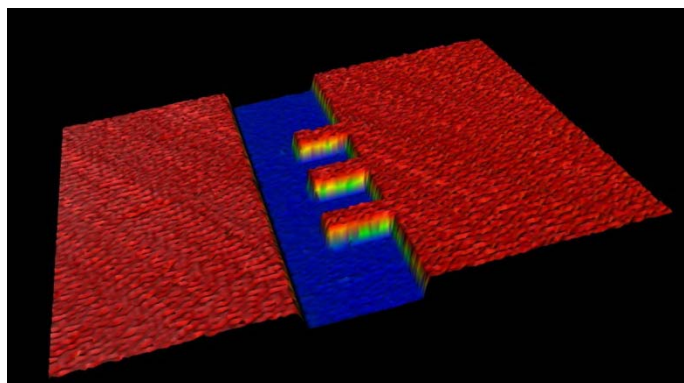


Рис. 5. Трехмерная модель межэлектродного пространства многошнурового порогового элемента

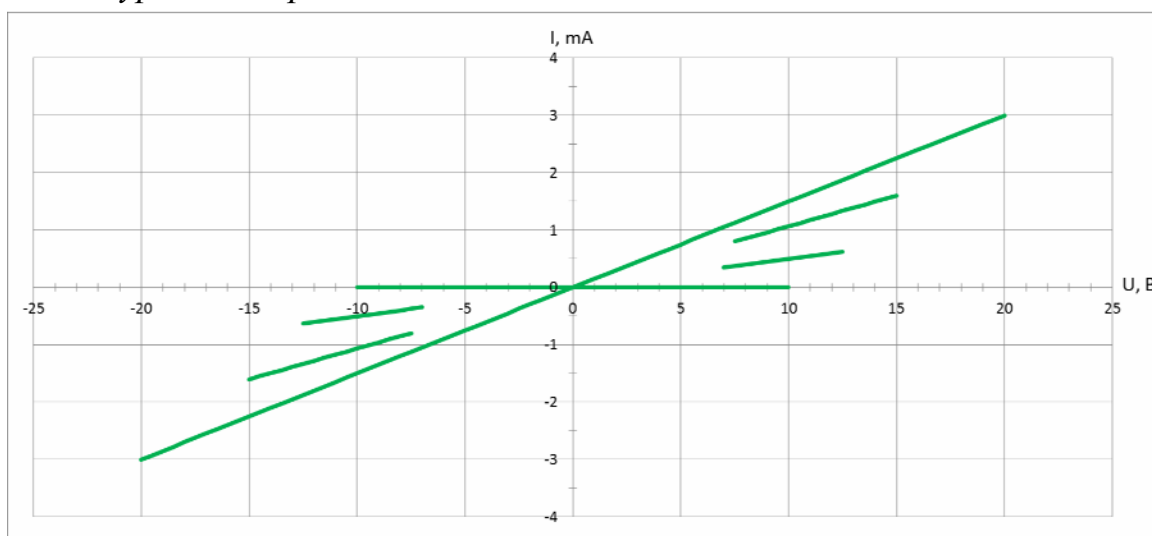


Рис. 6. ВАХ многошнурового элемента с тремя хорошо различимыми состояниями

Были исследованы различные конфигурации многошнуровых элементов. ВАХ одного из исследованных пороговых элементов, представлена на рисунке 6.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате работы были предложены и отработаны четыре способа создания межэлектродного зазор планарного порогового элемента. Разработан способ напыления многокомпонентных материалов. Исследована зависимость напряжения прямого и обратного перехода от величины зазора.

Результаты исследования многошнуровых элементов показывают, что применение предложенных конфигураций дает возможность продемонстрировать переключение порогового элемента между несколькими хорошо различимыми состояниями без использования различных составов ХСП.

При этом напряжение прямого и обратного перехода между каждым из состояний можно управлять, варьируя ширину зазора между конкретным выступом в планарном многошнуровом пороговом элементе.

В итоге, можно сделать вывод, что применяя предложенные решения, разработанные технологии и основываясь на результатах проведенных исследований можно создавать и применять пороговые элементы на основе ХСП в качестве пороговых переключателей, элементов фазовой памяти и элементов управления.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Волков А.В., Казанский Н.Л., Костюк Г.Ф., Костюкевич С.А., Шепелявый П.Е., *Формирование микрорельефа ДОЭ с использованием халькогенидных стеклообразных полупроводников* // Компьютерная оптика, Том 34, Выпуск 2, 2010, С. 129-131.
2. Бородин С.А., Волков А.В., Казанский Н.Л., Автоматизированное устройство для оценки степени чистоты подложки по динамическому состоянию капли жидкости, наносимой на ее поверхность // Компьютерная оптика, Выпуск 28, 2010, С. 56-59.
3. Волков А.В., Казанский Н.Л., Моисеев О.Ю., Формирование микрорельефа с использованием халькогенидных стеклообразных полупроводников // Компьютерная оптика, Том 35, Выпуск 3, 2011, С. 74-77.
4. Бродски М., *Аморфные полупроводники* // М.: «Мир», 1982, С. 341.

ВКЛАД ФЛЕКСОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕТОВЫХ ВОЛН НА ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ ГОЛОГРАММАХ В КРИСТАЛЛАХ СИЛЛЕНИТОВ СРЕЗА (111)

А.А. Шмидт, А.О. Злобин, Н.И. Буримов

*Томский государственный университет
систем управления и радиоэлектроники
(634050, г. Томск, пр. Ленина, 40)
e-mail: anechka_tut@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

Представлены результаты исследования вклада флексоэлектрического эффекта в фоторефрактивный отклик при встречном взаимодействии на отражательных голограммах в фоторефрактивных кристаллах силленитов среза (111) стационарной опорной волны, сохраняющей циркулярную поляризацию, с фазово-модулированной сигнальной волной.

1. ВВЕДЕНИЕ

Формирование голографических решеток в фоторефрактивных кристаллах происходит за счет пространственного перераспределения заряда, индуцированного неоднородным распределением интенсивности взаимодействующих световых волн [1]. Амплитуда возникающего при этом электрического поля голограммы, формируемой при диффузионном механизме такого перераспределения, может достигать нескольких кВ/см [1]. Отражательные фоторефрактивные голограммы имеют пространственный период $\Lambda \sim 100\text{-}200$ нм и сопровождаются электрическими полями со значениями градиента его напряженности, достигающими ТВ/м², что приводит к возникновению в кристалле заметных упругих деформаций, обусловленных обратным флексоэлектрическим эффектом [2].

В настоящей работе представлены результаты теоретического анализа флексоэлектрического вклада в нелинейный отклик при встречном взаимодействии световых волн на отражательных голограммах, записанных в фоторефрактивных кристаллах силленитов среза (111). Эти результаты использованы для экспериментального определения эффективного флексо-

электрического коэффициента, определяющего амплитуду первой гармоники в сигнале фазовой демодуляции голографического интерферометра, использующего кристалл $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca},\text{Ga}$ среза (111).

2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

При встречном взаимодействии сильной стационарной волны накачки со слабой фазово-модулированной сигнальной волной в фторефрактивном кристалле интенсивность сигнальной волны на выходной грани кристалла, при $x = -d$, характеризуется следующей временной зависимостью [2]:

$$I_S(-d, t) \sim I_{S0} \left[M^{(0)}(-d) + M^{(1)}(-d) \sin \Omega t + M^{(2)}(-d) \cos 2\Omega t + \dots \right], \quad (1)$$

где I_{S0} – интенсивность сигнального пучка на его входной грани (при $x = 0$), Ω – частота модуляции, $M^{(n)}$ – относительные амплитуды гармоник. Для взаимодействия волн циркулярной поляризации противоположных знаков в срезе (111) кристалла класса симметрии 23 глубина модуляции интенсивности на нулевой, первой и второй гармониках модулирующего сигнала может быть представлена в следующем виде [3]:

$$M^{(0)}(\varphi_m) = 1 + J_0^2(\varphi_m) (\exp[(\Gamma_E - \Gamma_a)d] - 1), \quad (2)$$

$$M^{(1)}(\varphi_m) = 4J_0(\varphi_m)J_1(\varphi_m) \exp\left(\frac{\Gamma_E - \Gamma_a}{2}d\right) \sin\left(\frac{\Gamma_f}{2}d\right), \quad (3)$$

$$M^{(2)}(\varphi_m) = 4J_0(\varphi_m)J_2(\varphi_m) \left(\exp\left(\frac{\Gamma_E - \Gamma_a}{2}d\right) \cos\left(\frac{\Gamma_f}{2}d\right) - 1 \right), \quad (4)$$

где φ_m – амплитуда фазовой модуляции сигнального пучка, J_n – функция Бесселя n -го порядка, Γ_E и Γ_a – коэффициенты связи, описывающие фазовую и абсорбционную компоненты отражательной голограммы, соответственно. Коэффициент связи Γ_f описывает вклад во встречное взаимодействие на фторефрактивной голограмме, обусловленный флексоэлектрическим эффектом и фотоупругостью и определяется выражением [3]

$$\Gamma_f = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 \frac{3(p_{11} + 2p_{12} - 2p_{44}^E)}{(c_{11} + c_{12} + 4c_{44}^E)} \left(\frac{2\pi}{\Lambda} \right) f_{(111)} E_{SC}, \quad (5)$$

где λ – длина волны света, n_0 – показатель преломления кристалла, E_{SC} – эффективное поле пространственного заряда [1], $f_{(111)}$, c_{mn} и p_{ij} – эффектив-

ный флексоэлектрический коэффициент, модули упругости и фотоупругие постоянные кристалла.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Для проведения экспериментальных исследований использовалась установка (рис. 1), схема которой аналогична описанной в работе [4]. Излучение гелий-неонового лазера 1 ($\lambda = 633$ нм) делительным кубом 2 разделялось на опорную и сигнальную волны; четвертьволновые пластины 3 и 4 задавали необходимую поляризацию сигнального и опорного пучков. Фазовая модуляция сигнальной волны осуществлялась с помощью зеркала 6, приклеенного к диффузору динамической головки, амплитуда и частота колебаний которой задавалась генератором сигналов 11. Модулированный по фазе сигнальный пучок проходит через кристалл 7 ($\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$: Ca, Ga, образец среза (111) с толщиной $d=8,74$ мм) и детектируется фотоприемником 8; сигнал фазовой демодуляции выделяется селективным вольтметром 9; для наблюдения динамики изменения во времени интенсивности пучка I_S используется осциллограф 10.

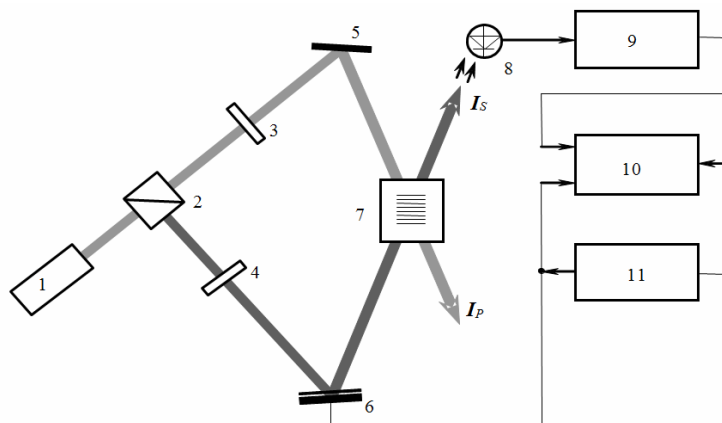


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Экспериментальные зависимости для глубины модуляции интенсивности выходного сигнального пучка на нулевой, первой и второй гармониках модулирующего сигнала от амплитуды колебаний зеркала представлены точками на рис. 2. Сплошные кривые на данном рисунке соответствуют расчету по соотношениям (2)-(4) при значениях коэффициентов связи $|\Gamma_E| = 6,95 \text{ м}^{-1}$, $\Gamma_a = -4,35 \text{ м}^{-1}$ и $|\Gamma_f| = 1,4 \text{ м}^{-1}$. С использованием формулы (5) и материальных параметров, приведенных в работе [5], значение эффективного флексоэлектрического коэффициента кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$: Ca, Ga оценено нами как $f_{(111)} = 2.6 \text{ нКл/м}$.

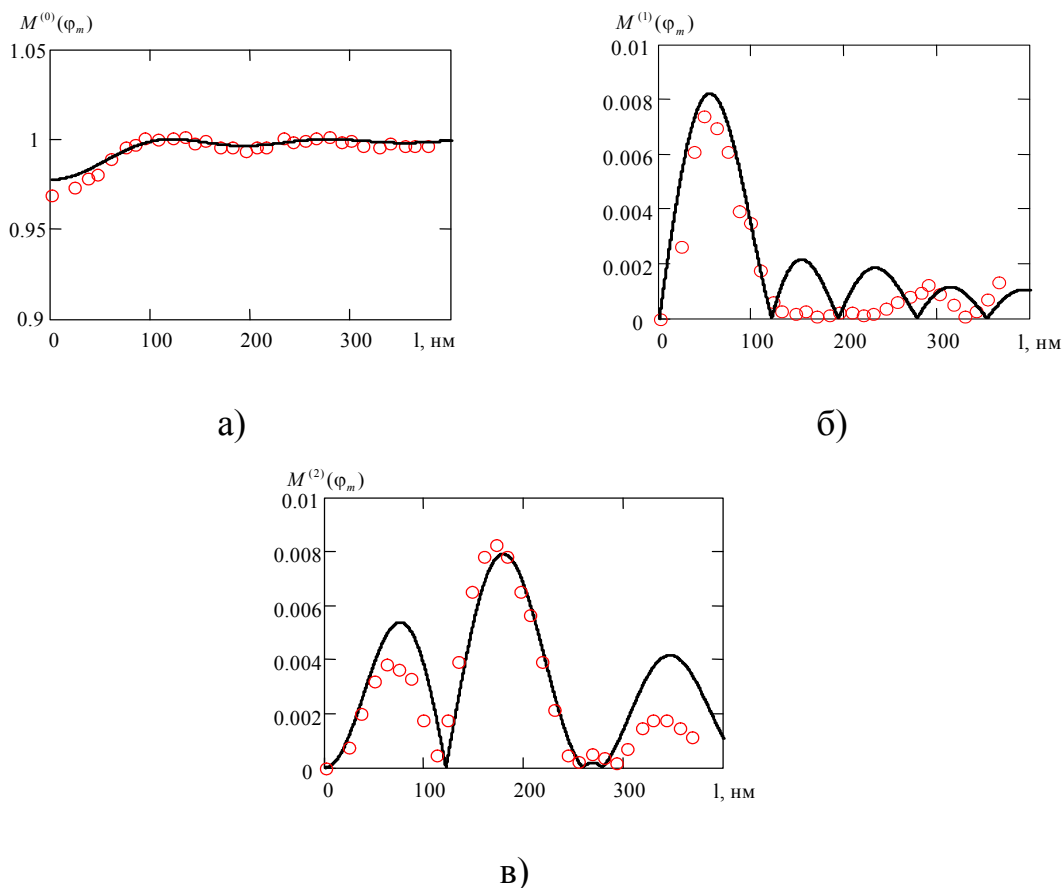


Рис. 2. Зависимости глубины модуляции интенсивности выходного сигнального пучка на нулевой (а), первой (б) и второй (в) гармониках модулирующего сигнала, от амплитуды колебаний зеркала

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные экспериментальные данные удовлетворительно согласуются с моделью встречного взаимодействия, принимающей во внимание дополнительный вклад в фоторефрактивный отклик, обусловленный флексоэлектрическим эффектом. Экспериментальное исследование зависимостей $M^{(n)}(\varphi_m)$, определяемых соотношениями (2)-(4), проведенное для кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca},\text{Ga}$ с толщиной $d = 8,74$ мм, позволило определить значения коэффициентов связи $|\Gamma_E| = 6,95 \text{ м}^{-1}$, $\Gamma_a = -4,35 \text{ м}^{-1}$ и $|\Gamma_f| = 1,4 \text{ м}^{-1}$ и оценить из формулы (5) с использованием материальных параметров, приведенных авторами [5], значение его эффективного флексоэлектрического коэффициента для среза (111) как $f_{(111)} = 2.6 \text{ нКл/м}$.

Работа выполнена в рамках Госзадания Минобрнауки РФ № 2014/225 (проект № 2491)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Петров М. П., Степанов С. И., Хоменко А. В. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. – СПб.: Наука, 1992. 318 с.
2. Шандаров С.М., Шмаков С.С., Буримов Н.И., Сюбаева О.С., Каргин Ю.Ф., Петров В.М. Обнаружение вклада обратного флексоэлектрического эффекта в фоторефрактивный отклик в монокристалле титаната висмута // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т.95, вып. 12. С. 699-702.
3. Шандаров С.М., Буримов Н.И., Шмидт А.А., Злобин А.О., Каргин Ю.Ф., Шепелевич В.В. Флексоэлектрический вклад в фоторефрактивный отклик при встречном взаимодействии световых волн в кристаллах классасилленитов среза (111) // Материалы IX Международной научно-технической конференции «Квантовая электроника – 2013». Минск, 18 – 21 ноября 2013 г. С. 38-39.
4. Колегов А.А., Шандаров С.М., Симонова Г.В., Л.А. Кабанова, Н.И. Буримов, С.С. Шмаков, В.И. Быков, Ю.Ф. Каргин. Адаптивная интерферометрия, использующая динамические отражательные голограммы в кубических фоторефрактивных кристаллах // Квантовая электроника. 2011. Т. 41, № 9. С. 847-852.
5. Shandarov S.M., Emelyanov A., Kobozev O., Reshet'ko A., Volkov V.V., Kargin Yu.F. Photorefractive properties of doped sillenite crystals // Proceedings of SPIE . 1996. V. 2801. P. 221-230.

СТУДЕНЧЕСКАЯ СЕКЦИЯ

АМПЛИТУДНАЯ И СПЕКТРАЛЬНАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРНЫХ МОДУЛЕЙ KLM-A635

В.Д. Паранин, Ш.М. Бакиров

Самарский государственный аэрокосмический университет

им. академика С.П. Королева

(национальный исследовательский университет)

(443011, г. Самара, Московское шоссе, 34)

e-mail: vparanin@mail.ru

АННОТАЦИЯ

Исследовано изменение длины волны и мощности излучения красного лазерного модуля KLM-A635. Установлено, что в течение 10 сек после включения питания длина волны нелинейно возрастает с 637,225 нм до 637,255 нм. После прогрева длительностью 300 сек изменение длины волны составляет 0,1 пм/сек. Нестабильность мощности в одномодовом режиме не превысила $\pm 1,5\%$, а в многомодовом $\pm 0,4\%$ при времени регистрации 10 мин. При работе в многомодовом режиме наблюдаются осцилляция интенсивности $\pm(0,05\%..0,1\%)$ с периодом 2 – 20 сек.

1. ВВЕДЕНИЕ

Полупроводниковые лазерные модули (ПЛМ) применяются в устройствах машинного зрения, медицинской технике. Они обладают коллимированным излучением с расходимостью до 0,1 – 0,2 мрад, что позволяет проводить бесконтактные измерения на больших расстояниях. Использование лазеров видимого и инфракрасного диапазонов позволяет создавать как разметочно-юстировочные устройства, так и скрытые элементы систем контроля доступа. Лазерные модули компактны, обладают низким напряжением питания и малым током потребления. Это делает их удобными в лабораторных исследованиях физико-химических свойств различных материалов, проведения бесконтактных измерений [1-3].

Возможности использования ПЛМ в измерительной технике определяются стабильностью интенсивности излучения и постоянством спектрального состава. Стабильность мощности излучения особенно важна в аналоговых амплитудных оптических датчиках, применяемых для измере-

ния линейных и угловых положений исполнительных устройств. Неизменность спектрального состава требуется в электрооптических и магнитооптических датчиках [4,5], применяемых для контроля токов и напряжений, а также датчиках температуры и деформации поляризационного и интерференционного типов.

Интенсивность и спектр излучения ПЛМ определяются несколькими факторами. Основными являются стабильность электропитания, температуры и уровень обратных отражений измерительной оптической схемы. В данной работе исследовалась стабильность мощности и спектра излучения лазерного модуля KLM-A635, находящегося в лабораторных условиях.

2. МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

Лазерный модуль KLM-A635 имеет номинальную длину волны излучения 635 нм, мощность излучения 2 мВт, диаметр пучка 9 мм, расходимость излучения не более 0,1-0,2 мрад. Конструктивно модуль выполнен в дюралевом корпусе длиной 60 мм и диаметром 11 мм. Коллимирующая оптика состоит из трех просветленных линз, изготовленных из стекла оптического качества. Встроенный стабилизатор позволяет использовать напряжение в диапазоне 3..5 В при токе потребления не более 70 мА. Электропитание лазера осуществлялось аналоговым источником напряжения с выходным линейным интегральным стабилизатором CV7805.

Схема измерения параметров ПЛМ приведена на рисунке 1. Нейтральный фильтр НС-3, расположенный под углом 45°, применяется для ослабления обратно отраженного излучения. Пространственный фильтр использован для сглаживания неравномерностей интенсивности исходного пучка, состоящего из множественных интерференционных колец. В качестве спектрометра применялся измеритель длины волны лазер-

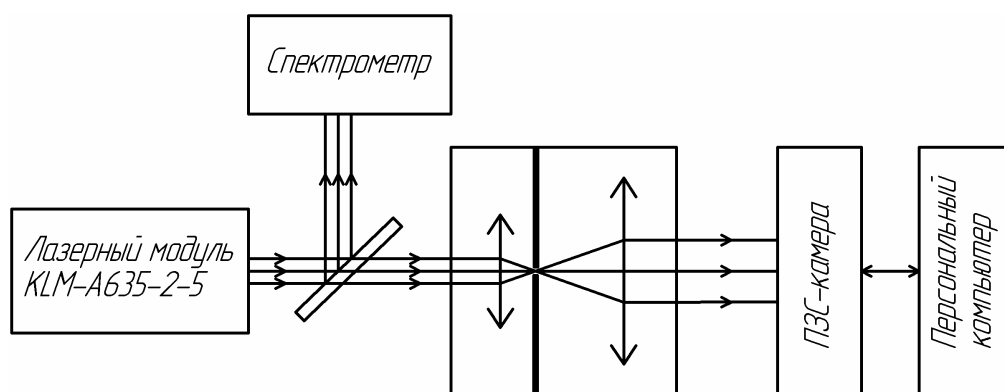


Рис. 1. Схема измерения интенсивности и спектра излучения

ного излучения SHR производства «Солар ЛС» (г.Минск). Прибор обладает разрешением около 20 пм на длинах волн 630-650 нм и диапазоном измерения 190-1100 нм. Регистрация интенсивности излучения осуществлялась видеокамерой VAC-136-USB. Частота съемки устанавливалась равной 10 Гц, разрешение – 800х600. При измерении камера вводилась в линейный режим путем установки параметра gamma в единичное значение, а функции контрастирования и автоматического усиления отключались. Перед каждым измерением проводилась проверка на отсутствие насыщения матрицы и вычитание уровня внешних шумов.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Исследовалась стабильность мощности излучения многомодовом режиме. Перевод из одномодового режима в многомодовой производился съемом нейтрального светофильтра. При отсутствии фильтра возрастал уровень обратных отражений, и нарушалась стабильность лазерной генерации. В результате спектр излучения включал несколько соседних продольных мод, генерируемых одновременно. Спектры излучения в одно- и многомодовом режимах приведены на рисунке 2.

Приведенные на рисунке 2 спектры соответствуют приблизительно одинаковой мощности излучения. Т.е. для каждого спектра производилось нормирование на собственное максимальное значение. При исследовании многомодового режима всегда наблюдалось от 2 до 4 ярко выраженных соседних мод, отстоящих на 0,1 нм. Интенсивности мод, как правило, менялись, т.е. наблюдался постоянный обмен энергией между модами.

Результаты измерения интенсивности при работе KLM-A635 в одномодовом режиме приведены на рисунке 3.

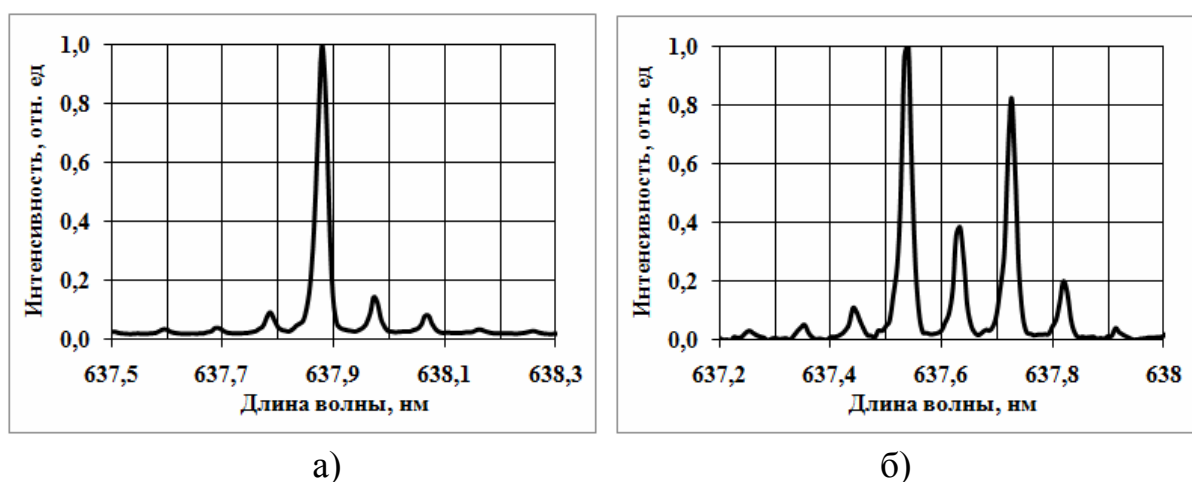


Рис. 2. Спектры излучения KLM-A635: а) одномодовый, б) многомодовый

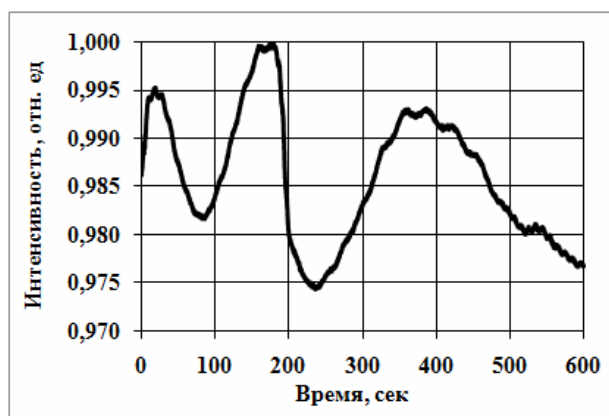


Рис. 3. Изменение интенсивности излучения в одномодовом режиме

Изменение интенсивности излучения за время 600 сек в одномодовом режиме составило не более $\pm 1,5\%$. Периодическое изменение мощности излучения можно объяснить медленными тепловыми процессами в конструкции лазерного модуля. Резкое уменьшение интенсивности в окрестности $t=200$ сек обусловлено переходом на соседнюю продольную моду резонатора, отстоящую приблизительно на $0,1$ нм, имеющую меньший коэффициент усиления.

Результаты измерения интенсивности при работе KLM-A635 в многомодовом режиме приведены на рисунке 4.

В начальный период времени также происходит увеличение мощности излучения, обусловленное прогревом лазерного модуля и/или источника питания. Осцилляции мощности с периодом $2 - 20$ сек вызваны перераспределением оптической мощности между соседними модами. Данный процесс зависит от флуктуаций температуры излучающего перехода, поэтому время межмодового взаимодействия относительно велико. Нестабильность мощности за 10 мин составила не более $\pm 0,4\%$, что меньше $\pm 1,5\%$

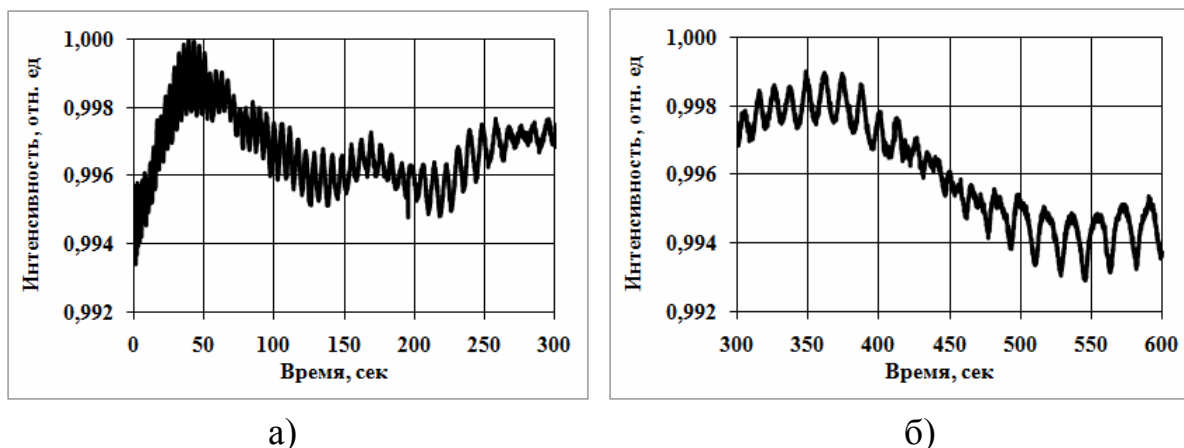


Рис. 4. Изменение интенсивности излучения в многомодовом режиме

в одномодовом режиме. Это объясняется частичным перераспределением энергии между модами, тогда как в одномодовом режиме происходит полная перекачка энергии в соседнюю моду.

Следует отметить, что в ряде исследований важна не только амплитудная, но и спектральная стабильность. Ее значение крайне велико при реализации поляризационных методов исследования параметров конденсированных сред, в резонансной спектроскопии. Большое значение имеет стабильность длины волны при работе с двулучепреломляющими кристаллами, особенно с большой волновой разностью хода.

В полупроводниковых лазерах происходит увеличение длины волны излучения вследствие прогрева излучающего перехода. Для исследования температурного смещения лазерного модуля KLM-A635 использовался измеритель длины волны SHR, работающий в режиме автоматического захвата спектра. Разрешающая способность по времени составляла 80 мс. Результаты исследования приведены на рисунке 5.

Согласно полученным данным, в течение 15 сек после включения происходит резкое нелинейное увеличение длины волны с 637,225 нм до 637,255 нм, обусловленное разогревом резонатора. После прогрева лазера длительностью 320 сек дрейф длины волны уменьшается до 0,1 пм/сек. Тепловой дрейф длины волны может приводить к переходу на соседнюю длинноволновую моду. Обычно это происходит в течение 1-2 мин после включения, когда скорость дрейфа относительно велика и смещение длины волны сравнимо с межмодовым расстоянием. Этим объясняется отличие длин волн излучения на фрагментах рисунка 1.

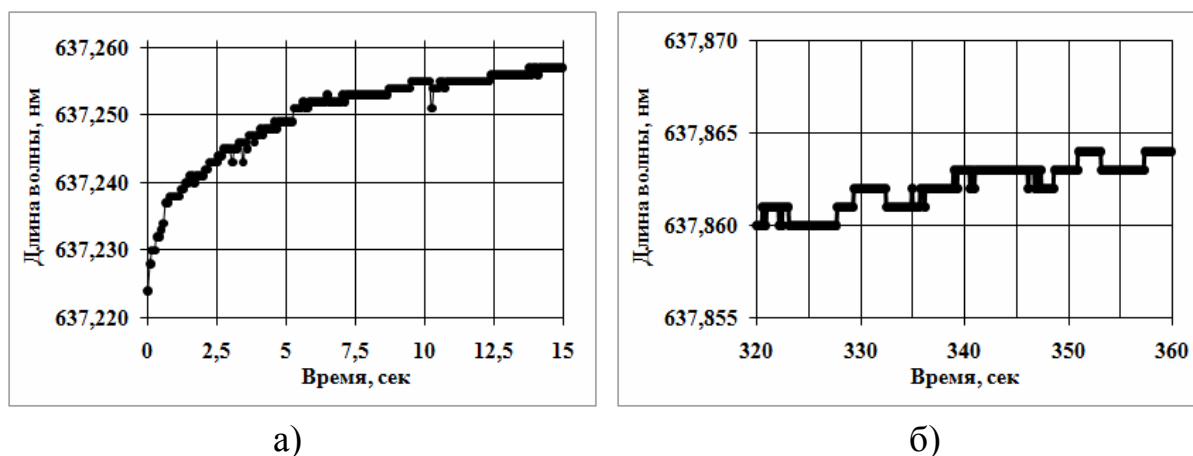


Рис. 5. Изменение длины волны KLM-A635 в одномодовом режиме

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованы спектральная и амплитудная стабильность излучения красного лазерного модуля KLM-A635. Установлено наличие длинноволнового дрейфа длины волны излучения, обусловленного разогревом излучающего перехода. Скорость смещения длины волны после прогрева в течение 320 сек составила 0,1 пм/сек. Установлено, что тепловой дрейф может приводить к практически 100% переходу излучения на соседнюю длинноволновую моду, отстоящую на 0,1 нм.

Нестабильность мощности в одномодовом режиме не превысила $\pm 1,5\%$, а в многомодовом $\pm 0,4\%$ при времени регистрации 10 мин. При работе в многомодовом режиме наблюдались осцилляции интенсивности $\pm(0,05\%..0,1\%)$ с периодом 2 – 20 сек, обусловленные частичным перераспределением энергии между несколькими соседними модами.

Таким образом, для экспериментальных исследований, требующих стабильности мощности излучения более пригоден многомодовый режим работы KLM-A835. Для поляризационных исследований рекомендуется одномодовый режим с ослабителем обратно отраженного излучения и тщательным контролем длины волны в процессе измерения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В.А.Афанасьев, Оптические измерения. // М: Высшая школа, 1981, 229 с.
2. Г.В.Креопалова, Н.Л.Лазарева, Д.Т.Пуряев, Оптические измерения. // М.: Высшая школа, 1981, 263 с.
3. Л.М.Еськова, Оптические измерения. // Л.: ЛИТМО, 1984, 90 с.
4. В.В.Рандошкин, А.Я.Червоненкис, Прикладная магнитооптика. // М.: Энергоатомиздат, 1990, 320 с.
5. Шубников, А.В. Основы оптической кристаллографии // М.: Изд-во АН СССР, 1958, 206 с.

ПОСТРОЕНИЕ ГИПЕРСПЕКТРАЛЬНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ С ПОМОЩЬЮ АКСИКОНА НУЛЕВОГО ПОРЯДКА

В.А. Бланк

Самарский государственный аэрокосмический университет

им. академика С.П. Королева

(национальный исследовательский университет)

(443011, г. Самара, Московское шоссе, 34)

e-mail: veronika_blank@mail.ru

АННОТАЦИЯ

Рассмотрена возможность использования аксикона нулевого порядка в изображающем гиперспектрометре. Проведено моделирование гиперспектрометра в рамках геометрической и волновой оптики.

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия в прикладной спектроскопии интенсивно развиваются новые методы, позволяющие получать и анализировать спектроскопическую информацию об объекте с пространственным разрешением, обеспечивающие получение для каждой малой области (точки) двумерного изображения объекта на входной апертуре прибора оптического спектра. Такие методы в научной литературе называют гиперспектральными. Перечень областей применения гиперспектроскопии включает медицинскую диагностику на основе анализа гиперспектральных изображений органов, тканей, клеток и т.п., спектроскопию одиночных квантовых объектов, астрономические исследования [1].

В качестве диспергирующего элемента в спектрометре может использоваться как призма, так и дифракционная решетка [2]. В работе [3] спектрометр основан на конфигурации Оффнера, включающей два concentрических зеркала и сферическую дифракционную решетку. Также было предложено использовать сегментированные дифракционные элементы, содержащие дифракционные решетки нескольких типов. Однако, указанное решение не является эффективным, поскольку приводит к ухудшению функции рассеяния точки в спектрометре. [3] А в работе [4] используется

спектрометр Дайсона, состоящего из линзы из кварцевого стекла и вогнутой решётки.

В данной работе рассматривается использование дифракционного аксикона нулевого порядка в качестве диспергирующего элемента вместо дифракционной решетки. Как будет далее показано, в такой системе функция рассеяния точки будет сохранять свою форму для всего раstra изображения.

Аксикон – это оптический элемент, обладающий осевой симметрией, который за счет отражения и/или преломления преобразует свет от точечного источника, расположенного на оптической оси, в осевой отрезок. [5] Аксиконы могут быть изготовлены в рефракционной, дифракционной или отражающей версии. Дифракционный аксикон представляет собой дифракционную решетку, состоящую из концентрических окружностей [6].

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ В РАМКАХ ВОЛНОВОЙ ОПТИКИ

Промоделируем процесс построения изображений гиперспектрометром с аксиконом нулевого порядка для разных длин волн на основе волнового приближения и покажем постоянство функции рассеяния точки по всей щели сканирования.

На рисунке 1 изображена схема установки, где: 1-щель сканирования, 2,4-линзы, 3-аксикон нулевого порядка, 5-ПЗС камера.

Данная схема предпочтительнее, чем схема с дифракционной решеткой сканирования прямой щелью, так как в этом случае ведется сканирование на одном радиусе от оптической оси, что позволяет нам утверждать о постоянстве аберраций.

Был написан простой алгоритм для восстановления черно-белых изображений, в котором сканирование изображения велось полукруглой щелью и фурье-образ умножался на фазовую функцию аксикона.

Так как аксикон имеет два рабочих порядка, то мы получаем два изображения кольцевой диафрагмы. На рисунке 2а показано восстановление черно-белых изображений по внешнему кольцу, а на рисунке 2б - по внутреннему.

Преобразование Фурье позволяет моделировать только монохроматический свет. Для того чтобы рассмотреть как будут изменяться изображения на разных длинах волн было проведено несколько вычислительных экспериментов для разных длин волн.

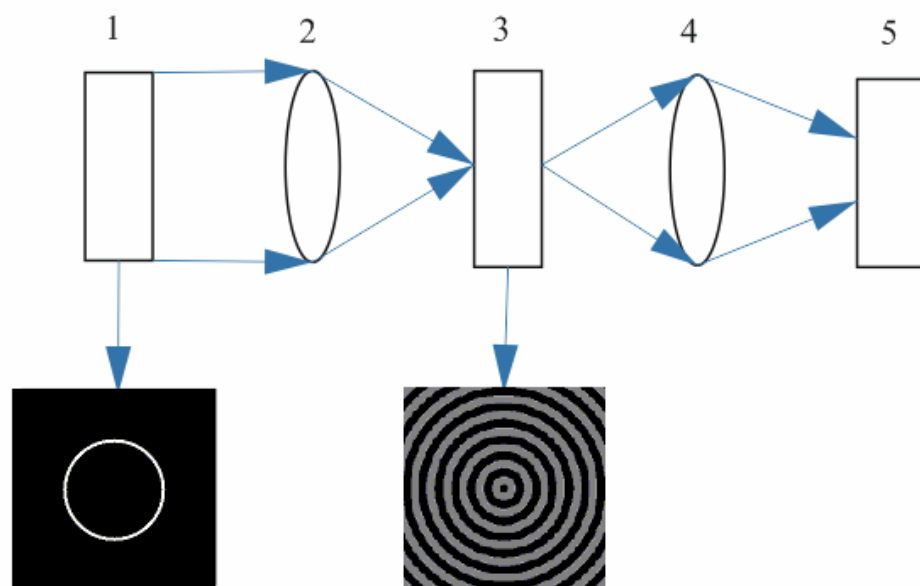


Рис. 1. Схема установки

Таким образом на рисунке 3а изображено исходное полутоновое изображение, на 3б изображение восстановлено с длиной волны 450нм, на 3в – с длиной волны 500нм, а на 3г – с длиной волны 550нм.

3. РАСЧЕТ ФУНКЦИИ РАССЕЯНИЯ ТОЧКИ

Мы доказали, работоспособность схемы гиперспектрометра с аксиконом 0-го порядка в качестве диспергирующего элемента. Теперь покажем, что функция рассеяния точки действительно одинакова для любой точки исходного изображения.

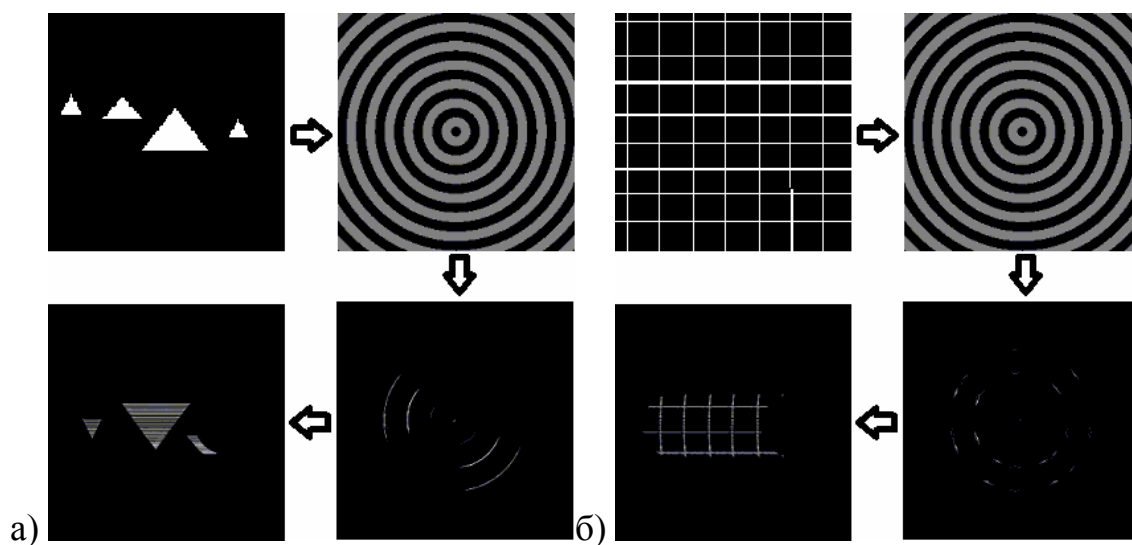


Рис. 2 .Восстановление изображения полукруглой целью: а) восстановление изображения велось по внешнему кольцу, б) восстановление изображения велось по внутреннему кольцу

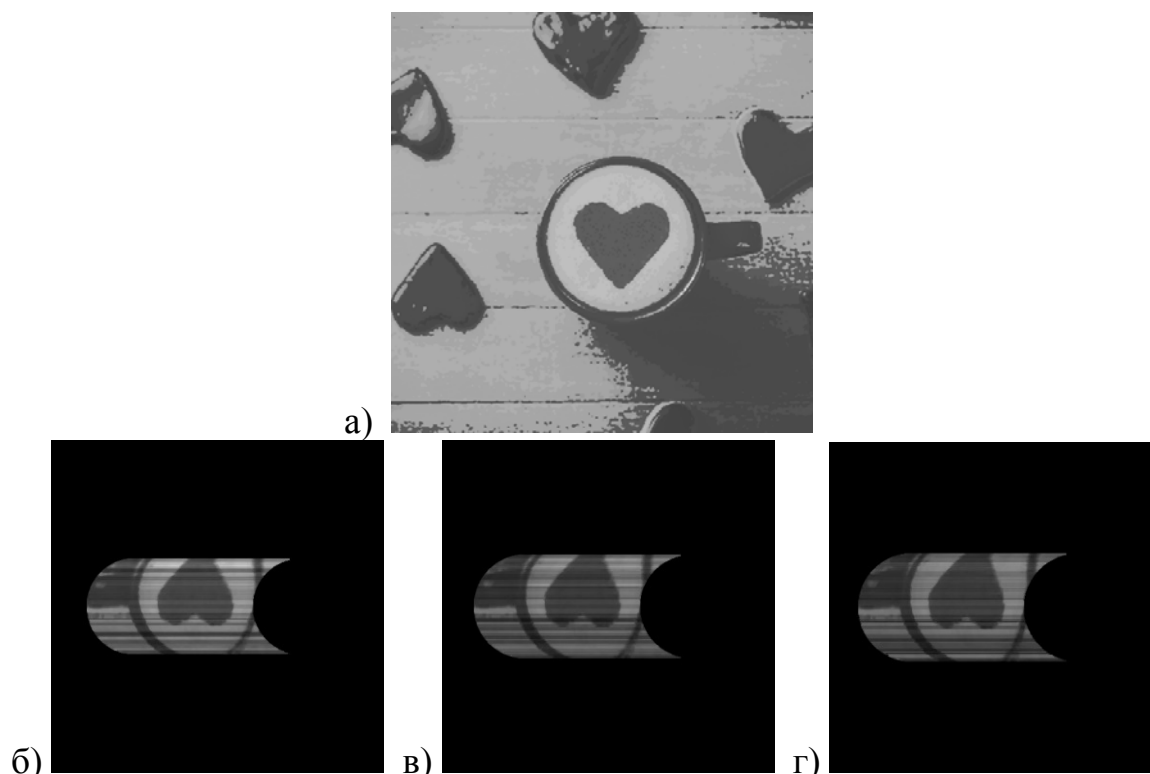


Рис. 3. Восстановление полутонного изображения: а) исходное изображение, б) восстановленное изображение с длиной волны 450нм, в) восстановленное изображение с длиной волны 500нм, г) восстановленное изображение с длиной волны 550нм

Для данной системы была построена функция рассеяния точки (ФРТ), так как она является одной из основных характеристик, позволяющих судить о качестве оптической системы. [7] ФРТ строилась в рамках геометрической оптики с трассировкой лучей, количество которых равно 490000. Энергетический вклад этих лучей одинаковый.

На рисунке 4а изображена схема установки, где 1 – это источник света удаленный на бесконечное расстояние; 2, 4 – линзы, 3 – дифракционный аксикон нулевого порядка, стоящий в фокусе линзы 2 и 5 – экран, на котором получаем функцию рассеяния точки. На рисунке 4б изображена схема установки с трассировкой лучей, полученная в программе.

Как видно из рисунка 2, есть два порядка, по которым можно восстанавливать изображения, но для построения функции рассеяния точки будет использован только один порядок.

Для построения ФРТ выбирались точки на одинаковом радиусе от оптической оси. После того как лучи попадали на аксикон, они отклонялись

на небольшой угол. В данной схеме мы использовали аксикон с относительно большим периодом (3мкм). После прохождения всей системы на экране были получены функции рассеяния точки при изменении положения светящейся точки на входе с одинаковым расстоянием от оптической оси, но при разных полярных углах φ .

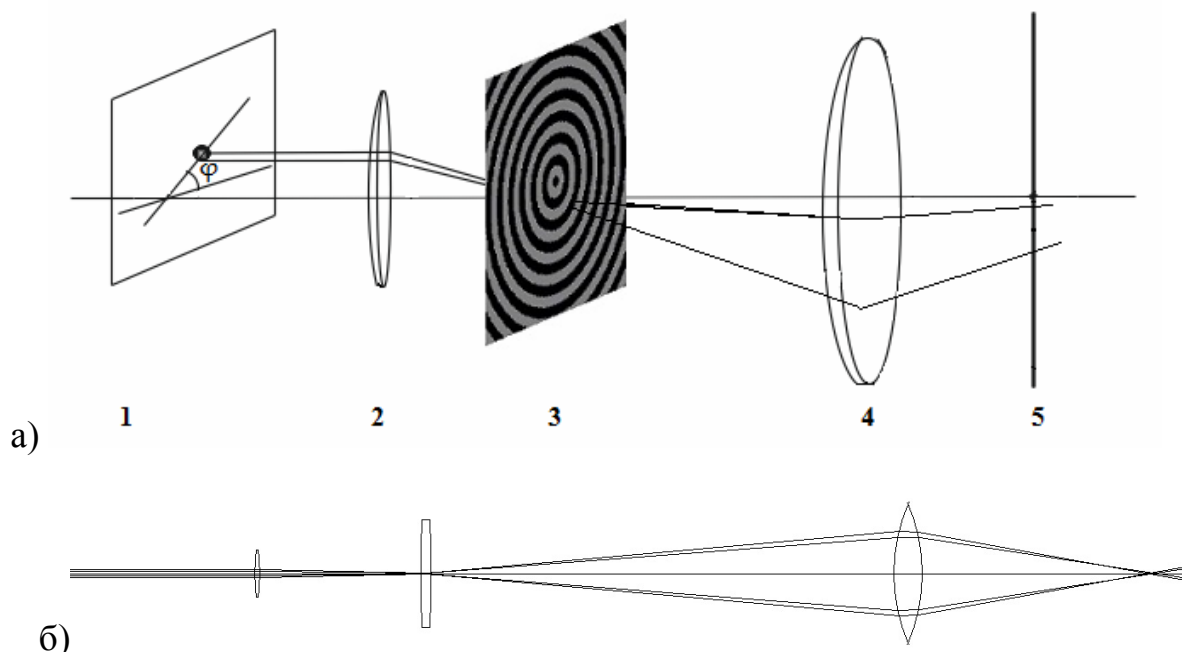


Рис. 4. Схема установки: а) общая схема, б) полученная в программе

На рисунке 5 изображены функции рассеяния точки. На 5а ФРТ изображена в 2D с углом отклонения $\varphi = 40^\circ$, на 5г – $\varphi = 340^\circ$. На рисунках 5б и 5д изображены ФРТ в 3D для соответствующих углов отклонения φ . На рисунках 5в и 5е изображены горизонтальные сечения 5а и 5г соответственно.

Из получившихся ФРТ можно сделать вывод, что они примерно одинаковы для любых точек объекта, находящихся на одинаковых радиусах от оптической оси, в отличие от гиперспектрометра с обычной дифракционной решеткой. Ширина по полувысоте равна 42,7 мкм для ФРТ изображенной на рисунке 5в, а для 5е равна 53,3 мкм. Такое отличие ширины по полувысоте можно объяснить тем, что мы рассматривали горизонтальное сечение, а ФРТ постоянно поворачивается в зависимости от угла φ . Таким образом, мы видим, что ФРТ примерно одинаковы.

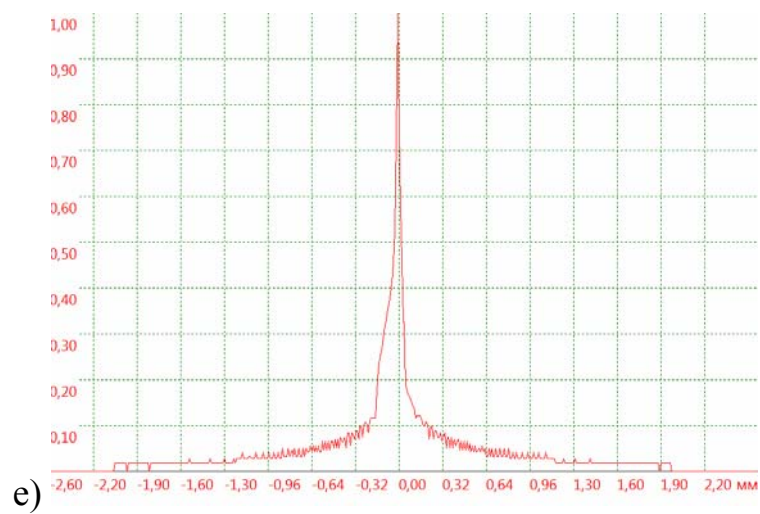
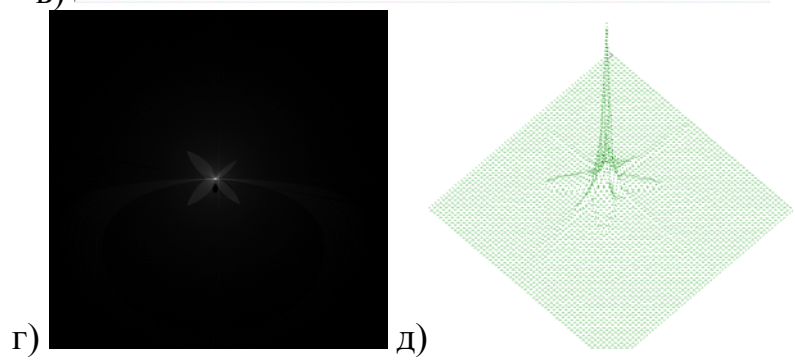
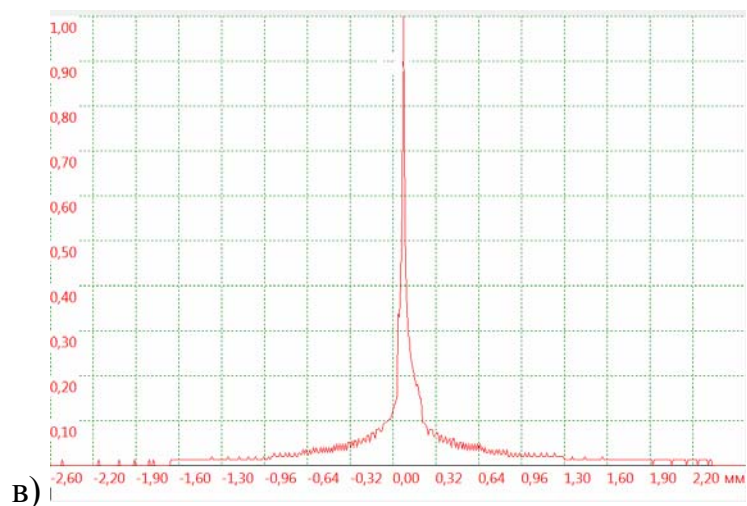
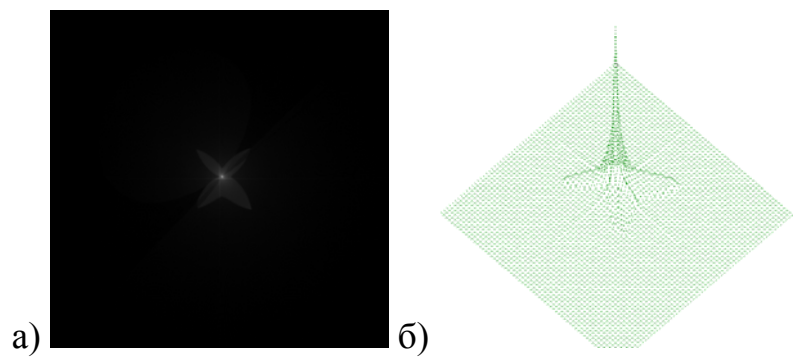


Рис. 5. Функции рассеяния точки

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе было проведено построение гиперспектральных изображений с помощью аксикона нулевого порядка и доказано, что при использовании в изображающем спектрометре аксикона 0-го порядка, функция рассеяния точки такой оптической системы почти не изменяется по растру изображения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Воропай Е.С., Гулис И.М., Купреев А.Г., др. Дисперсионный гиперспектрометр с реконфигурируемой входной апертурой на основе микрорезеркальной матрицы // Вестник БГУ. Сер. 1. 2009. №3, с. 31-35.
2. Казанский Н.Л., Харитонов С.И., Хонина С.Н., др. Моделирование гиперспектрометра на спектральных фильтрах с линейно-изменяющимися параметрами // Компьютерная оптика. 2014. т. 38. №2. с. 256-270.
3. P. Mouroulis, R.G. Sellar, D.W. Wilson. Optical design of a compact imaging spectrometer for planetary mineralogy // Optical Engineering. 2007. v.46. No 6. p. 063001-1-9.
4. Reininger, Francis M. Imaging spectrometer/camera having convex grating. Patent No. US 6100974 // Pub. Date: 8.08.2000
5. С.Н. Хонина, Д.А. Савельев. Применение аксиконов в изображающих системах для увеличения глубины фокуса // Известия Самарского научного центра РАН. 2011. т.13. №6, с. 7-15 .
6. Burvall, K. Kolacz, Alexander V. Goncharov, Z. Jaroszewicz and C. Dainty. Lens axicons in oblique illumination // Applied Optics. v.46. No. 3. 312-318(2007).
7. Смирнов С.А. Свойства сфокусированных оптических пучков. Учебное пособие. СПб: НИУ ИТМО. 2012. 123с.

МОДИФИКАЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ МИШЕНИ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ В ЖИДКОСТИ

В.С. Казакевич¹, П.В. Казакевич¹, П.С. Ярьсько¹, С.С.Вельц²

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

²*Самарский государственный университет
(443011, г. Самара, ул. Академика Павлова, 1)
e-mail: lana.velts@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

В работе были получены упорядоченные структуры на поверхности металлической мишени методом лазерной абляции. Для проведения эксперимента был использован Nd:YAG-лазер. В роли мишени использовался образец Ag-Ni помещенный в кювету с этанолом. При облучении мишени стационарным лазерным пучком с $J=3$ Дж/см² наблюдается изменение в морфологии поверхности Ag-Ni. Также существуют локальные различия в коэффициентах поглощения излучения поверхностью. Полученные структуры имеют каплевидную и гантелевидную форму с размерами 1,45 мкм и 88 нм соответственно.

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время, с появлением источников ультракоротких (пико- и фемтосекундных) лазерных импульсов значительный интерес представляют исследования температурных процессов в области воздействия излучения на поверхность различных металлов и сплавов. В результате взаимодействия оптического излучения с поверхностью твердого тела происходит возбуждение пространственно-временных неустойчивостей и образование поверхностно периодических структур (ППС) [1].

Разработка и внедрение методов модифицирования поверхностей материалов становятся востребованными для различных применений лазерной технологии в промышленности [2-4]. В частности, технологии модификации поверхностей ультракоротким лазерным излучением применяются для получения микро-и наноструктур в диэлектриках, полупроводниках при производстве опто-и наноэлектроники, в методиках управления меха-

ническими и оптическими свойствами твердых тел, в технологиях хранения информации, магнитное сохранение данных и т.д.[5].

Получение широкого класса металлов и сплавов с требуемыми свойствами такими, как прочность, изменение поверхностных характеристик (смачивание, электропроводность, коэффициенты отражения и др.), локальное изменение элементного состава материалов [6], является актуальным благодаря методу лазерной абляции. В частности, наноструктуры полученные лазерной абляцией в жидкости на поверхности Ag представляют практический интерес для усиления сигнала комбинационного рассеяния [1].

Целью данной работы является: *Получение упорядоченных структур на поверхности сплава Ag-Ni в среде этилового спирта методом лазерной абляции.*

2. ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

С целью получения периодических структур на поверхности металлической мишени методом лазерной абляции была собрана установка, состоящая из Nd:YAG-лазера ($\lambda=1,064$ мкм, длительностью импульса 250 пс, $\nu=5$ Гц, $E=15$ мДж). Лазерное излучение с помощью объектива фокусировалось в пятно на границе раздела между горизонтально расположенной мишенью и жидкостью. В роли мишени использовался образец Ag-Ni (Ag 70%, Ni 30%) толщиной 1,1 мм, расположенный на дне кюветы. Время облучения составляло 5 мин. В качестве жидкости, в которой осуществлялась абляция мишени, использовался этиловый спирт (98%). Толщина слоя жидкости над поверхностью образца составляла 5 мм. Облучение мишени производилось стационарным лазерным пучком. Для исследования морфологии поверхности облученной мишени применялся сканирующий электронный микроскоп EVO 50 фирмы CARLZEISS.

Серебро является перспективным материалом для различных областей промышленности, но важнейшие отрасли его применения – это электротехника и электроника. Единственным препятствием использования Ag в чистом виде являются его низкие механические характеристики. С целью повышения жаропрочности и сопротивления истиранию в сплавы Ag вводят различные добавки. Так, многие сплавы Ag, предназначенные для изготовления электрических контактов, содержат Ni. Известно промышленное использование так называемого «мелкозернистого серебра» – двойного

сплава, содержащего 0,15% Ni. Добавка Ni увеличивает твердость и прочность сплава по сравнению с чистым серебром, и не снижает существенно его пластичности.

- Никель (Ni) - $T_{пл} = 1235K$, коэффициент отражения на длине волны 1,06 мкм $\rho_R = 97,5\%$;
- Серебро (Ag)- $T_{пл} = 1726K$, коэффициент отражения на длине волны 1,06 мкм $\rho_R = 73\%$.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

Лазерное излучение фокусировалось на образец Ag-Ni, закрепленный на дне кюветы, которая заполнена этиловым спиртом. В результате облучения мишени стационарным лазерным пучком с плотностью энергии $J=3$ Дж/см² наблюдалось изменение в морфологии поверхности. Область облучения становится заметно темнее исходной поверхности. При исследовании модифицированной поверхности с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ), были зарегистрированы области с различными концентрациями Ni и Ag рис.1.

Энергодисперсионный анализ мишени указывает на концентрацию Ni (95,8%) рис.2(а), и содержание Ag (83,92%) рис.2(б). Различие в концентрациях мелкозернистого серебра наблюдается из-за ограниченной взаимной растворимости Ag и Ni. Так, никель растворяет до 2% серебра, а серебро растворяет 0,4% никеля.

При дальнейшем исследовании поверхности облученного образца мелкозернистого серебра, представленного на рис.1 с помощью СЭМа было зарегистрировано 2 типа структур, которые представлены на рис.3. В данном случае, при облучении мишени стационарным лазерным пучком существуют локальные различия в поглощающей способности подложки.

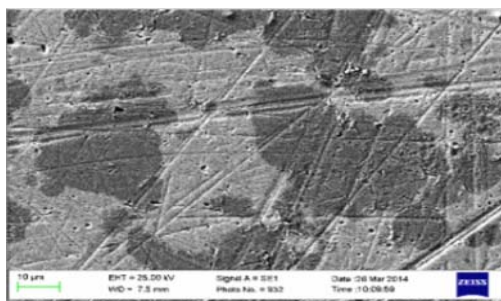


Рис. 1. СЭМ-изображение мишени Ag-Ni после взаимодействия с лазерным излучением в среде этилового спирта. Время облучения 5 минут, $J=3$ Дж/см²

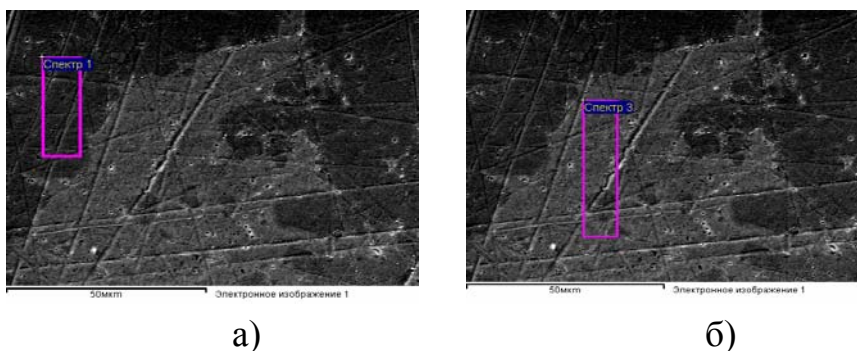


Рис. 2. а, б) СЭМ-изображение поверхности образца Ag-Ni после взаимодействия с лазерным излучением в среде этилового спирта

На представленном изображении рис.3 при данном масштабе, видно, что в области 1 происходит ярко выраженное формирование структур, а в области 2 не было зарегистрировано подобных структур.

При детальном рассмотрении области 1 поверхности облученного образца, представленного на рис.3 наблюдается формирование каплевидных вытянутых структур рис.4(а). С целью выявления компонентного состава образца был проведен энергодисперсионный анализ. По данным анализа мишени область 1 содержит Ni (78%), Ag (4%) и C (18%) рис.4(б). При увеличении области 2 поверхности облученного образца Ag-Ni, представленного на рис.3 зарегистрировано формирование равномерно распределенных наноструктур, имеющих гантелевидную вытянутую форму рис.4(в). Согласно данным энергодисперсионного анализа мишени было установлено, что в области 2 концентрация Ni (2%) и Ag (98%) рис.4(г).

По представленным изображениям на рис.4(а,в) построено распределение полученных структур по размерам рис.5(а,б). Из гистограммы на рис.5(а) видно, что средний размер структур приходится на 1,45 мкм. А из графика на рис.5(б) видно, что средний размер гантелевидных структур составляет 88 нм.

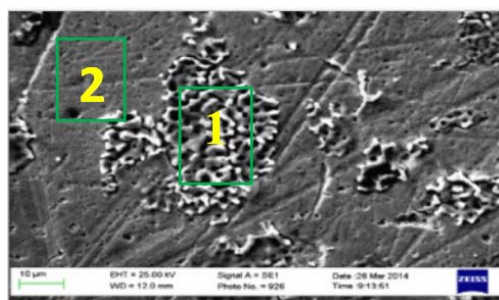


Рис. 3. СЭМ – изображение поверхности образца Ag-Ni, после взаимодействия с лазерным излучением в среде этилового спирта. Время облучения 5 минут, $J=3 \text{ Дж/см}^2$

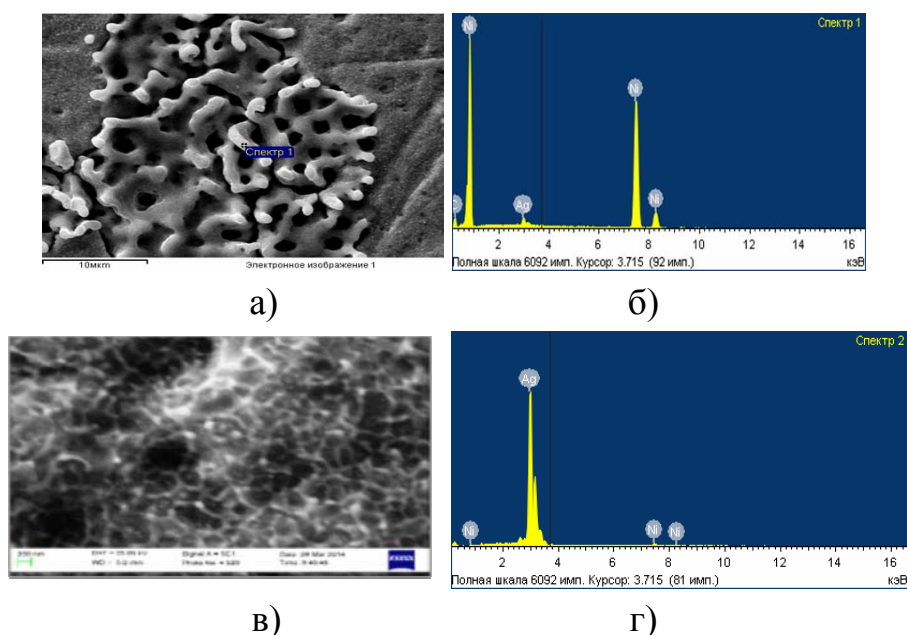


Рис.4. а, в) СЭМ- изображение поверхности образца Ag-Ni, после взаимодействия с лазерным излучением в среде этилового спирта. Время облучения 5 минут, $J=3 \text{ Дж/см}^2$; б,г) анализ элементного состава образца Ag-Ni при использовании СЭМ оснащенного безазотным энергодисперсионным детектором X-Max 80 (EDX)

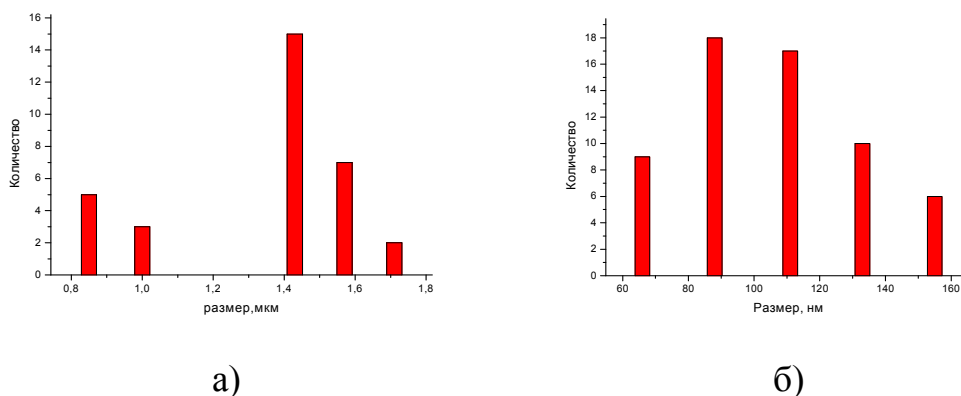
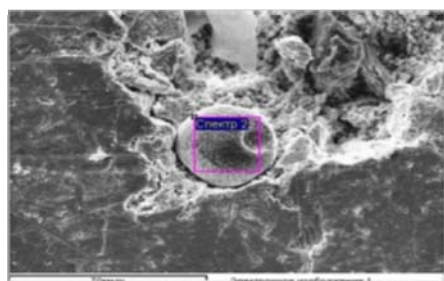


Рис.5. а, б) Гистограммы распределения структур по размерам

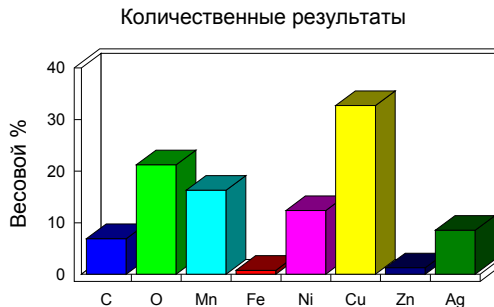
По всей видимости процесс роста структур на поверхности мелкозернистого серебра обусловлен как температурой плавления Ag ($T_{\text{пл}}=1235 \text{ K}$) и Ni ($T_{\text{пл}}=1726 \text{ K}$), так и коэффициентами поглощения излучения ($\lambda=1,064 \text{ мкм}$) поверхностью. При облучении мишени стационарным лазерным пучком с плотностью энергии $J=3 \text{ Дж/см}^2$ происходит перераспределение и вынос вещества со всей облученной поверхности, однако доля поглощенной подложкой энергии лазерного излучения на длине волны $1,064 \text{ мкм}$

будет зависеть от локального элементного состава мишени. Различие в коэффициентах поглощения Ni (27%) и Ag (13%) могут приводить к существенным изменениям в процессе формирования структур на поверхности никеля и серебра при идентичных параметрах лазерного излучения, что наглядно представлено рисунками 4(а,в) где демонстрируются структуры разного пространственного масштаба.

В ходе дальнейших исследований поверхности облученной мишени Ag-Ni была зарегистрирована структура рис.6(а), которая представляет собой сферическое образование с собственной морфологией поверхности. Согласно данным энергодисперсионного анализа мишени видно, что основной объем данной структуры занимает медь (32,69%), которая в большей степени сплавляется как с никелем, так и с серебром рис.6(б). Причины образования данной структуры, по единственному зафиксированному случаю неясны. Однако, это еще раз доказывает, что использование сплавов при лазерной абляции в жидких средах является актуальным направлением. Так как, работая, в стационарном пучке при одних и тех же параметрах лазерного излучения, на поверхности мишени получают структуры разного вида.



а)



б)

Рис.6. а) СЭМ- изображение поверхности образца Ag-Ni, после взаимодействия с лазерным излучением в среде этилового спирта. Время облучения 5 минут, $J=3$ Дж/см²; б) анализ элементного состава образца Ag-Ni при использовании СЭМ оснащенного безазотным энергодисперсионным детектором X-Max 80 (EDX)

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе экспериментально реализованы микро-и наноструктуры на поверхности мелкозернистого серебра методом лазерной абляции в среде этилового спирта пикосекундным лазерным излучением. Средний размер полученных структур в зависимости от компонент мишени Ni и Ag

составляет 1,45 мкм и 88 нм соответственно. Установлено, что существуют локальные различия в поглощенной энергии, связанные с различием коэффициентов поглощения лазерного излучения $\lambda=1,064$ мкм компонентами мишени Ni (27%) и Ag (13%). Полученные микро-и наноструктуры представляют особый интерес для фундаментальной и прикладной науки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Образование наноструктур при лазерной абляции серебра в жидкости, Е.В.Заведеев, А.В.Петровская, А.В.Симакин, Г.А.Шафеев, Квантовая электроника, 36, №10, 2006
2. Формирование наноструктурированных тонкопленочных покрытий титана под воздействием фемтосекундного лазерного излучения в вакууме, Д.В. Абрамов, С.М. Аракелян, М.Н. Герке, В.Г. Прокошев, К.С. Хорьков, Научные ведомости, Серия: Математика. Физика. 2011, №11(106).
3. Модификация поверхности кристаллического кремния под действием наносекундных импульсов второй гармоники Nd:Yag лазера, Д.А. Зуев, В.В. Рочева, Е.В. Хайдуков, О.Д. Храмова, О.А.Новодворский, А.Ю. Поройков, В.В. Дворкин, В.Я. Панченко.
4. Образование периодических структур при лазерной абляции металлических мишеней в жидкости, П.В.Казакевич, А.В.Симакин, Г.А.Шафеев, Квантовая электроника, 35, №9, 2005.
5. Применение лазеров в нанотехнологии: получение наночастиц и наноструктур методами лазерной абляции и лазерной нанолитографии, Г. Н.Макаров, УФН. 2013. Т.183, №7. С. 673–718.
6. Лазерная техника и технология. Методы поверхностной лазерной обработки. М. Машиностроение, Григорьянц А.Г., А.Н.Сафонов, 1985.

СВЕТОВЫЕ ЛОВУШКИ НА ОСНОВЕ СУПЕРПОЗИЦИЙ ВИХРЕВЫХ ПУЧКОВ

Р.В. Скиданов, С.В. Ганчевская

Самарский государственный аэрокосмический университет

им. академика С.П. Королева

(национальный исследовательский университет)

(443011, г. Самара, Московское шоссе, 34)

e-mail: son7755@yandex.ru

АННОТОЦИЯ

Рассматривается формирование пучков Бесселя вихревыми аксиконами и дифракционные оптические элементы для формирования суперпозиции оптических вихрей с разными топологическими зарядами структуры. Представлены результаты вычислительных и натурных экспериментов.

1. ВВЕДЕНИЕ

В данной работе рассматривается новый тип дифракционных оптических элементов, в которых области, отвечающие за формирование вихревых световых пучков с разными топологическими зарядами, не разделены по апертуре, как в [1], а равномерно располагаются по площади апертуры. Элемент этого типа можно представить как многоуровневый аксикон, в каждом уровне которого записана своя винтовая фаза.

Дифракционный оптический элемент описывается функцией комплексного пропускания следующего вида:

$$\tau(r, \phi) = \frac{1}{2} [\exp(im_1\phi) + \exp(im_2\phi)] + \frac{1}{2} [\exp(im_2\phi) - \exp(im_1\phi)] \operatorname{sgn}[\cos(2\pi\nu r + n\phi)], \quad (1)$$

где m_1, m_2 – номера дополнительных вихревых составляющих, r, ϕ – полярные координаты, ν – пространственная несущая частота, n – топологический заряд бинарного дифракционного аксикона. ДОЭ с такой функцией пропускания выглядит как дифракционный бинарный аксикон, у которого в выступах записана вихревая составляющая m_1 , а во впадинах – вихревая составляющая m_2 , в ближней зоне также может формироваться световое поле с топологическим зарядом n . Самый простой случай для та-

кого элемента $m_1 = m_2 = m$ с дополнительным поворотом на π/m для разделения зон. Такие элементы, как было показано в [3], формируют пучки очень похожие по распределению интенсивности на пучки Бесселя. Такой элемент, при топологическом заряде структуры 0, очень похож на вихревой аксикон, предложенный в [2]. Как указывалось в [3], с помощью разных сочетаний топологических зарядов структуры и зон, можно рассчитать фазовую функцию бесконечного количества элементов, каждый из которых будет формировать пучок с амплитудно-фазовым распределением близким к пучку Бесселя. В дальнейшем будем считать, что если на некотором отрезке пучок близок к пучку Бесселя (СКО < 10%), то он является аппроксимацией пучка Бесселя, такие пучки будем называть пучками Бесселя.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ

В результате в зоне дифракции Френеля топологический заряд структуры n складывается с топологическим зарядом m и формируется пучок, который по амплитудно-фазовому распределению близок к пучку Бесселя $n + m$ -го порядка. На рисунке 1а представлен аксикон, в котором $n=5$, $m_1=m_2=m=5$, в результате формируется пучок Бесселя 10-го порядка, распределение интенсивности в котором на расстоянии 450 мм от аксикона представлено на рисунке 1б. На рисунке 1в представлен похожий аксикон, в котором $n=5$, $m_1=m_2=m=-5$, в результате формируется пучок Бесселя 0-го порядка, распределение интенсивности в котором на расстоянии 450 мм от аксикона представлено на рисунке 1г. Таким образом, пучок Бесселя i -го порядка можно сформировать бесконечно большим количеством способов с помощью вихревых аксиконов, для которых должно выполняться условие $i = n + m$.

Каждый из аксиконов, представленных на рисунке 2, формирует пучок Бесселя 1-го порядка, при этом ошибка формирования интенсивности не превышает 5% в зависимости от элемента (в качестве эталона был взят пучок Бесселя, рассчитанный аналитически).

Это позволяет утверждать, что представленные аксиконы действительно формируют пучок, максимально близкий по свойствам к пучку Бесселя, а все отличия вызваны ограничением апертуры ДОЭ.

Моделирование дифракции на вихревых аксиконах осуществлялось с помощью преобразования Френеля. Для моделирования был выбран отрезок распространения исходя из двух условий: дальний конец отрезка не

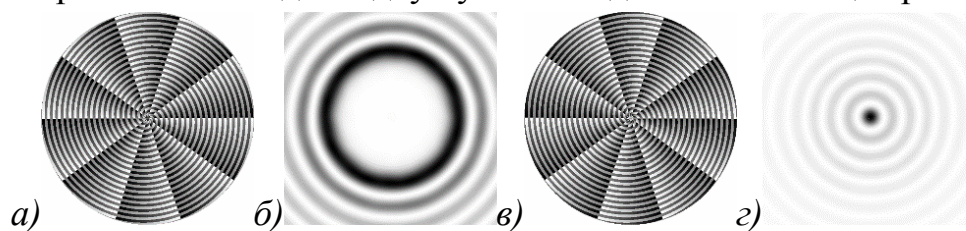


Рис. 1. Фаза вихревого аксикона, в котором $n = 5$, $m_1 = m_2 = m = 5$ (а), распределения интенсивности на расстоянии 450 мм от аксикона (б, з), фаза вихревого аксикона, в котором $n = 5$, $m_1 = m_2 = m = -5$ (в)

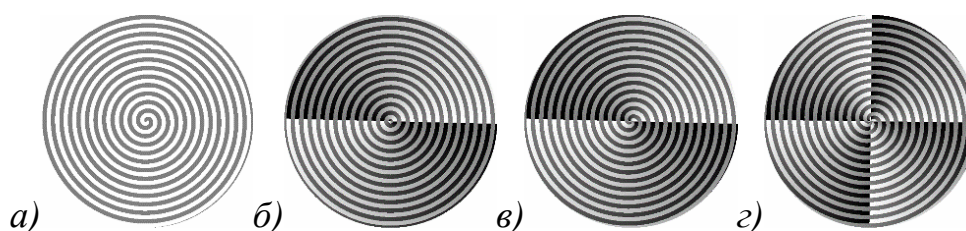


Рис. 2. Фазы вихревых аксиконов, формирующих пучок Бесселя 1-го порядка: $n = 1$, $m_1 = m_2 = m = 0$ (а), $n = 0$, $m_1 = m_2 = m = 1$ (б), $n = 2$, $m_1 = m_2 = m = -1$ (в), $n = 3$, $m_1 = m_2 = m = -2$ (з)

должен превышать Rk/α , где R – радиус вихревого аксикона, параметр функции Бесселя, k – волновое число, на ближнем конце отрезка должно выполняться условие параксиальности, чтобы можно было использовать преобразование Френеля. Первое условие при радиусе вихревого аксикона в 2,5 мм, длине волны 532 нм, $\alpha = 62831$ дает максимальное расстояние 0,44 м. Из условия параксиальности минимальное расстояние 0,25 м. На рисунке 3 представлен ряд изображений сформированных на расстояниях 0,3 м (а), 0,33 м (б), 0,35 м (в), 0,38 м (г), 0,4 м (д).

В таблице 1 приведены значения полученных ошибок формирования пучка Бесселя 1-го порядка на отрезке от 0,3 м до 0,4 м разными вихревыми аксиконами.

В последней строке таблицы стоят средние величины СКО. Как видно из таблицы 1, величина СКО изменяется весьма незначительно как с расстоянием, так и с видом элемента.

Для визуальной оценки совпадения распределения интенсивности формируемого светового пучка и эталонного распределения рассмотрим центральное сечение распределения интенсивности, формируемого эле-

ментом с $n=0$ и $m=1$ на расстоянии 0,33 от элемента. На рисунке 4 приведены центральные сечения для эталонного распределения интенсивности (а) и сформированного распределения интенсивности (б).

Как видно из рисунка 4 отличия, которые можно визуальнo заметить, невелики и наблюдаются только на крайнем кольце. Аналогичные результаты были получены и для функции Бесселя 5 порядка.

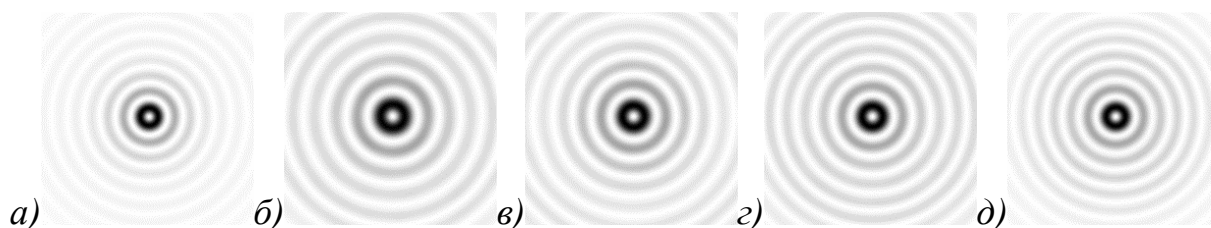


Рис. 3. Распределения интенсивности в пучке Бесселя 1-го порядка на расстояниях 0,3 м (а), 0,33 м (б), 0,35 м (в), 0,38 м (г), 0,4 м (д)

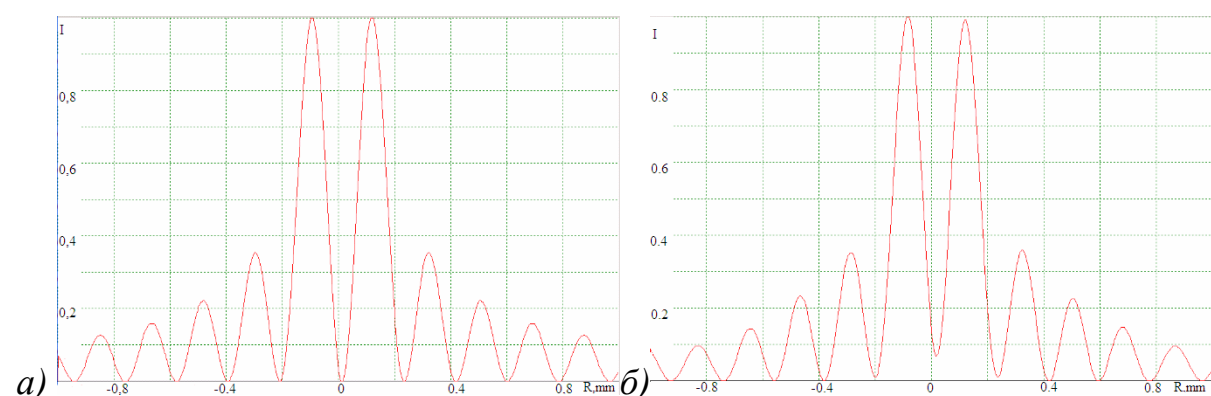


Рис. 4. Центральные сечения для эталонного распределения интенсивности пучка Бесселя 1-го порядка (а) и сформированного распределения интенсивности (б)

Таблица 1. СКО формирования пучка Бесселя 1-го порядка разными вихревыми аксиконами на отрезке от 0,3м до 0,4м

Расстояние, м	$n=0,$ $m=1$	$n=1,$ $m=0$	$n=2,$ $m=-1$	$n=3,$ $m=-2,$	$n=4,$ $m=-3$
0,4	0,015	0,028	0,030	0,006	0,020
0,38	0,037	0,031	0,044	0,037	0,027
0,35	0,043	0,035	0,044	0,054	0,057
0,33	0,053	0,027	0,019	0,030	0,034
0,3	0,020	0,020	0,039	0,018	0,022
	0,034	0,028	0,035	0,029	0,032

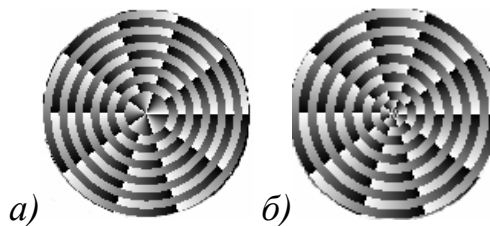


Рис. 5. Центральная область фазовой функции элемента предложенного в [2] (а), центральная область фазовой функции вихревого аксикона, рассчитанная по формуле (2) (б)

Рассмотрим вихревой аксикон и элемент, описанный в [2], который, согласно [2], формирует пучок Бесселя с максимальной эффективностью. На рисунке 5 – центральные области фазовых функций этих элементов.

Как видно из рисунка 5 элементы структурно почти не отличаются. Вследствие этого формируемые этими элементами пучки также не будут существенно отличаться. Рассмотрим пучок сформированный элементом, описанным в [2]. В таблице 2 приведены значения СКО для пучков 1-го и 5-го порядков, формируемых этим элементом. Как видно из таблицы 2, при сравнении с соответствующими данными в таблице 1, отличия действительно невелики.

Более сложные случаи для разных топологических зарядов $m_1 \neq m_2$ можно разбить на несколько разных типов. К сожалению, в рамках данной работы невозможно рассмотреть все возможные сочетания топологических зарядов, поэтому мы ограничимся несколькими сочетаниями, которые дают распределение интенсивности в сформированном пучке, которое представляет интерес для задачи оптической микроманипуляции. При условии $|m_1 - m_2| = 2$ можно получить световые ловушки для захвата биологических микрообъектов (рисунок 6а, г) [6].

На рисунке 6 а, г представлен случай $n=0$, $m_1=2$, $m_2=4$. В результате дифракции на таком ДОЭ образуется распределение интенсивности в виде двух полумесяцев с нулевой интенсивностью в центре. Такое распределение удобно для задачи удерживания на месте биологического микрообъекта по одной координате. На рисунке 6 б представлена фаза такого ДОЭ, который формирует суперпозицию трёх вихревых пучков 2-го порядка, сформированных со смещением на треть периода (рисунок 6 д). Получившуюся двойную световую ловушку, можно использовать для захвата непрозрачных микрочастиц.

На рисунке 6 в фаза ДОЭ для формирования суперпозиции 4-х пучков 2-го порядка со смещением на четверть периода, топологический заряд структуры 1. ДОЭ формируют в ближней зоне дифракции световую ловушку в форме четырёхлопастной турбины (рисунок 6 е).

Таблица 2. СКО формирования пучков Бесселя 1-го и 5-го порядков элементами [13] на отрезке от 0,3м до 0,4м

Расстояние, м	0,4	0,38	0,35	0,33	0,3
1-й порядок	0,041	0,012	0,013	0,031	0,011
5-й порядок	0,020	0,027	0,022	0,037	0,006

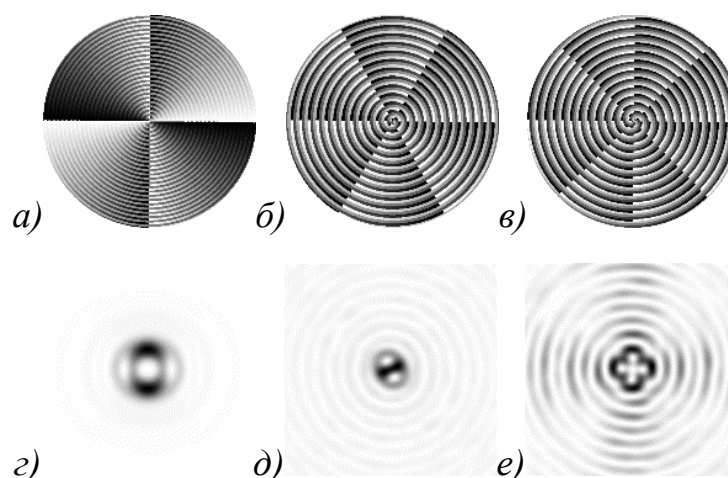


Рис. 6. Фаза ДОЭ ($n = 0$, $m_1 = 2$, $m_2 = 4$) (а) и распределение интенсивности в дальней зоне (г), фаза ДОЭ (б), формирующий суперпозицию трёх вихревых пучков 2-го порядка, сформированных со смещением на треть периода ($n = 0$, $m_1 = 2$, $m_2 = 2$, $m_3 = 2$), распределение интенсивности в дальней зоне дифракции (д), фаза ДОЭ (в) для формирования суперпозиции пучков 2-го, 2-го, 2-го, 2-го порядков со смещением на четверть периода, топологический заряд структуры 1, распределение интенсивности в ближней зоне дифракции (е)

3. ЭКСПЕРИМЕНТ

Для проверки адекватности проведенного моделирования, был проведен натурный эксперимент для некоторых рассчитанных вихревых аксиконов. Распределения фазы элементов, рассчитанные по формуле (2), были сформированы на модуляторе Pluto Viz, который был установлен в оптической схеме, представленной на рисунке 7.

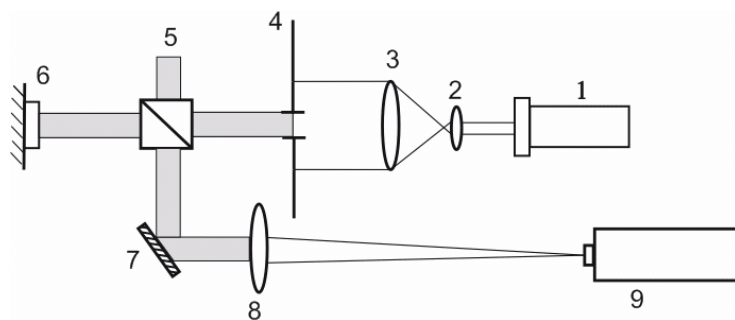


Рис. 7. Оптическая схема эксперимента по формированию пучков Бесселя
 1- твердотельный лазер с длиной волны 532 нм, 2, 3 – коллиматор, 4 – диафрагма, 5- светоделительный кубик, 6 модулятор PLUTO VIS, 7 – зеркало, 9- ПЗС камера

Фаза, сформированная на модуляторе, имела размерность 1024*1024 пиксела и формировалась в центре модулятора. Таким образом, точный размер сформированного фазового распределения составлял 8,2 мм. Перемещалась линза 8 так, чтобы сформировать изображения пучка Бесселя внутри отрезка от 600 мм до 800 мм от модулятора (размер сформированного элемента на модуляторе почти в 2 раза больше размера моделируемых элементов). На рисунке 8 представлены распределения интенсивности в пучке Бесселя 1-го и 5-го порядков, полученные в результате моделирования (а, в, д, ж) и в результате эксперимента (б, г, е, з).

Пучки формируются вихревым аксиконом с $n=1$, $m=0$ (а, б), с $n=4$, $m=-3$ (в, г), а также пучка Бесселя 5-го порядка, сформированного вихревым аксиконом с $n=5$, $m=0$ (д, е), $n=2$, $m=3$ (ж, з).

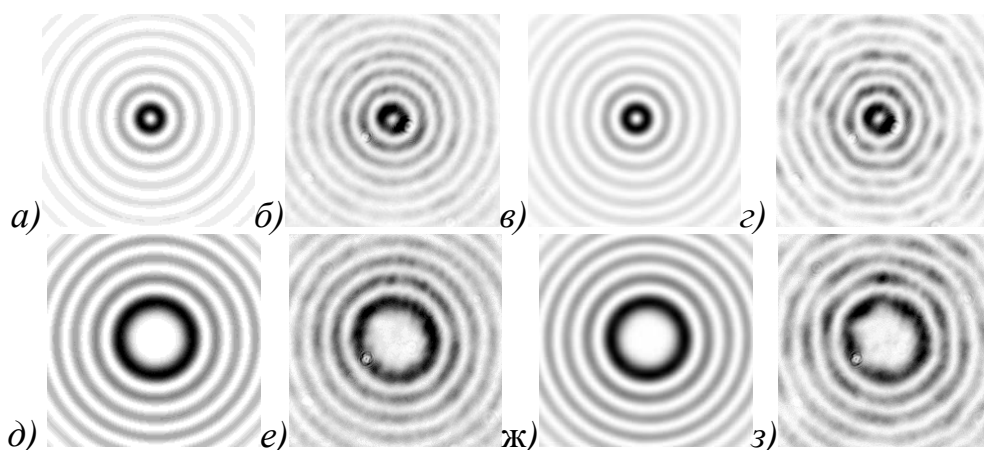


Рис. 8. Распределения интенсивности в пучке Бесселя 1-го порядка (а, б, в, г) и 5-го порядка (д, е, ж, з) на расстоянии 0,7 м от модулятора

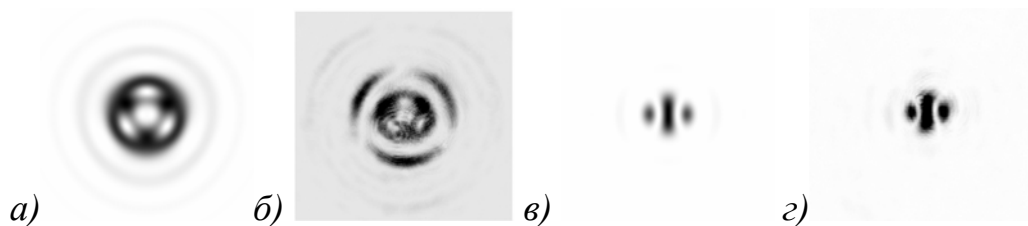


Рис. 9. Распределения интенсивности, полученные при моделировании (а, в) и в результате эксперимента (б, г)

На рисунке 9 представлены распределения интенсивности световых пучков с топологическими зарядами $n=0$, $m_1=5$, $m_2=2$, $m_3=5$ (а, в), $n=0$, $m_1=2$, $m_2=0$, $m_3=-2$ (б, г).

На рисунке 8, 9 наблюдается качественное соответствие сформированных пучков и полученных в результате моделирования, что подтверждает возможность формирования пучков Бесселя вихревыми аксиконами с разными топологическими зарядами.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрен новый вид ДОЭ, позволяющий формировать световые пучки для оптической микроманипуляции в виде суперпозиции вихревых пучков. В этих ДОЭ вихревые зоны с разными топологическими зарядами равномерно распределены по поверхности, в рамках структуры обладающей собственным топологическим зарядом. Рассмотрены свойства получившихся пучков и возможность их использования для оптической микроманипуляции.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Khonina, S.N. Generation of rotating gauss-laguerre modes with binary-phase diffractive optics // S.N. Khonina, V.V. Kotlyar, V.A. Soifer, M. Honkanen, J.Lautanen, J.Turunen // Journal of Modern Optics.–1999. – V.46(2).– P. 227-238.
2. Fedotowsky, A. Optimal filter design for annular imaging / A. Fedotowsky, K. Lehovec // Appl. Opt. – 1974. – V. 13 (12). – P. 2919-2923.
3. Скиданов, Р.В. Дифракционные оптические элементы для формирования комбинаций вихревых пучков в задаче манипулирования микробъектами / Р.В. Скиданов, С.В. Ганчевская // Компьютерная оптика – 2014 – Т. 38, № 1. – С. 65-71.

4. McLeod, J.H. The axicon: a new type optical element // J. Opt. Soc. Am. – 1954. – V. 44, N 8. – P. 592-597.
5. Khonina, S.N. Trochoson / S.N. Khonina, V.V. Kotlyar, V.A. Soifer, M.V. Shinkaryev, G.V. Uspleniev // Optics Communications. – 1992. – V. 91, N 3-4. - P.158-162.
6. Скиданов, Р.В. Суперпозиция вихревых световых пучков для захвата и перемещения биологических микрообъектов / Р.В. Скиданов, М.А. Рыков // Компьютерная оптика – 2013 – Т. 37, № 4. – С. 431-435.

МОДЕЛИРОВАНИЕ В ОПТИМИЗАЦИИ СИСТЕМ ИЗМЕРЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Е.В. Бурнаевская, А.Р. Гильдина, В.Н. Гришанов

Самарский государственный аэрокосмический университет

им. академика С.П. Королева

(национальный исследовательский университет)

(443011, г. Самара, Московское шоссе, 34)

e-mail: burn_kat@mail.ru, primitive23@yandex.ru

АННОТАЦИЯ

Предлагается методика оптимизации оптических схем измерения пространственно-энергетических параметров лазерного излучения – диаметра перетяжки и расходимости. Продемонстрировано применение методики, реализованной в форме математической модели в MathCAD, для оперативного выбора диаметра линзы, матричного фотоприёмника, шага и протяжённости его перемещения при измерениях, длины измерительной части установки, а также для оценки погрешностей, обусловленных погрешностями компонент оптической схемы.

1. ВВЕДЕНИЕ

Параметры и характеристики выходного излучения лазера принято делить на четыре группы: пространственно-энергетические; спектральные; поляризационные и корреляционно-фазовые или параметры когерентности [1]. Параметры когерентности, поляризационные и спектральные жёстко определяются конструкцией лазерного излучателя и его активной средой. Они мало меняются в процессе эксплуатации лазера и поэтому необходимость в их контроле возникает редко. Пространственно-энергетические параметры деградируют быстрее прочих и поэтому нуждаются в периодическом контроле гораздо чаще. Кроме того, необходимость в измерении пространственно-энергетических параметров возникает при встраивании лазера в системы, оптические элементы которых, как правило, изменяют распределение плотности мощности в поперечном сечении пучка.

По ИСО 11146 [2] радиально-симметричный пучок лазерного излучения описывается тремя параметрами: местоположением перетяжки пучка z_0 ; диаметром пучка в перетяжке $d_{\sigma 0}$; углом расходимости пучка в дальней зоне Θ_σ . Для радиально-несимметричных пучков количество параметров, характеризующих пучок удваивается, т.е. должны быть измерены параметры пучка в двух взаимно перпендикулярных плоскостях: z_{0x} и z_{0y} ; $d_{\sigma x 0}$ и $d_{\sigma y 0}$; $\Theta_{\sigma x}$ и $\Theta_{\sigma y}$.

Оптимизация будет продемонстрирована для радиально-симметричных пучков, так как для радиально-несимметричных пучков процедура измерения остается той же. Более того, лишь по результатам обработки, доведённой до расчёта $d_{\sigma x 0}$ и $d_{\sigma y 0}$ и оценки их отношения – эллиптичности $\varepsilon \in [0; 1]$, и делается заключение об отнесении пучка к радиально-симметричным или несимметричным в зависимости от величины этого отношения. При $\varepsilon > 0,87$ пучок признаётся радиально симметричным. В противном случае в итоговом протоколе результатов указываются не три z_0 , $d_{\sigma 0}$, Θ_σ , а шесть параметров z_{0x} , z_{0y} , $d_{\sigma x 0}$, $d_{\sigma y 0}$, $\Theta_{\sigma x}$, $\Theta_{\sigma y}$.

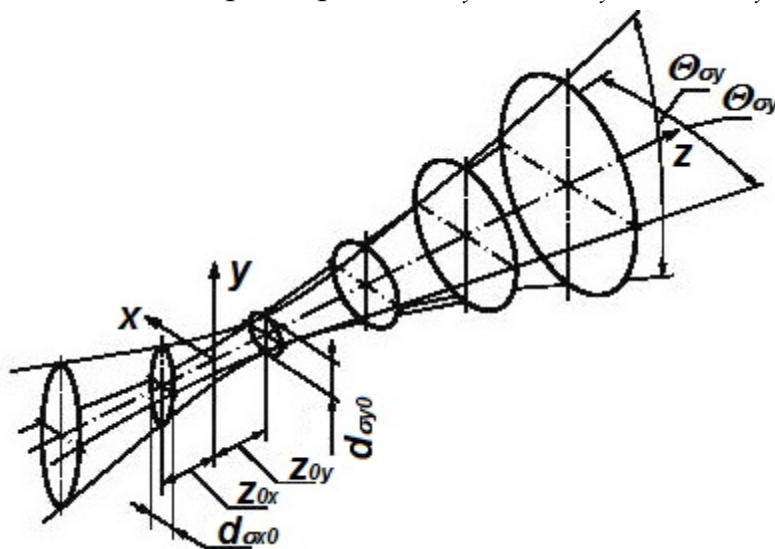


Рис. 1. Параметры распространения пучка

В ИСО 11146 лазерный пучок моделируется объёмом, ограниченным сложной поверхностью (рисунок 1), которая для пучков со слабым астигматизмом вырождается в однополостный гиперболоид.

Огибающая радиально-симметричного пучка в любом сечении, содержащем ось Z , будет описываться выражением:

$$d_\sigma^2(z) = d_{\sigma 0}^2 + (z - z_0)^2 \cdot \Theta_\sigma^2. \quad (1)$$

где z_0 – расстояние, на которое удалено от начала оси z местоположение перетяжки. Процедура измерения параметров пучка сводится к измерению диаметра поперечного сечения в не менее чем 10-и сечениях, нахождению по этим экспериментальным диаметрам коэффициентов аппроксимирующего многочлена

$$d_{\sigma}^2(z) = A + B \cdot z + C \cdot z^2 \quad (2)$$

и пересчёту коэффициентов A , B и C в параметры пучка.

Поскольку перетяжка расположена внутри лазера, то с помощью собирающей линзы формируют искусственную перетяжку вне лазера и схема измерений выглядит так, как представлено на рисунке 2.

Последующие эксперименты проводят уже на сформированном линзой пучке, т.е. матричным фотоприёмником фиксируются распределения

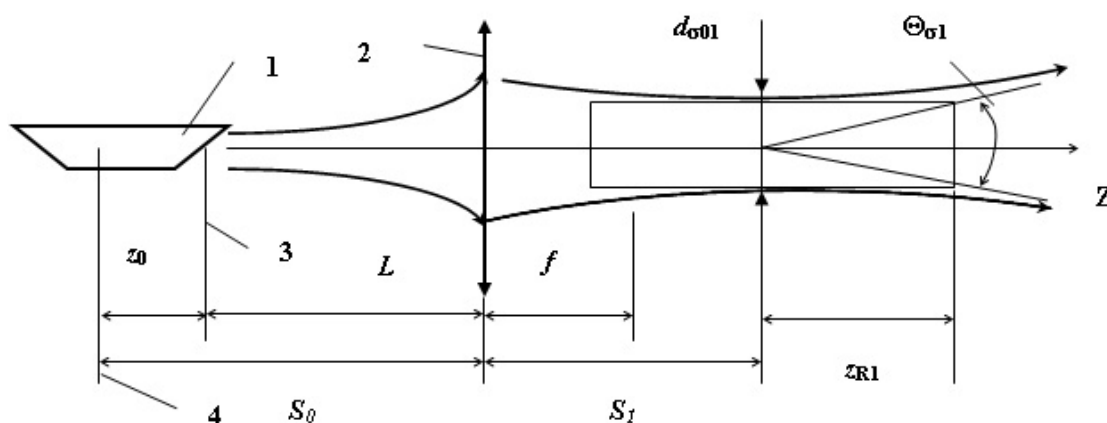


Рис. 2. Формирование искусственной перетяжки: 1- лазер; 2- тонкая безабберационная собирающая линза; 3- опорная плоскость лазерного излучателя, от которой отсчитываются расстояния по оси z ; 4- плоскость, в которой расположена перетяжка лазерного пучка; f - фокусное расстояние линзы; L – расстояние от линзы до опорной плоскости лазера; s_0 – расстояние от линзы до недоступной для измерений перетяжки; s_1 – расстояние от линзы до сформированной ею перетяжки; z_{R1} – релеевское расстояние сформированного линзой пучка; $d_{\sigma 01}$ – диаметр перетяжки, сформированного линзой пучка; $\Theta_{\sigma 1}$ – расходимость сформированного линзой пучка; z_0 – расстояние от опорной плоскости до исходной перетяжки; Z – направление распространения пучка

плотности мощности в поперечном сечении сформированного линзой пучка, перемещая фотоприёмник вдоль оси Z . Ограничения, накладываемые [2] на методику проведения измерений с тем, чтобы их результаты были признаны корректными, следующие: 1) должны быть зафиксированы распределения плотности мощности $E(x, y, z)$ или энергии $H(x, y, z)$, если исследуется импульсное излучение, в не менее чем 10-и сечениях пучка, причём половина из них должна находиться в пределах релеевского расстояния по обе стороны от перетяжки, а другая – в пределах удвоенного релеевского расстояния; 2) пространственное разрешение матричного приёмника излучения должно составлять не менее $1/20$ ширины или диаметра пучка; 3) линейные размеры площади матричного фотоприёмника, по которой осуществляется обработка двумерного распределения $E(x, y, z)$, должны в 3 – 5 раз превышать ширины или диаметр пучка; 4) апертура оптической системы должна соответствовать полному поперечному сечению пучка. Потери за счёт «срезания» краями апертуры периферийной части пучка – не более 1% суммарной мощности или энергии лазерного излучения. Измерения носят итерационный характер. Чтобы свести к минимуму число экспериментальных итераций, предлагается их проводить на компьютерной модели.

2. СИНТЕЗ КОМПЬЮТЕРНОЙ МОДЕЛИ

Средой моделирования принята система компьютерной математики MathCAD. Целями моделирования является оценка по априорным данным о параметрах исследуемого лазерного пучка параметров оптической схемы измерения и используемого матричного фотоприёмника на предмет удовлетворения вышеперечисленным ограничениям. Исходными данными служат (в скобках приведены числовые значения величин примера, призванного иллюстрировать результаты моделирования): 1) длина волны лазерного излучения λ (532 нм); 2) диаметр перетяжки исходного пучка $d_{\sigma 0}$ (1 мм); 3) расходимость исходного пучка Θ_{σ} (0,9 мрад); 4) положение перетяжки исходного пучка относительно опорной плоскости лазера z_0 (- 50 мм); 5) фокусное расстояние линзы, формирующей искусственную перетяжку, f (200 мм); 6) расстояние от линзы до опорной плоскости лазера L (250 мм).

По исходным данным рассчитываются: релеевское расстояние z_R , параметры A , B и C исходного пучка и синтезируется уравнение распростра-

нения исходного пучка, которое позволяет обосновано выбрать световой диаметр линзы, формирующей искусственную перетяжку:

$$z_R = d_{\sigma 0} / \Theta_{\sigma}; \quad (3)$$

$$A = d_{\sigma 0}^2 + z_0^2 \cdot \Theta_{\sigma}^2; \quad B = -2z_0 \cdot \Theta_{\sigma}^2; \quad C = \Theta_{\sigma}^2; \quad (4)$$

$$d_{\sigma}(z) = \sqrt{A + B \cdot z + C \cdot z^2}; \quad \left(d_{\sigma}(L = 250) = 1,036 \text{ мм} \right). \quad (5)$$

В скобках выражения (5) приведено продолжение примера, который даёт значение диаметра пучка в зоне расположения линзы. Для оценки светового диаметра линзы необходимо привлечь априорную информацию о модовом составе пучка. Если превалирует мода TEM_{00} , то световой диаметр линзы должен в 2 раза превышать полученное значение диаметра пучка [3]. Это гарантирует пропускание более 99,9% полной мощности излучения. В случае многомодового пучка, если радиальный индекс моды не превышает 4, то полученное значение достаточно увеличить ещё в 2,5 раза, т.е. в приведённом примере достаточно выбрать линзу со световым диаметром не менее 5 мм.

Параметры преобразованного линзой пучка в настоящей работе рассчитываются методом сопряженных плоскостей [4]. Этот метод основан на принципе подобия оптических полей в параксиальном приближении при отсутствии диафрагмирования амплитуды, причем коэффициент подобия равен продольному увеличению. Вначале рассчитывается расстояние от переднего фокуса до перетяжки исходного пучка с учётом правила знаков и продольное увеличение:

$$z_p = -(L - z_0 - f); \quad (6)$$

$$\alpha = f^2 / (z_p^2 + z_R^2). \quad (7)$$

Продольное увеличение позволяет рассчитать параметры преобразованного пучка: расходимость $\Theta_{\sigma l}$, диаметр перетяжки $d_{\sigma 0l}$, расстояние от заднего фокуса линзы до сформированной перетяжки z_{pl} и релеевское расстояние z_{Rl} :

$$\Theta_{\sigma l} = \arctg(tg \Theta_{\sigma} / \sqrt{\alpha}); \quad d_{\sigma 0l} = d_{\sigma 0} \sqrt{\alpha}; \quad \left(d_{\sigma 0l} = 0,179 \text{ мм} \right); \quad (8)$$

$$z_{p1} = -z_p \alpha; \quad z_{R1} = z_R \alpha; \quad \left(z_{R1} = 35,71 \text{ мм} \right). \quad (9)$$

Для построения огибающей преобразованного пучка в форме (5) находим положение его перетяжки (см. рисунок 2):

$$z_{01} = s_1 + L = f + z_{p1} + L; \quad \left(z_{01} = 453,2 \text{ мм} \right) \quad (10)$$

и коэффициенты A_1 , B_1 и C_1 аппроксимирующего многочлена:

$$A_1 = d_{\sigma 01}^2 + z_{01}^2 \cdot \Theta_{\sigma 1}^2; \quad B_1 = -2z_{01} \cdot \Theta_{\sigma 2}^2; \quad C_1 = \Theta_{\sigma 1}^2. \quad (11)$$

В результате выражение для огибающей преобразованного линзой пучка приобретает вид:

$$d_{\sigma 1}(z) = \sqrt{A_1 + B_1 \cdot z + C_1 \cdot z^2}; \quad \left(d_{\sigma 1}(z = 560 \text{ мм}) = 0,567 \text{ мм} \right). \quad (12)$$

Диаметры преобразованного линзой пучка в перетяжке $d_{\sigma 01} = 179$ мкм и на максимальном рекомендованном ИСО 11146 расстоянии от неё $d_{\sigma 1}(560 \text{ мм}) = 0,567$ мм, приведённые в скобках выражений (8) и (12), позволяют оценить пригодность матричного фотоприёмника для проведения измерений по приведённым выше критериям 2) и 3). Например, при использовании цифровой камеры «ВИДЕОСКАН-205/П-USB» с ПЗС-фоточувствительной матрицей SONY ICX205AL CCD(Mono) имеем пространственное разрешение $6 \text{ мкм} < 9 \text{ мкм}$ ($179 \text{ мкм}/20$) и минимальный линейный размер $6,20 \text{ мм} > 2,83 \text{ мм}$ ($0,567 \text{ мм} \times 5$), т.е. критерии по пространственному разрешению 2) и размеру площади матричного фотоприёмника 3) удовлетворяются.

Рассчитанное релеевское расстояние преобразованного пучка $z_{R1} = 35,71$ мм. Поскольку ИСО 11146 рекомендует проведение измерений в релеевской зоне по обе стороны от перетяжки и в пределах удвоенного релеевского расстояния за ней, то $z_{R1} = 35,71$ мм даёт оценку контролируемого перемещения фоточувствительной матрицы вдоль оси Z - $4z_{R1} = 143$ мм. Максимальный размер шага перемещения фоточувствительной матрицы при фиксации распределений $E(x, y, z)$ составит $\Delta z = (4z_{R1})/10 \approx 14$ мм, а длина измерительной части оптической схемы, т.е., по сути, длина установки (без исследуемого лазера), составит $z_{01} + 3z_{R1} = 560$ мм.

Разработанный программный комплекс позволяет оценить и погрешности путём прогона программы с отличающимися на величину погрешности значениями параметров оптических компонент.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана математическая модель, позволяющая по априорным данным о лазере прогнозировать параметры установки по измерениям пространственно-энергетических параметров лазерного излучения: диаметра лазерного пучка в перетяжке, положения перетяжки и расходимости. С помощью модели рассчитываются такие параметры установки, как: 1) диаметр и фокусное расстояние линзы, формирующей вспомогательную перетяжку; 2) требуемые размеры фоточувствительного элемента фотоприёмной матрицы и матрицы в целом (количество фоточувствительных элементов); 3) диапазон и шаг перемещений фотоприёмной матрицы вдоль оптической оси пучка, т.е., по сути, габариты оптико-механической части установки. Оценка параметров установки проводится по критериям международного стандарта ИСО 11146-2008.

В процессе измерений, которые носят итерационный характер, программа даёт возможность оперативно оценивать последствия корректировок оптической схемы и, тем самым, сократить количество итераций.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Основы оптической радиометрии / Под ред. А.Ф. Котюка. // М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003, 514 с.
2. ГОСТ Р ИСО 11146-2008 Лазеры и лазерные установки (системы). Методы измерений ширин, углов расходимости и коэффициентов распространения лазерных пучков. // М.: Стандартинформ, 2010, 21 с.
3. Климков Ю.М, Прикладная лазерная оптика. // М.: Машиностроение, 1985, 128 с.
4. П.А. Носов, И.И. Пахомов, А.Ф. Ширанков, Состояние и перспективы развития методов расчета преобразования лазерного излучения оптическими системами. // Вестник МГТУ им. Н. Э. Баумана. Сер. «Приборостроение», 2012, с. 167 – 177.

НЕРАЗРУШАЮЩИЙ КОНТРОЛЬ КОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВИХРЕВЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ

А.Е. Горюнов¹, П.В. Павлов¹, А.Н. Малов², Н.В. Петров³

¹*Военный учебно-научный центр ВВС*

*«Военно-воздушная академия им. проф. Н.Е. Жуковского и Ю.А. Гагарина»
(394064, г. Воронеж, ул. Старых Большевиков 54а)*

²*Иркутский государственный медицинский университет
(664003, г. Иркутск, ул. Красного восстания, д. 1),*

³*Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет
информационных технологий, механики и оптики,
(199004, г. Санкт-Петербург, ул. Кадетская линия, д. 3)
e-mail: pashok8208@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

Представлены результаты численного моделирования и экспериментального исследования лазерных спекл-структур для неразрушающего контроля внутренней структуры композитных материалов авиационных двигателей.

1. ВВЕДЕНИЕ

Для улучшения лётно-тактических характеристик современных и перспективных боевых самолетов и вертолетов выполняются дорогостоящие программы, предусматривающие снижение веса летательных аппаратов за счет применения новых, более перспективных материалов, к числу которых относятся так называемые композитные материалы. Основным видом дефектов таких конструкций при их производстве, существенно снижающих их прочность, является нарушение сплошности соединений слоев между собой. Одним из эффективных способов поддержания высокой надежности авиационной техники и увеличения сроков ее службы является обязательное применение на этапах производства, эксплуатации и ремонта различных методов неразрушающего контроля.

Методы неразрушающего контроля предназначены для выявления дефектов типа нарушения структуры материала, оценки его структуры и физико-химических свойств, контроля геометрических параметров изделий.

Универсальных методов контроля не существует. В настоящее время разработано большое число методов, каждый из которых используется для решения ограниченного числа задач. Наиболее распространены в условиях производства, эксплуатации и ремонта авиационной техники магнитные, капиллярные, акустические, радиационные и оптические методы контроля.

Использование оптического метода контроля заключается в просвечивании оптически прозрачных деталей мощным источником света. Контролёр, используя данный метод, визуально определяет места расположения дефектов. Недостатком метода является человеческий фактор, неточное определение границ, местоположения и глубины залегания дефекта, значительные временные затраты.

Для повышения эффективности оптических методов контроля на производстве и при эксплуатации предлагается использовать метод спекл-структур оптического излучения, который сейчас является одним из перспективных и востребованных [1]. Это связано с тем, что в спекл-картине, регистрируемой при отражении лазерных пучков от шероховатых поверхностей, содержится полная информация о её пространственных неровностях[2]. Однако на данный момент до сих пор не установлено точной взаимосвязи между параметрами шероховатостей исследуемых поверхностей и параметрами зондирующего излучения, что является препятствием для применения метода спекл-структур в различных областях.

В ходе данной работы были определены соотношения между параметрами системы и параметрами исследуемой поверхности, при которых целесообразно использовать метод корреляционной обработки картин. В работе представлены результаты моделирования оптической системы, реализующей способ неразрушающего контроля на основе использования метода спекл-структур, проанализированы на основе корреляционного анализа спекл-картин зависимости параметра длины волны излучения и числа топологического заряда от высоты неровностей профиля (h).

2. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Расчётная формула для поля прошедшего через оптическую систему выглядела следующим образом [3]:

$$u(x, y, l) = FFT^{-1} \left\{ FFT[U_0(x', y')] \times FFT \left[\frac{\exp\{ikr\}}{i\lambda r} \cdot \frac{l}{r} \right] \right\}, \quad (1)$$

где: U_0 – начальное распределение амплитуды, kr – множитель, задающий начальную фазу лазерного пучка, l – расстояние до плоскости наблюдения картины, λ – длина волны излучения, r – расстояние до точки наблюдения картины, x', y' – координаты точки в плоскости исходного пучка, x, y – координаты точки в плоскости регистрации спекл-изображения, $u(x, y, l)$ – функция, описывающая волновое поле в плоскости регистрации спекл-изображения, FFT – быстрое преобразование Фурье, FFT^{-1} – обратное преобразование Фурье.

Было проведено моделирование (при тех же параметрах системы) для различных значений длины волны излучения. Полученные картины распределений амплитуды волнового поля были обработаны при помощи программного комплекса корреляционной обработки изображений. С помощью данного комплекса для каждого значения среднего размера неровностей h была рассчитана величина интервала корреляции спекл-изображения светового пучка прошедшего через шероховатую поверхность или отражённого от неё. На основании полученных результатов были построены графики соответствующих зависимостей.

В результате моделирования были определены предельные значения высоты неровностей, которые доступны для диагностики методом спекл-

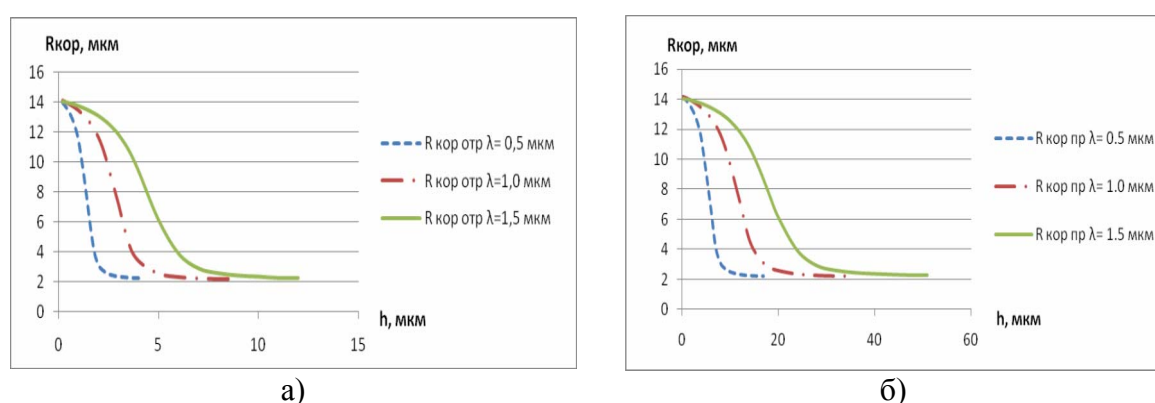


Рис. 1. Зависимости интервала корреляции от параметра шероховатости h для различных длин волн в случае регистрации спекл-картины вихревого фронта а) - при прохождении излучения через оптическую систему б) - при отражении от поверхности

Таблица 1. Результаты моделирования для схемы с отражением и пропусканием излучения

	Отражение			Пропускание		
	$\lambda = 0,5$ мкм	$\lambda = 1$ мкм	$\lambda = 1,5$ мкм	$\lambda = 0,5$ мкм	$\lambda = 1$ мкм	$\lambda = 1,5$ мкм
$h_{\max}$ (вихревой фронт)	4 мкм	8 мкм	11 мкм	16 мкм	34 мкм	50 мкм

структур с использованием корреляционного анализа изображений. Данные значения представлены в таблице 1.

Из результатов, приведённых на рисунке 1 можно видеть, что в случае регистрации спекл-картины при прохождении излучения через оптическую систему (через материал образца) диапазон размеров неровностей, в пределах которого применим метод корреляционной обработки, больше примерно в 4 раза, чем в случае отражения волнового фронта от поверхности с последующей регистрацией картины сразу на матрицу экрана ($h_{\max} \approx 8$ —для отражения, $h_{\max} \approx 32$ — для пропускания).

Ниже приведены аналогичные зависимости для различного числа топологических зарядов для случая отражения света от поверхности вихревого фронта (длина волны $\lambda=0,5$ мкм).

В таблице 2 представлены значения интервала корреляции спекл-картин отражённого вихревого волнового фронта с различным числом топологических зарядов для различных значений параметра h .

Установлено, что при увеличении числа топологических зарядов волнового поля (таблица 2) значение интервала корреляции уменьшается, т.е. при более сложной структуре волнового фронта чувствительность оптической системы к изменениям параметров шероховатой поверхности увеличивается. Это свидетельствует о том, что для световых пучков со сложной структурой волнового фронта метод корреляционной обработки изображений можно применять только до определённых пределов, обусловленных величинами шероховатости исследуемой поверхности.

В результате численного расчёта было установлено, что чувствительность метода корреляционного анализа увеличивается приблизительно на 10%, 30% и 70% соответственно при 1, 2 и 3 зарядах волнового поля [4].

Таблица 2. Значения $R_{кор}$ для схем отражения при различных значениях топологического заряда ρ

h, мкм	$R_{кор}$, мкм			
	Плоский фронт	$\rho=1$	$\rho=2$	$\rho=3$
0,2	14,8851	13,9839	11,7698	8,04026
1	12,4264	11,438	9,4959	7,24566
2	3,4224	3,078	2,62957	2,18205

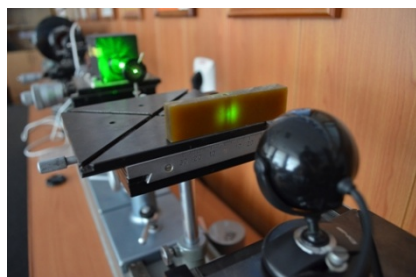
3. ЭКСПЕРИМЕНТ

В ходе исследований был проведён эксперимент по использованию метода спекл-структур оптического излучения для дефектоскопического контроля элементов лопасти несущего винта вертолета МИ-28Н. В качестве тестовых образцов выступали заготовки из композитного материала. Каждый образец имел определенную толщину (4 мм и 10 мм) соответственно. В качестве дефектов служили сквозные отверстия в торце образцов диаметром 2, 3, и 4 мм.

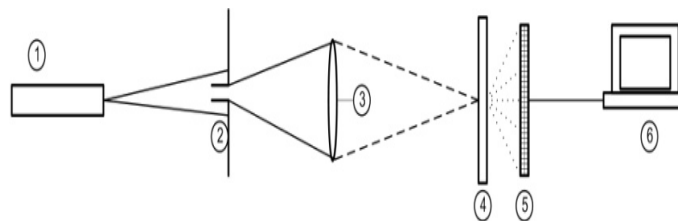
Внешний вид и схема экспериментальной установки представлена на рисунке 2.

В качестве источника излучения применялся регулируемый по мощности одномодовый твердотельный лазер с диодной накачкой SLM-417 (5 – 20 мВт) с длиной волны 532 нм. Приемником оптического излучения выступала цветная цифровая камера SDU-415C с матрицей разрешением 768x576 и размером пикселя 8,3*8,3 мкм.

В ходе эксперимента каждый из образцов подвергался зондированию, сначала неповрежденная часть, затем излучение пропускали через участки с дефектами, диаметр которых составлял 2, 3 и 4 мм. Зарегистрированные



а)



б)

Рис. 2. Внешний вид а) и схема установки б) используемой в эксперименте
1 – лазер SLM-417; 2 – диафрагма; 3 – линза; 4 – образец из композитного материала; 5 – камера SDU-415C; 6 – вычислительное устройство

на матрице фотокамеры спекл-картины распределения интенсивности прошедшего лазерного излучения также подвергались корреляционной обработке с помощью специализированного программного комплекса [5].

По полученным результатам построены графики функции автокорреляции регистрируемых спекл-картин (рисунок 3), а так же определены их интервалы корреляции и ширина энергетического спектра (таблица 3).

По полученным экспериментальным данным было установлено, что при увеличении размера дефекта значение величины интервала корреляции увеличивается, а ширины энергетического спектра уменьшается, что объясняется большим пропусканием лазерного излучения через материал в областях с большим дефектом.

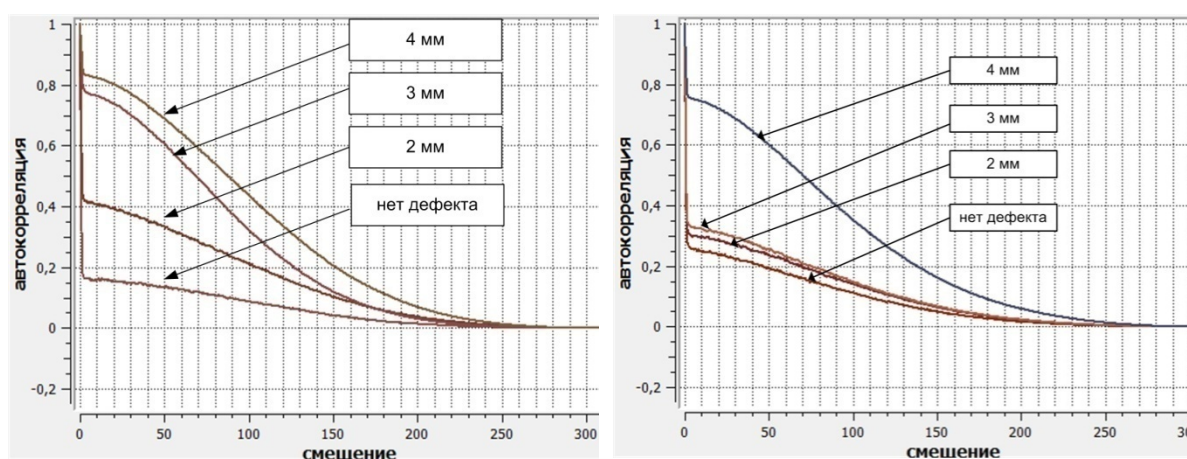


Рис. 3. Графики функций автокорреляции регистрируемых спекл-картин при зондировании образца толщиной 4 мм – а) и 10 мм – б)

Таблица 3. Значения интервалов корреляции и ширины энергетического спектра поля спекл-картин, регистрируемых при зондировании образцов из композитного материала

	Композит 4 мм Мощность 5 мВт		Композит 10 мм Мощность 10 мВт	
	Интервал корреляции, мкм	Ширина энергетического спектра, мкм	Интервал корреляции, мкм	Ширина энергетического спектра, мкм
Без дефекта	0,44126	0,321342	0,482012	0,346863
2 мм	1,03167	0,318413	0,526801	0,335655
3 мм	68,7291	0,315739	0,583114	0,331772
4 мм	87,6644	0,310277	7,10781	0,330841

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании экспериментальных результатов и результатов моделирования был сделан вывод о том, что метод спекл-структур оптического излучения может быть использован для проведения работ по дефектоскопическому контролю внутренней структуры авиационных деталей из композитных материалов. Результаты исследований так же могут быть использованы при обосновании тактико-технических требований для разработки устройств неразрушающего контроля, основанных на использовании метода спекл-структур оптического излучения.

Авторы благодарят ведущего технолога ОАО «РОСВЕРТОЛ» Полиенко А.А. за предоставленные образцы композитных материалов для проведения экспериментальных исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. ГОСТ Р 53696-2009. Контроль неразрушающий. Методы оптические. Термины и определения. М.: Стандартиформ. 2010. 7 с.
2. Малов А.Н., Павлов П.В. Определение параметров шероховатости поверхности оптически не прозрачных деталей методом спекл-структур с применением спиральных волновых пучков // Компьютерная оптика, 2012. т 36, № 3. с 365 – 368.
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. E. Gorjunov, P. V. Pavlov, N. V. Petrov. Evaluating the effectiveness of correlation digital speckle photography method for non-destructive testing of rough surfaces. Journal of Physics: Conference Series 536 (2014) 012017.
5. Программный комплекс неразрушающего контроля на основе использования метода спекл-структур оптического излучения: Свид. о гос. регистрации №2014617227 Рос. Федерация. №2014614511; заявл. 19.05.2014; в реестре программ для ЭВМ 15.07.2014.

ОПТИЧЕСКИЕ ТАММОВСКИЕ СОСТОЯНИЯ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ХОЛЕСТЕРИЧЕСКИЙ ЖИДКИЙ КРИСТАЛЛ – МЕТАЛЛ

Д.Н. Гулькин, В.О. Бессонов, И.В. Соболева,
А.А. Ежов, А.А. Федянин

*МГУ имени М.В. Ломоносова,
физический факультет
(119991, ГСП-2, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2)
e-mail: gulkin@nanolab.phys.msu.ru*

АННОТАЦИЯ

Работа посвящена теоретическому исследованию оптических таммовских состояний в системе холестерический жидкий кристалл (ХЖК) – металл, а также разработке методики создания образцов структур на основе ХЖК для наблюдения в них оптических таммовских состояний. Проведено численное моделирование спектров коэффициентов пропускания и отражения структур ХЖК-металл при возбуждении в них оптических таммовских состояний. Предложен метод создания оптического контакта между металлической плёнкой и ХЖК при помощи нанесения на металлическую пленку тонкого слоя фотоориентанта PAzo, запускающего процесс ориентации помещенного на неё ХЖК. Продемонстрирована возможность ориентации молекул фотоориентанта PAzo при помощи линейно-поляризованного излучения третьей гармоники импульсного Nd:YAG.

1. ВВЕДЕНИЕ

Холестерические жидкие кристаллы (ХЖК) представляют собой самоорганизующимися фотонные кристаллы (ФК), состоящие из палочкообразных молекул, выстраиваемых в виде спирали [1]. Благодаря своей структуре в законе дисперсии для ХЖК наблюдается фотонная запрещённая зона (ФЗЗ) для циркулярно поляризованного света. Наличие эффекта селективного отражения для циркулярно поляризованного света в таких структурах делает ХЖК привлекательными для их применения в качестве элементов цветных дисплеев, перестраиваемых поляризаторов или оптических фильтров [2,3].

Показано, что наличие структурных дефектов в ХЖК приводит к изменению их оптических свойств по аналогии с обычными одномерными

ФК, - на частотах фотонной запрещённой зоны наблюдаются пики в спектрах коэффициентов пропускания, связанные с локализацией света в дефектных слоях [4]. В последние несколько лет активно проводятся исследования оптических свойств нового типа поверхностных состояний, образующиеся на границе раздела ФК-металл. Данные состояния являются следствием локализации электромагнитного поля на границе раздела фотонный кристалл-металл и являются оптическим аналогом таммовских поверхностных состояний, возникающих на поверхности кристаллов. Экспериментально оптические таммовские состояния проявляются в виде узкого резонанса в спектрах коэффициентов отражения и пропускания структуры ФК-металл [2,5]. Оптические таммовские состояния в фотонных кристаллах могут применяться при создании компактных лазерных устройств и сенсоров. Аналогичный эффект для циркулярно-поляризованного света можно ожидать и в системе ХЖК-металл. Однако исследований оптических таммовских состояний в таких структурах в мире не проводилось.

Преимуществом ХЖК перед одномерными фотонными кристаллами является возможность изменений структуры ХЖК при разных температурах, что способствует созданию перестраиваемых лазеров с металлическим контактом и перезаписываемых оптических устройств [6].

2. ОПТИЧЕСКИЕ ТАММОВСКИЕ СОСТОЯНИЯ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ХОЛЕСТЕРИЧЕСКИЙ ЖИДКИЙ КРИСТАЛЛ - МЕТАЛЛ

2.1 Метод создания оптического контакта между поверхностью ХЖК и металлом

Основной проблемой при приготовлении структуры ХЖК-металл является создание оптического контакта между поверхностью ХЖК и металлической плёнкой. Вакуумное напыление металла приводит к расплавлению верхнего слоя ХЖК и нарушению в нём спиральной структуры. Поэтому при создании образцов предлагается использовать тонкий слой полимерного материала (фотоориентанта), представляющего собой фотохромный полиамид (PAzo), молекулы которого ориентируются с помощью линейно-поляризованного света в ультрафиолетовом диапазоне [7]. Сначала фотоориентант наносится на золотую плёнку и ориентируется при помощи облучения линейно-поляризованным ультрафиолетовым светом. Затем создается ячейка, куда заливается жидкий кристалл, который ориентируется благодаря анизотропии поверхностной энергии фотоориентанта (на рисунке 1). Таким образом, получается оптический контакт между металличе-

ской плёнкой и созданным на ней ХЖК. В полученных таким образом образцах будут проводиться исследования оптических таммовских состояний.

Для создания образцов необходимо определить оптимальные условия одноосной ориентации фотоориентанта. Для этого слой фотоориентанта PAzo толщиной 30 нм наносился на стеклянную подложку. Для ориентации молекул использовалась третья гармоника (длина волны 355 нм) импульсного Nd:YAG лазера. Интегральная мощность лазера менялась в диапазоне от 14 до 44 мВт/см², частота следования импульсов составляла 10 Гц, длительность импульсов - 7 нс (на рисунке 2). Время экспозиции варьировалось для разных серий образцов от 5 минут до нескольких часов, диаметр области экспонирования составлял 5 мм².

Оптические свойства получившихся плёнок фотоориентанта характеризованы методом эллипсометрии. Было обнаружено изменение показателя преломления плёнки в области экспонирования, что свидетельствует о возникновении ориентации молекул фотоориентанта вдоль направления, перпендикулярного плоскости поляризации ультрафиолетового света. На рисунке 3 представлены зависимости измеренных эллипсометрических параметров I_s и I_c в зависимости от длины волны излучения (eV).

При интегральной мощности 50 мВт/см² и времени экспонирования 20 минут (диаметр области экспонирования – 7 мм) наблюдается отличие между эллипсометрическими кривыми для экспонируемых областей образца для случая, когда молекулы фотоориентанта лежат в плоскости падения линейно-поляризованного света, и для случая, когда они перпендикулярны плоскости. Обнаружено изменение показателя преломления плёнки

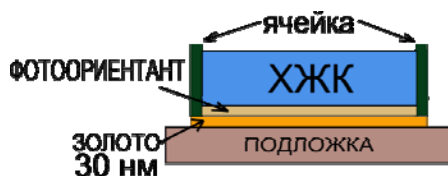


Рис. 1. Схема образца

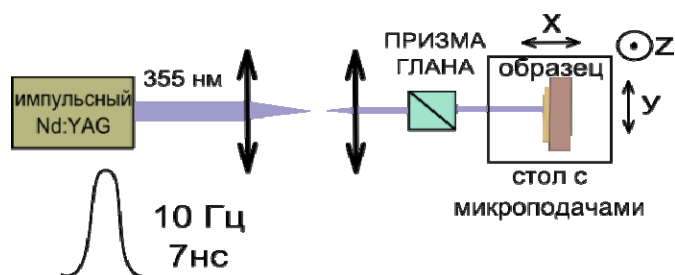


Рис. 2. Схема экспериментальной установки

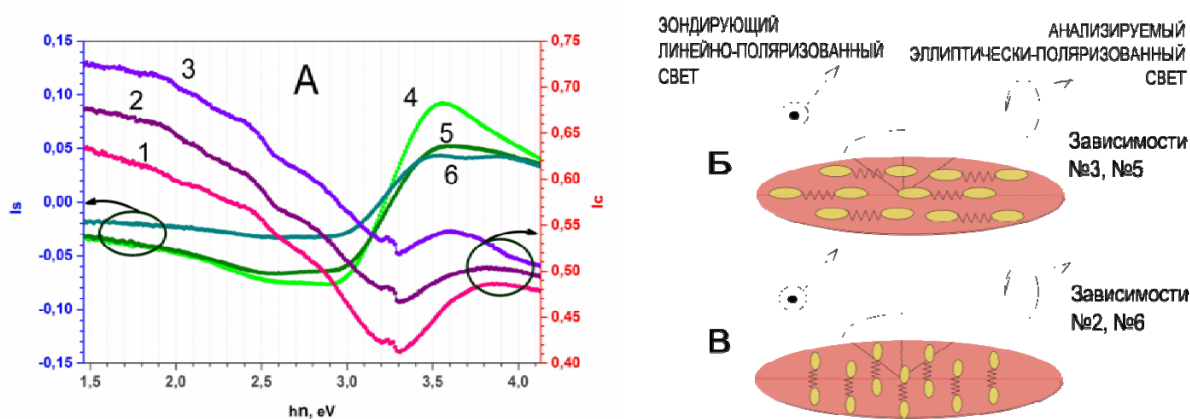


Рис. 3. (Слева) Зависимость эллисометрических параметров от энергии фотона, где зависимости №1, №4 – неэкспонируемая область образца, зависимости №2 и №3 (а также №5 и №6) – экспонируемые области; (Справа) Рассматриваемые случаи: плоскость, содержащая зондирующий и анализируемый свет параллельна направлению ориентации молекул (Б) и перпендикулярна направлению (В)

в области экспонирования, а также что общий характер кривых, соответствующих экспонируемым областям, аналогичен характеру кривой неэкспонируемой области.

Это свидетельствует о возникновении ориентации молекул фотоориентанта. При мощностях более 100 мВт/см^2 происходит расплавление слоя фотоориентанта.

2.2 Численное моделирование оптического таммовского состояния, возникающего в системе ХЖК-металл

Для определения свойств оптической системы ХЖК – металл при известных оптических (диэлектрические проницаемости) и геометрических параметрах использовался матричный 4×4 метод Берремана, основанный на уравнениях Максвелла [8]. Метод является универсальным, поскольку учитывает многократные отражения в слоистых структурах. Холестерический жидкий кристалл представлялся в виде совокупности большого числа плоскопараллельных тонких однородных слоёв с заданным направлением ориентации молекул. В этом случае матрица распространения ХЖК Берремана может быть рассчитана путём последовательного умножения друг на друга матриц распространения каждого слоя разбиения.

В качестве основы для моделирования был выбран ХЖК с периодом направления вектора ориентации молекул равным 465 нм , толщина кристалла составляет 3695 нм (≈ 8 периодов). Толщина слоя разбиения равня-

лась $1/256$ периода. Также для моделирования были взяты следующие значения диэлектрических проницаемостей ХЖК [9]: $\varepsilon_{\parallel} = 2,52 + 5,65 \cdot 10^4 / \lambda^2 - 6,0 \cdot 10^{-4} i$ и $\varepsilon_{\perp} = 2,25 + 2,30 \cdot 10^4 / \lambda^2 - 6,0 \cdot 10^{-4} i$, где λ - длина волны падающего на образец света (λ в нм).

На рисунке 4 показаны спектры коэффициентов пропускания и отражения для циркулярно-поляризованного излучения, падающего под нормалью из воздуха на систему ХЖК – полубесконечный слой стекла (коэффициент преломления стекла равен 1,5). Центр фотонной запрещённой зоны соответствует длине волны падающего света 725 нм. Показано, что ФЗЗ для данного ХЖК возникла только при право-циркулярно поляризованном свете.

Для проверки утверждения о существовании пика пропускания в спектре коэффициента пропускания ФЗЗ в случае создания дефекта в структуре холестерического жидкого кристалла [4] были смоделированы случаи сдвига фаз и внедрения изотропного слоя. Оба дефекта были реализованы в середине ХЖК.

В первом случае на рисунке 5 сдвиг фазы направления ориентации молекул составлял $-\pi/2$. Полученный пик пропускания (736 нм) для данного значения сдвига фазы находится в середине ФЗЗ. Во втором случае на рисунке 6 в качестве дефектного изотропного слоя взято стекло (толщина стекла составляет $200/256$ периода кристалла, коэффициент преломления – 1,5).

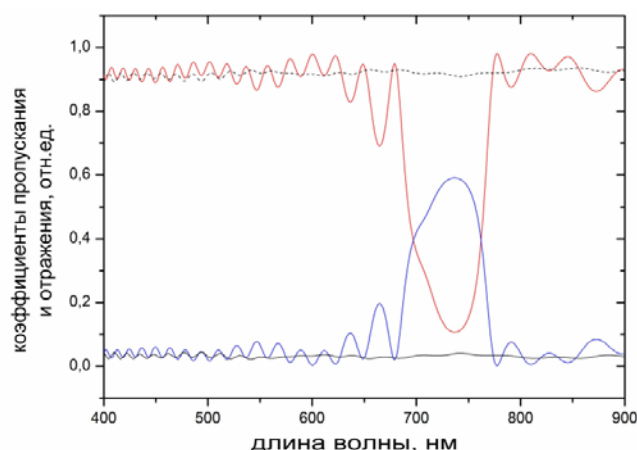


Рис. 4. Цветными линиями представлены линии для право-циркулярно поляризованного света: красная линия – коэффициент пропускания, синяя – коэффициент отражения; чёрными линиями изображены спектры для лево-циркулярно поляризованного света: пунктир – коэффициент пропускания, сплошная – коэффициент отражения

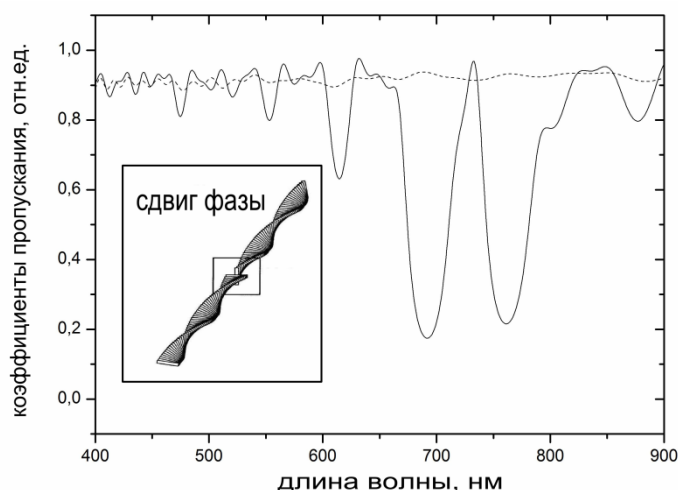


Рис. 5. Зависимость спектра коэффициента пропускания от длины волны излучения для сдвига фазы. Сплошная линия – право-циркулярно поляризованная волна, пунктир – лево-циркулярно поляризованная; на вставке изображён сдвиг фазы в ХЖК

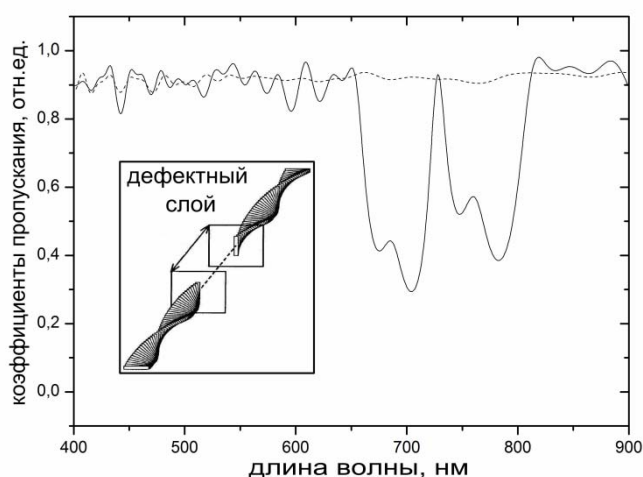


Рис. 6. Зависимость спектра коэффициента пропускания от длины волны излучения для дефектного слоя. Сплошная линия – право поляризованная волна, пунктир – лево поляризованная; на вставке изображён дефектный слой в ХЖК

Для получения оптического таммовского состояния, возникающего в системе ХЖК-металл, была смоделирована система ХЖК-золотая плёнка-полубесконечный слой стекла (толщина золотой плёнки равна 40 нм). На рисунке 7 показаны спектры коэффициента пропускания моделируемой системы. Виден острый пик пропускания на длине волны 715 нм, лежащий внутри ФЗЗ, соответствующий возбуждению ОТС. Прерывистая линия соответствует спектру коэффициента пропускания системы ХЖК-полубесконечный слой стекла.

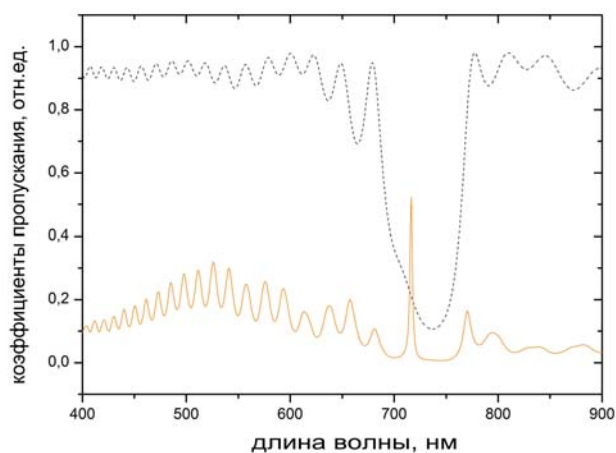


Рис. 7. Зависимости спектров коэффициентов пропускания от длины волны излучения: оранжевая линия – для системы ХЖК-металлическая плёнка-полубесконечное стекло; прерывистая линия – для системы ХЖК-полубесконечный слой стекла

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследована возможность экспонирования фотоориентанта RAzo при помощи линейно-поляризованного излучения третьей гармоники (длина волны 355 нм) импульсного Nd:YAG лазера в диапазоне мощностей 2-150 мВт/см² и временем экспозиции 2 минуты – 2 часа. Методом эллипсометрии обнаружено изменение показателя преломления плёнки в области экспонирования (при мощностях 50 мВт/см² и времени экспонирования 20 мин), что свидетельствует о возникновении ориентации молекул фотоориентанта. При моделировании структурных дефектов в холестерическом жидком кристалле были получены пики пропускания, лежащие внутри фотонной запрещённой зоны ХЖК. В системе ХЖК-металл-полубесконечное стекло обнаружено возникновение оптического таммовского состояния, которое проявляется в виде резонанса коэффициента пропускания в спектральной области фотонной запрещённой зоны.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. P. G. Gennes and J. Prost, The Physics of Liquid Crystals, 2nd ed. (Clarendon Press, Oxford, 1993), pp, 271-280
2. Afinogenov, B. I., Bessonov, V. O., Nikulin, A. A., & Fedyanin, A. A. (2013). Observation of hybrid state of Tamm and surface plasmon-polaritons

- in one-dimensional photonic crystals. *Applied Physics Letters*, 103(6), 061112.
3. Ha, N. Y., Ohtsuka, Y., Jeong, S. M., Nishimura, S., Suzuki, G., Takanishi, Y., & Takezoe, H. (2007). Fabrication of a simultaneous red–green–blue reflector using single-pitched cholesteric liquid crystals. *Nature materials*, 7(1), 43-47.
 4. Yang, Y. C., Kee, C. S., Kim, J. E., Park, H. Y., Lee, J. C., & Jeon, Y. J. (1999). Photonic defect modes of cholesteric liquid crystals. *Physical Review E*, 60(6), 6852.
 5. В. О. Бессонов, И. В. Соболева, Б. И. Афиногенов, Д. Н. Гулькин, Д. А. Шилкин, А. Т. Ле, А. А. Федянин, "Гибридные состояния таммовских и поверхностных плазмон-поляритонов в одномерных фотонных кристаллах", *Ученые Записки Физического Факультета*, 1, 141202, (2014).
 6. Tamaoki, N. (2001). Cholesteric liquid crystals for color information technology. *Advanced Materials*, 13(15), 1135-1147.
 7. Bobrovsky, A., Ryabchun, A., & Shibaev, V. (2011). Liquid crystals photoalignment by films of side-chain azobenzene-containing polymers with different molecular structure. *Journal of Photochemistry and Photobiology A: Chemistry*, 218(1), 137-142.
 8. Bethune, D. S. (1991). Optical harmonic generation and mixing in multilayer media: extension of optical transfer matrix approach to include anisotropic materials. *JOSA B*, 8(2), 367-373.
 9. Park, J. R., Ryu, G., Byun, J., Hwang, H., Kim, S. T., & Kim, I. (2002). Numerical modeling and simulation of a cholesteric liquid crystal polarizer. *Optical review*, 9(5), 207-212.

ПОЛУЧЕНИЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОЧАСТИЦ В СРЕДЕ ЖИДКОГО АЗОТА МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ

В.С. Казакевич¹, П.В. Казакевич¹, П.С. Ярьсько¹, О.О. Егорова²

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

²*Самарский государственный университет
(443011, г. Самара, ул. Академика Павлова, 1)
e-mail: ehatet@rambler.ru*

АННОТАЦИЯ

Исследованы оптические свойства наночастиц золота, полученных методом лазерной абляции в среде жидкого азота и перемещенных в этанол. Показано, что замещение жидкости приводит к уширению полосы поглощения с 500-550 нм до 500-650 и смещению максимума поглощения с 510 нм на 545 нм. Полученные результаты интерпретированы согласно теории ОСФК. Обнаружено, что при абляции в жидком азоте металлов, имеющих низкие температуры плавления (галлий 27 °С), могут быть получены наночастицы, обогащенные азотом (2%).

1. ВВЕДЕНИЕ

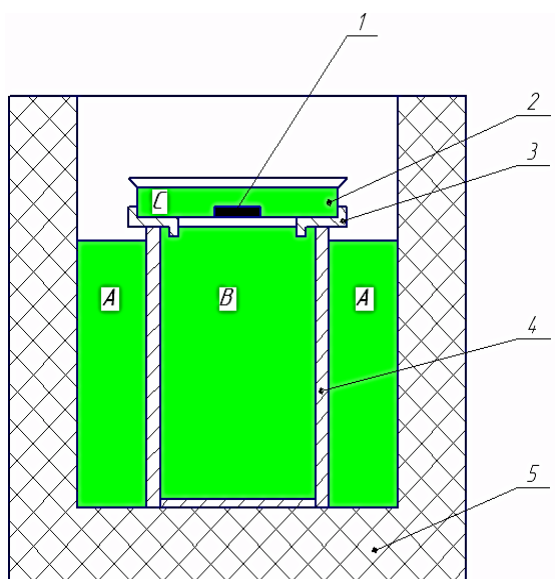
Абляция твердых тел в жидкостях является альтернативным методом получения разнообразных наночастиц. При получении наночастиц в жидкой среде не исключено химическое взаимодействие продуктов лазерной абляции с парами окружающей жидкости, которое особенно эффективно проявляется при повышении температуры мишени во время воздействия лазерного импульса[1]. В связи с этим весьма выгодно использовать криогенные жидкости, т.к. они позволяют минимизировать химическое взаимодействие[2]. Кроме того оптические свойства наночастиц, полученных при криогенной температуре заметно отличаются от оптических свойств тех же наночастиц, полученных при комнатной температуре. В случае использования в качестве среды криогенных жидкостей на спектрах поглощения наночастиц наблюдаются уширение максимума полосы плазмонного резонанса и ее смещение в красную область спектра. Данные отличия в оптических свойствах наночастиц подробно объясняются в работах[3-

5]. Однако в литературе в меньшей степени представлены данные об оптических свойствах наночастиц, полученных в криогенной среде.

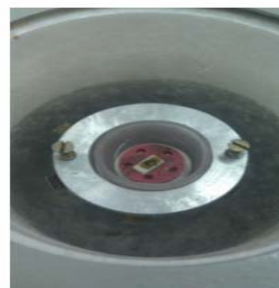
В связи с этим, целью работы являлось: исследование процесса получения наночастиц золота и галлия методом лазерной абляции в среде жидкого азота, и оценка влияния замены криогенной жидкости, на жидкость, находящуюся при комнатной температуре, на свойства золотых наночастиц.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для получения наночастиц в жидком азоте был использован импульсный Nd:YAG лазер с длиной волны излучения 1064 нм и длительностью импульса 250 пс. Частота повторения импульсов составляла 5 Гц. Время облучения варьировалось в диапазоне от 5 до 30 мин. Лазерное излучение с помощью объектива фокусировалось на границе раздела между горизонтально расположенной мишенью и жидкостью. В качестве мишеней использовались пластинка золота (99,99%, толщиной 2 мм), а также пластинка галлия (толщиной 2 мм). Мишень закреплялась на дне кюветы. Выходная энергия лазерного излучения составляла 15 мДж. Толщина жидкости над поверхностью образца 5 мм. Поскольку в качестве среды использовали жидкий азот, который активно кипит при комнатной температуре, была необходимость минимизировать процессы кипения. Для этих целей была создана криогенная камера. В литературных источниках приводятся достаточно сложные установки для получения наночастиц, использующие в своей основе вакуумную технику. Разработанная камера отличается простотой и легкостью в применении и обслуживании. Ключевой особенностью камеры является использование небольшого объема жидкого азота. Общая схема камеры приведена на рисунке 1. В чашку Петри, закреплённую с помощью держателя на алюминиевом стакане, заливался жидкий азот (рисунок 1а, С). Весь объём камеры (рисунок 1а, А), изготовленной из теплоизоляционного материала 5, и объём стакана 4 (рисунок 1а, В) также заполнялись жидким азотом, который выступал термостабилизатором. Таким образом минимизировалось кипение жидкости в кювете с мишенью, на которую фокусировалось лазерное излучение.



а)



б)

Рис. 1. а) Схема камеры для получения наночастиц в криогенной жидкости методом лазерной абляции. 1 - образец; 2 - чашка Петри; 3 - алюминиевый держатель чашки Петри; 4 - алюминиевый стакан; 5 - теплоизоляционный материал, б) Фотография криогенной камеры для получения наночастиц методом лазерной абляции

Регистрация спектров поглощения осуществлялась с помощью спектрофотометра СФ-56. Спектральный диапазон измерений 190-1100 нм, спектральное разрешение от 0,3 нм. Однако данный спектрофотометр не имеет технической возможности измерять спектры поглощения при криогенных температурах. В связи была разработана схема замещения жидкого азота на этиловый спирт. В качестве буфера для просмотра наночастиц использовался этиловый спирт, т.к. температура кристаллизации спирта низкая (-67), что позволяет избежать замерзания его поверхности при используемых объемах жидкого азота.

На следующей стадии эксперимента для исследования образцов, находящихся при криогенных температурах, и избежания нарушения работы спектрофотометра, связанного с выпадением влаги на оптические элементы схемы при её охлаждении, была разработана криогенная приставка для спектрофотометра СФ-56, общий вид которой представлен на рисунке 2.

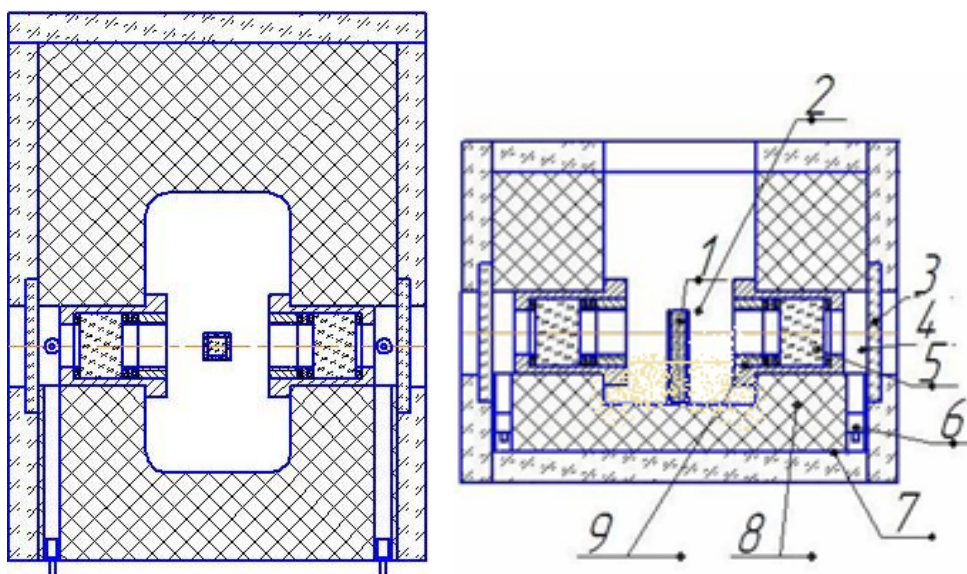


Рис. 2. Эскиз приставки для регистрации спектров поглощения криогенных коллоидов металлов. 1-кварцевая кювета с образцом; 2-внутренняя камера для заливки жидкого азота; 3-внешние кварцевые окна; 4-буферные объемы; 5-внутренние кварцевые окна; 6-штуцеры для подачи и отведения газа; 7- внешний кожух из оргстекла; 8-теплоизолятор

Принцип работы камеры состоит в следующем: камера устанавливается в кюветное отделение спектрофотометра, при этом кювета 1, содержащая образец, оказывается строго на оптической оси. Жидкий азот заливается в объем камеры 2 до уровня кварцевых окон, для термостабилизации, предотвращающей кипение образца в кювете 1. Объемы 4 между кварцевыми стеклами продуваются газообразным азотом. Образовавшиеся пары азота в камере 2 удаляются через дренажное отверстие, располагающееся в верхней части камеры (рисунк 2).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

В результате абляции золотой мишени криогенная жидкость приобретала красноватый оттенок. Коллоид с наночастицами, полученный в жидком азоте, выливался на поверхность этилового спирта. При комнатной температуре наблюдался процесс испарения жидкого азота, приводящий к образованию постоянно уменьшающейся в размере капли, содержащей продукты лазерной абляции. Данная капля находилась на поверхности жидкости, что можно объяснить наличием вокруг неё парогазового облака и приблизительно равные плотности спирта и жидкого азота (рис.3). В процессе испарения жидкого азота, частицы подвергались коагуляции, после чего выпадали в этиловый спирт.



Рис. 3. Слева направо представлена динамика изменения формы и размера капли коллоида золотых наночастиц, полученных в жидком азоте на поверхности этанола

Агрегация наночастиц могла повлиять на их оптические свойства. В связи с этим возникла необходимость сравнения исходного спектра наночастиц со спектром поглощения после замещения.

При регистрации спектра поглощения золотых наночастиц в жидком азоте наблюдается узкая полоса поглощения 500-550 нм с максимумом плазмонного резонанса в области 510 нм. После замещения жидкого азота на этиловый спирт полоса поглощения уширяется 500-650 нм и максимум поглощения смещается на 545 нм (рис.4 а). Данный эффект проявляется из-за сильного диполь-дипольного взаимодействия между частицами.

Уширение полосы поглощения и смещение максимума плазмонного резонанса характерно для естественного старения коллоида, в результате агрегации наночастиц. Проводилось наблюдение более 380 часов за естественным старением коллоида золотых наночастиц, полученного в этаноле, спектр поглощения которого представлен на рисунке 4б.

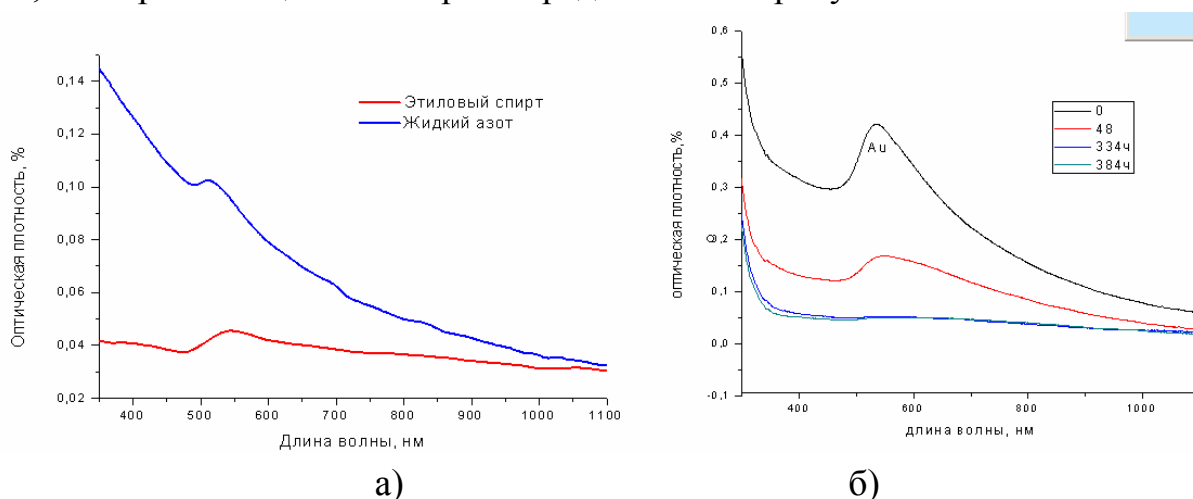


Рис. 4. а) Оптический спектр поглощения золотых наночастиц, полученных методом лазерной абляции в жидком азоте, и спектр поглощения наночастиц, перемещённых в этанол. б) Динамика изменения спектра поглощения коллоидного раствора золота с течением времени

По истечению 380 часов на спектрах полоса поглощения не идентифицируется на общем спектре поглощения в диапазоне 500-650нм, это как уже было сказано выше, связано с агрегацией наночастиц.

При работе с металлами, имеющими низкие температуры плавления, например галлием с температурой плавления 27 градусов, есть вероятность того, что часть окружающей среды может попасть в самую наночастицу. Для проверки данного факта осуществлялась лазерная абляция галлия в жидком азоте и этиловом спирте. Элементный анализ наночастиц галлия, полученных в этиловом спирте представлен на рисунке 5(спектр 1), в жидком азоте на рисунке 5(спектр 2).

Элементный анализ был проведен на сканирующем электронном микроскопе EVO 50 фирмы CARLZEISS. Было зафиксировано, что наночастицы галлия, полученные в этиловом спирте не содержат следы жидкости. При этом в наночастицах, полученные в жидком азоте обнаружилось 2 % содержания азота в частице, либо на её поверхности. Следовательно, метод лазерной абляции может стать одним из направлений получения нитридов галлия.

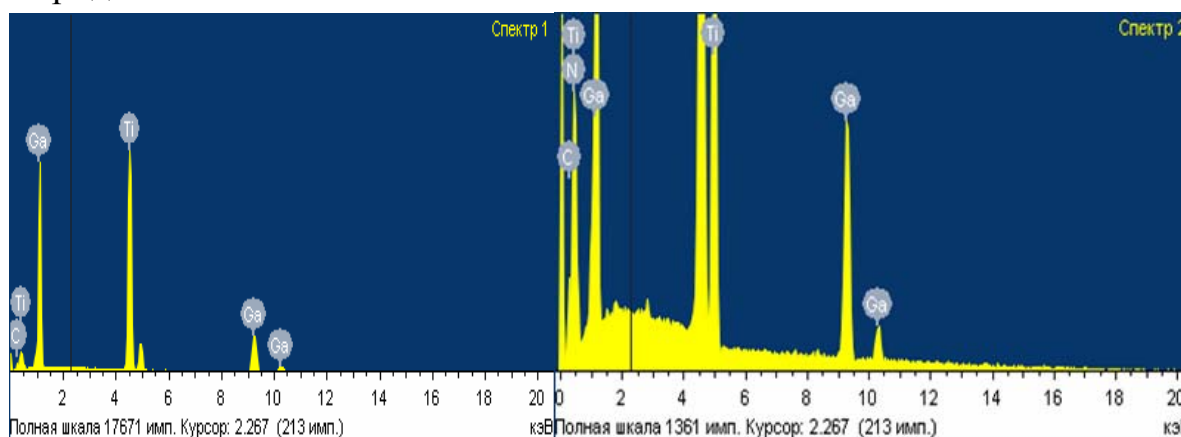


Рис. 5. Элементный анализ наночастиц галлия полученных методом лазерной абляции в этаноле (спектр 1) и в жидком азоте (спектр 2)

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные данные в результате выполнения работы свидетельствуют о влиянии замены криогенной жидкости, на жидкость, находящуюся при комнатной температуре. Замещение жидкости после получения наночастиц золота методом лазерной абляции в среде жидкого азота на среду этилового спирта приводит к уширению полосы поглощения с 500-550нм до 500-650 и смещению максимума поглощения с 510нм на 545нм. Пока-

зано, что лазерная абляция наночастиц галлия в среде жидкого азота приводит к образованию наночастиц, обогащенных азотом(2%). Обогащение азотом наночастиц галлия может приводить к образованию, например, нитридов галлия, что позволяет получать полупроводники в нанометровом масштабе. Подобная технология может быть использована в микроэлектронике, поэтому представленные в работе начальные экспериментальные данные о возможности применения жидкого азота в качестве среды при лазерной абляции таких элементов как золото и галлий является интересным и результативным с практической точки зрения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Карпов С.В., Попов А.К. Слабко В.В. – ЖТФ, 2003, т.73(6) , с.90. Бозон-Вердюра, Ф. Квантовая электроника / .-33(8).-2003.- 714 с.
2. Казакевич В.С., Казакевич П.В., Ярьсько П.С., Нестеров И.Г. «Получение коллоидного золота в различных жидкостях при использовании техники лазерной абляции в жидком азоте», Известия Самарского научного центра Российской академии наук, т. 14, №6, 2012
3. Карпов С.В. «Оптическая память агрегатов металлических наночастиц», Фотоника, 2012, №3,33.
4. Карпов С.В., Слабко В.В. «Оптические и фотофизические свойства фрактально-структурированных золей металлов». - 2003. - Новосибирск, изд-во: СО РАН. - 265 с.
5. <http://nanocomposix.com/pages/gold-nanoparticles-optical-properties>

3-D МОДЕЛИРОВАНИЕ В ЗАДАЧАХ ЛАЗЕРНО-ОПТИЧЕСКОГО ИЗМЕРЕНИЯ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ОБЪЕКТОВ СЛОЖНОЙ КОНФИГУРАЦИИ

Д.М. Живоносная, М.С. Боранбаев

Самарский государственный аэрокосмический университет

им. академика С.П. Королева

(национальный исследовательский университет)

(443011, г. Самара, Московское шоссе, 34)

АННОТАЦИЯ

Получена методика формирования 3-D модели исследуемого объекта по плоскому изображению, основанная на аппроксимации поверхности объекта набором плоскостей, построенных по контрольным точкам, отрадившим лазерный луч. Также были разработаны макетный образец устройства измерения геометрических параметров объектов сложной конфигурации и программное обеспечение для обработки результатов.

1. ВВЕДЕНИЕ

Оптический неразрушающий контроль геометрических параметров актуален, так как позволяет оценивать размеры изделий без механического контакта с ними, в том числе в процессе их производства. Под геометрическими параметрами подразумеваются линейные и угловые величины, а также соотношения между ними, характеризующие форму объекта и взаимное расположение его элементов. Широко известны [1] оптические методы, связанные с проецированием изделий на шаблоны и применением дорогостоящей оптики с метрологическими штрихами. Недостатком известных устройств подобной методики измерения является низкая точность, связанная с оптическими искажениями изображения на границах приёмной матрицы, а также зависимостью размера изображения от расстояния объектива телекамеры до контролируемого объекта. Это затрудняет их применение в устройствах оперативного контроля в тех случаях, когда расстояние до контролируемого объекта не известно или не фиксировано.

2.МЕТОДИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ

В данной работе предлагается более экономичный и быстродействующий способ формирования 3-D образа объекта, сущность которого иллюстрируется рисунком 1.

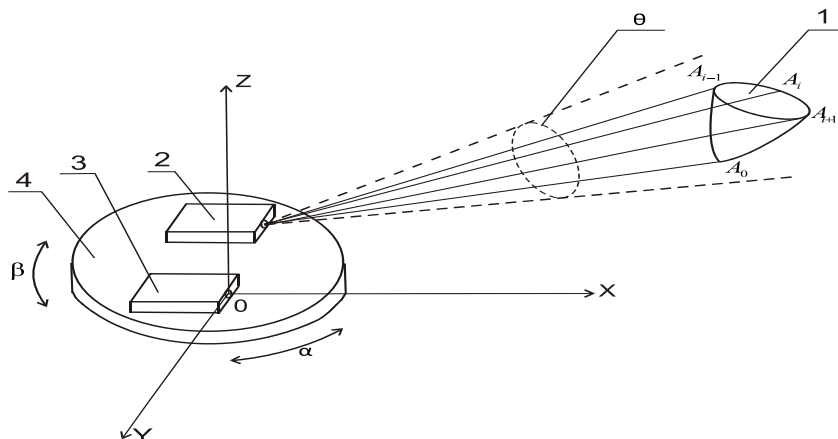


Рис. 1. Иллюстрация к математической модели: 1 – объект, 2 – фотокамера, 3 – лазерный дальномер, 4 – поворотная платформа

Измерительная процедура состоит в том, что объект 1 снимается теле (фото) камерой 2 и одновременно сканируется лазерным дальномером 3, которые расположены на подвижной платформе 4, способной перемещаться на фиксированные углы α и β в горизонтальной и вертикальной плоскостях. Объект устанавливается в зоне обзора камеры, определяемый телесным углом θ . За начало координат принята точка излучения лазерного дальномера. Фотокамера и лазер разнесены в пространстве, причем координаты центра линзы камеры известны.

Рассмотрим самый общий случай формирования цифрового 3D образа с помощью предложенной конструкции. Для произвольной A_i -ой точки можно записать

$$X_{Ai} = \rho_{Ai} \cos \beta_{Ai} \cos \alpha_{Ai} \quad (1)$$

$$Y_{Ai} = \rho_{Ai} \cos \beta_{Ai} \sin \alpha_{Ai} \quad (2)$$

$$Z_{Ai} = \rho_{Ai} \sin \beta_{Ai} \quad (3)$$

По данным измерений, полученных методом последовательного пространственного сканирования, формулы 1-3 позволяют сформировать «облако» точек, в абсолютных размерах характеризующих объект (или его часть, видимую со стороны телекамеры) в цифровом виде. Если за начало координат выбрать какую-либо точку A_0 изделия, то с помощью предло-

женной методики можно сформировать массив пространственных координат точек объекта, а также массив соответствующих им точек изображения

При формировании массива данных следует учитывать следующие обстоятельства:

1. Координаты оптических центров лазера и телекамеры разнесены в пространстве и принципиально по конструктивным соображениям не могут быть совмещены.
2. Изображение объекта на экране может трансформироваться и изменять координатную систему.

При описании и формировании цифрового образа объекта и его плоского изображения за начало абсолютной системы координат примем центр оптической системы лазера.

Введём следующие обозначения:

X_{Ai}, Y_{Ai}, Z_{Ai} - абсолютные координаты точки A_i (относительно центра оптической системы лазера); X_{Ti}, Y_{Ti}, Z_{Ti} - координаты точки A_i относительно центра оптической системы телекамеры; X_i, Y_i, Z_i - координаты точки A_i относительно начальной точки объекта.

Причём

$$X_{Ti} = X_{Ai} - X_T, Y_{Ti} = Y_{Ai} - Y_T, Z_{Ti} = Z_{Ai} - Z_T \quad (4)$$

$$X_i = X_{Ai} - X_T - X_{A0}, Y_i = Y_{Ai} - Y_T - Y_{A0}, Z_i = Z_{Ai} - Z_T - Z_{A0} \quad (5)$$

где

X_T, Y_T, Z_T - координаты центра оптики телекамеры в абсолютной системе координат, X_{A0}, Y_{A0}, Z_{A0} - координаты начальной точки объекта в абсолютной системе координат.

Точке A_0 ($X_0=0, Y_0=0, Z_0=0$) в относительных координатах на объекте должна соответствовать начало координат на фотокадре $\mu_i=0, \eta_i=0$. Это позволяет соблюсти пропорции при любых линейных преобразованиях изображения средствами ЭВМ.

Таким способом можно сформировать цифровой образ профильного объекта с использованием точек поверхности, от которых можно получить отражение лазерного луча. Если точек достаточно много, то любой линейный размер на объекте, например между точками A_i и A_n определяется по формуле

$$L_{in} = \sqrt{(X_n - X_i)^2 + (Y_n - Y_i)^2 + (Z_n - Z_i)^2} = \sqrt{\Delta X_{ni}^2 + \Delta Y_{ni}^2 + \Delta Z_{ni}^2} \quad (6)$$

Любой криволинейный размер, взятый на контролируемой поверхности получится путём последовательного суммирования составляющих его отрезков.

Для формирования точного цифрового образа объекта необходимым-ного точек отражения с малым шагом сканирования, что является долго-временным и трудоёмким процессом Поэтому координаты дополнитель-ных точек поверхности, интересующей метролога, можно найти с помо-щью изображения на фотокадре по методике изложенной ниже.

2.1.Кусочно- плоскостная аппроксимация поверхности объектов

Предложено аппроксимировать поверхность контролируемого объек-та набором плоскостей, проходящих через три соседние точки, не лежащие на одной прямой. Для точек A_{i-1} A_i , A_{i+1} это уравнение имеет вид [2]:

$$GX + QY + TZ + P = 0 \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} G &= (Y_i - Y_{i-1})(Z_{i+1} - Z_{i-1}), \\ Q &= -(X_i - X_{i-1})(Z_{i+1} - Z_{i-1}), \\ T &= (X_i - X_{i-1})(Y_{i+1} - Y_{i-1}), \\ P &= -GX_{i-1} + QY_{i-1} + TZ_{i-1} \end{aligned} \quad (8)$$

Выбранные точки имеют координаты на изображении $A_{i-1}(\mu_{i-1} \eta_{i-1})$, $A_i(\mu_i \eta_i)$, $A_{i+1}(\mu_{i+1} \eta_{i+1})$.

Из законов геометрической оптики, по правилам сохранения пропор-ций, при съёмке со стороны X (центр линзы находится на оси X) между ко-ординатами точек в пространстве и на фотоматрице справедливы следую-щие соотношения [1], [3] (при $X > f$).

$$\mu_\phi = \frac{Yf}{X - f}, \quad \eta_\phi = \frac{Zf}{X - f} \quad (9)$$

где f – внешнее фокусное расстояние объектива, для стандартных объек-тивов это величина известная, либо определяется экспериментально.

μ_ϕ, η_ϕ – координаты на фотоматрице, которые связаны с координатами на экране по формулам

$$\mu_\phi = K_\phi \mu, \quad \eta_\phi = K_\phi \eta \quad (10)$$

где K_3 – коэффициент преобразования электронной системы, связанный с трансляцией изображения на экран монитора. В простейшем случае определяется отношением размера фотоматрицы к размеру кадра на экране. Если размер фотоматрицы не известен, то определяется экспериментально по методике, которая описывается ниже.

Из (9) с учетом (10) следует

$$Y = \frac{K_3 \mu (X - f)}{f}, \quad Z = \frac{K_3 \eta (X - f)}{f} \quad (11)$$

Из выражения (10) для любой внутренней текущей точки, находящейся на плоскости (7), образованной тремя соседними точками калибровки можно составить уравнение, связывающее координату X с координатами изображения, ограниченного точками $A_{i-1}(\mu_{i-1} \eta_{i-1})$, $A_i(\mu_i \eta_i)$, $A_{i+1}(\mu_{i+1} \eta_{i+1})$.

Например, координаты произвольной точки M , находящейся внутри указанной области определяться их уравнения

$$X_M = \frac{K_3 (Q \mu_M f + T \eta_M f) - P}{Gf + K_3 (Q \mu_M + T \eta_M)} \quad (12)$$

где μ_M , η_M – координаты точки M на изображении.

Другие координаты точки M через координаты изображения определяться по формулам (11).

Выражения (11) и (12), связывающие координаты поверхности плоского изображения (μ , η) с пространственными координатами X, Y, Z получены впервые и составляют научную новизну работы.

Фокусное расстояние f можно определить экспериментально по любой калибровочной точке $A_i (X_i Y_i Z_i)$, если подставить её координаты в соотношения (11). При этом получим уравнения

$$f = \frac{K_3 \mu_i X_i}{Y_i + K_3 \mu_i} \quad \text{или} \quad f = \frac{K_3 \eta_i X_i}{Z_i + K_3 \eta_i} \quad (13)$$

Таким образом, сочетая аппроксимацию криволинейной поверхности кусочками плоскостей и используя плоское изображение объекта создаётся подробное облако точек трёхмерного объекта, по которому можно определять любой размер между разными точками по формуле (6). Кроме того, также можно анализировать форму по специальным алгоритмам.

2.2. Моделирование

Проведены экспериментальные исследования предложенного метода измерения и численное моделирование разработанной методики формирования цифрового 3D образа объекта. Для этого изготовлен и испытан макетный образец лазерно-телеметрического устройства, с возможностями как углового, так и линейного сканирования. Разработана программа испытаний и методика обработки результатов, проведена калибровка разработанных устройств на эталонных образцах, отладка программных продуктов на тестовых задачах. В окне отображаются координаты контрольных точек $A_i (X, Y, Z)$ в пространстве и на изображении $A_i (\mu, \eta)$, расстояния между контрольными точками, координаты даны относительно точки $A_0(0,0,0)$. Указав мышкой произвольную точку B_i на изображении программа автоматически вычисляет координаты этой точки в пространстве, а также заполняет таблицу расстояний между этими точками. Координаты вычисленных по изображению точек проверялись с помощью лазерного дальномера и датчиков углов и совпадали с погрешностью 3%.

Координаты точек поверхности объекта, от которых нет отражения лазерного луча, проверялись по расстояниям между точками на изображении и совпадали с погрешностью 5%.

На рисунке 4 показано трёхмерное изображение объекта и его проекции на координатные плоскости.



Рис. 2. Макетный образец лазерно- телеметрического устройства с угловым и линейным сканированием

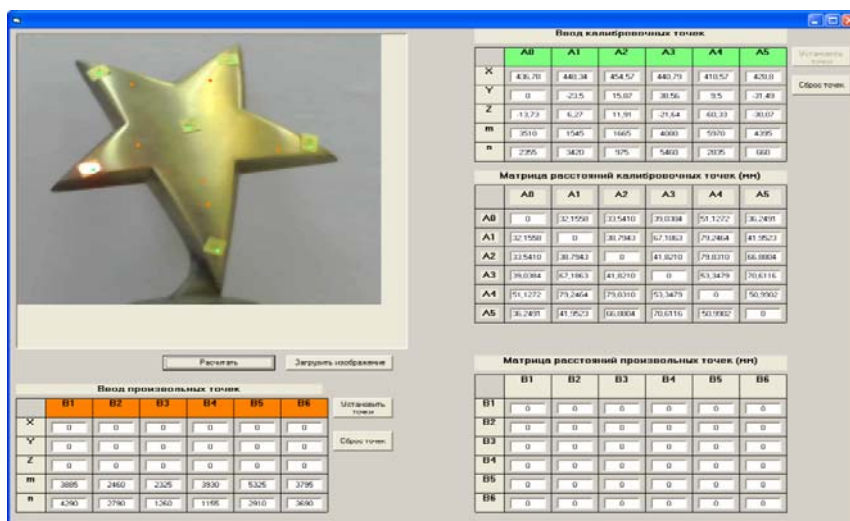


Рис. 3. Окно программы протоколирования и обработки результатов для устройства с угловым сканированием

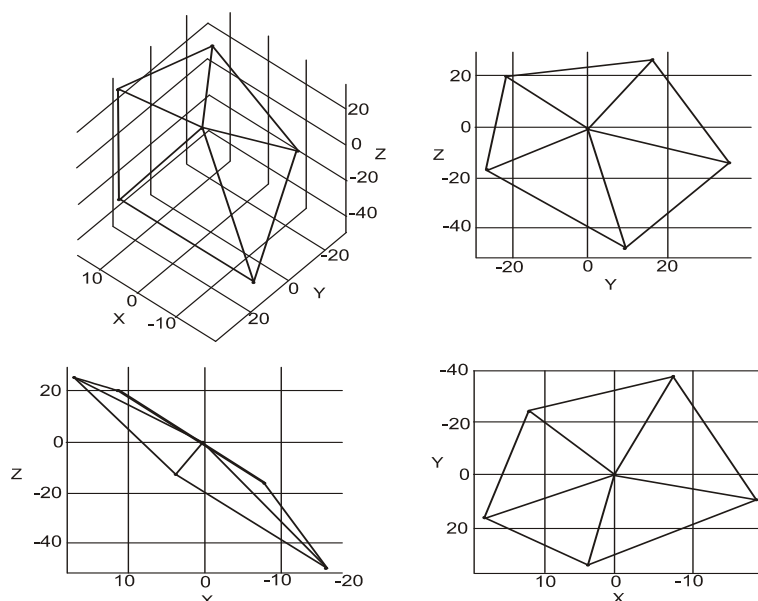


Рис. 4. 3D- модель объекта

Отметим, что вместо кусочно-плоскостной аппроксимации объекта, можно использовать более точную кусочно-криволинейную аппроксимацию поверхности объекта, если заранее известна его форма (например, цилиндр, шар, конус, параболоид и т.д.). В этом случае вместо уравнения плоскости (7) следует использовать аналитические уравнения соответствующих поверхностей [2].

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

За счёт того, что измерительная процедура не требует многоточечного сканирования поверхности с высоким разрешением, повышается скорость

проведения измерительной процедуры. Кроме того методика позволяет найти координаты тех точек, которые не дают отражения лазерного луча.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Скворцов, Б.В. Методы дистанционных измерений геометрических параметров объектов / Б.В. Скворцов, И.Ю. Жиганов, А.Н. Малышева–Стройкова. – Germany: LAP LAMBERT Academic Publishing GmbH & Co.KG, 2012. – 313 с.
2. Справочник по математике / по ред. М.Я. Выгодского. - М.: Наука, 1973. - 872 с.
3. Козлов, В.Л. Измеритель дальности и размерных параметров объектов на основе цифровой фотокамеры / В.Л. Козлов, И.Р. Кузьмичёв // Вестник БГУ. – 2011. - №1. - С.33 – 38.
4. Красильников, Н.Н. Цифровая обработка 2D- и 3D- изображений/ Н.Н. Красильников.- СПб: БВХ Питербург, 2011.- 608с.

СПИРАЛЬНЫЕ ПУЧКИ СВЕТА В ЗАДАЧАХ РАСПОЗНАВАНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ. УЧЕТ ШУМОВ И ДЕФОРМАЦИЙ

С.А. Кишкин¹, В.Г. Волостников^{1,2}, С.П. Котова^{1,2}

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

²*Самарский государственный аэрокосмический университет
им. академика С.П. Королева
(национальный исследовательский университет)
(443086, г. Самара, Московское шоссе, 34)
e-mail: kishkin.sergey@gmail.com*

АННОТАЦИЯ

В работе представлено развитие метода распознавания контуров посредством спиральных пучков света. Подход распространен на случай, когда кривые подвержены воздействию шумов и деформаций. Введены два вспомогательных инструмента: корреляция спиральных пучков и случай малой детализации. Приводятся результаты численных экспериментов.

1. ВВЕДЕНИЕ

Контурный анализ является одним из ключевых звеньев задачи распознавания изображений, суть которого заключается в исследовании изображения как набора контуров [1, 2]. В данной работе описывается усовершенствование уже предлагавшегося к рассмотрению подхода по распознаванию контуров изображений, основанного на применении математического аппарата спиральных пучков – световых полей, сохраняющих свою структуру при фокусировке и распространении.

Сущность предлагаемого в работе подхода заключается в том, что все операции проводятся не с плоской кривой, задаваемой контуром, а с определяемым ею спиральным пучком. Это обусловлено тем, что выгоднее рассматривать спиральный пучок, обладающий рядом полезных свойств (гарантированность его описания аналитическими равномерно-сходящимися функциями, большое количество способов его задания: амплитудой, корнями, коэффициентами разложения [3]).

Исход распознавания может (и должен) опираться на совокупность решений по многим выделенным на изображении контурам, и это легко достигается в том случае, когда существует механизм сравнения двух контуров. Именно нахождение качественных характеристик контура и извлечение из них информации о схожести является целью данной работы. Эта работа уточняет результаты, полученные в [4], а также обобщает подход распознавания на деформированные/зашумленные контуры

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, например, фильтрами Собеля получения границ. Следующим шагом является нахождение таких характеристик контуров, которые были бы однозначны и инвариантны относительно различных факторов (в частности, не зависимость от выбора начальной точки, масштаба и поворота контура на плоскости). На рисунке 1 приведено изображение корабля, на котором для простоты выделен единственный контур – его граница.

Математическим представлением контуров естественно считать некоторые замкнутые плоские кривые, состоящие из упорядоченного набора точек:

$$\zeta(t) = x(t) + iy(t), t \in [0, T]. \quad (1)$$

Конечно, каждый контур можно представить в виде бесконечного ряда по некоторой системе полных ортогональных функций. Задача разложения указанных функций детально освещена в [5], где приводятся классические базисы, применяемые в задачах распознавания изображений.

Проблема, однако, заключается в следующем. Конечный набор коэффициентов разложения по одномерному базису радикально зависит от того, с какой точки мы «начнём» кривую (задав её, таким образом, 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, хотя на практике вычисления ведутся только с конечными суммами этих рядов. Следует отметить, что если рассматривать кривую как двумерный объект, заданный на плоскости, эта проблема снимается.

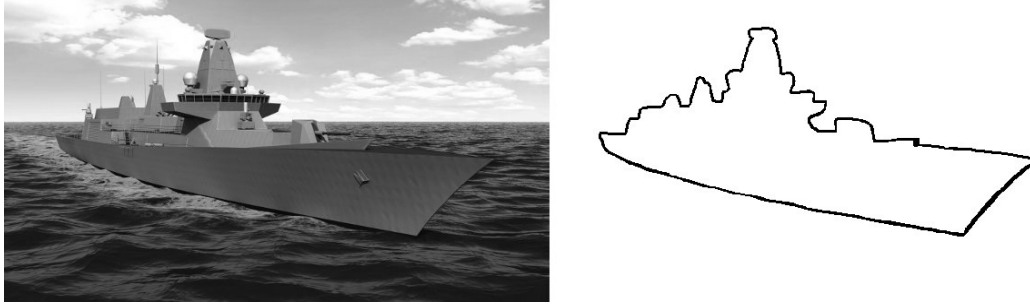


Рис. 1. Исходное изображение (слева) и контур объекта (справа)

3. СПИРАЛЬНЫЙ ПУЧОК

Исследование световых полей различного типа выявило новый тип световых пучков, названных спиральными [3]. Оказалось, что спиральный пучок представляет собой световое поле, сохраняющее свою структуру интенсивности с точностью до масштаба и вращения при распространении и фокусировке. Кроме того, структура такого светового поля может быть весьма разнообразной, в частности, оно может иметь форму произвольной плоской кривой, в том числе, замкнутой.

Установлено, что комплексная амплитуда $S(z, \bar{z})$ такого пучка для порождающей кривой $\zeta(t)$ имеет вид:

$$S(z, \bar{z} | \zeta(t), t \in [0, T]) = \exp \left\{ \frac{-z\bar{z}}{\rho^2} \right\} \times \times \int_0^T \exp \left\{ -\frac{\zeta(t)\bar{\zeta}(t)}{\rho^2} + \frac{2z\bar{\zeta}(t)}{\rho^2} + \frac{1}{\rho^2} \int_0^t [\bar{\zeta}(\tau)\zeta'(\tau) - \zeta(\tau)\bar{\zeta}'(\tau)] d\tau \right\} |\zeta'(t)| dt, \quad (2)$$

где ρ - гауссов параметр пучка, а черта означает комплексное сопряжение. Пример данной кривой и соответствующего спирального пучка приводится на рис. 2.

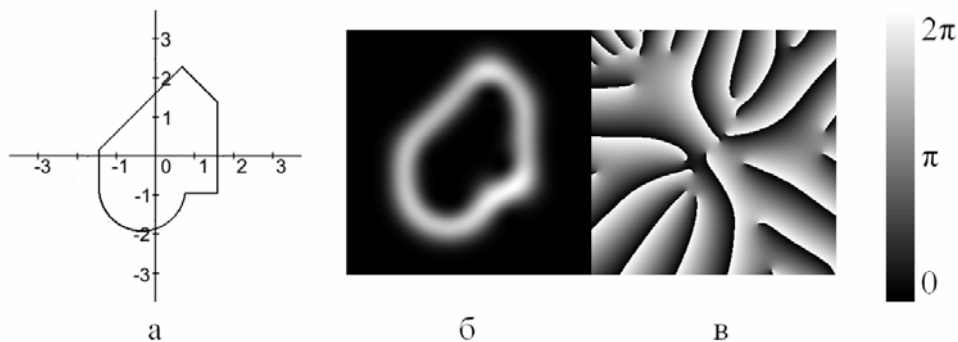


Рис. 2. Спиральный пучок в виде ломаной: а – образующая кривая, б , в – пространственные распределения интенсивности, фазы

Подробно о предложенном подходе распознавания изображений можно прочесть в [4], где освещены более детально вопросы квантования спиральных пучков и представления их в виде суммы ряда

$$S_N(z, \bar{z} | \zeta(t), t \in [a, a+T]) = e^{-\frac{z\bar{z}}{\rho^2}} \sum_{n=0}^{N_c} c_n z^n \quad (3)$$

4. СРАВНЕНИЕ КОНТУРОВ

Пусть имеются два контура, входной и контрольный - находящийся в базе данных, и необходимо определить, соответствуют они друг другу или нет. Перед построением пучков сделаем следующее: выберем шаги комплексных сеток, на которых будут вычисляться спиральные пучки так, чтобы площади, ограниченные кривыми были равными. Приведение к одной площади позволяет снять проблему неизвестного масштаба изображения (он будет находиться через отношение шага одной сетки к шагу другой), сохраняя независимость от выбора начальной точки и угла поворота.

Построим для обоих контуров соответствующие спиральные пучки, оставляя необходимое количество членов [4]. По приведенной ранее схеме поставим контурам в соответствие два спиральных пучка, суть два набора комплексных коэффициентов: $\{c_n^{(1)}\}_{n=0}^{N_c}$ и $\{c_n^{(2)}\}_{n=0}^{N_c}$. Проверим критерий совпадения двух контуров с точностью до вращения:

$$\forall n \in \overline{1, N_c}, \frac{|c_n^{(1)}|}{|c_n^{(2)}|} = 1, \varphi_n = \frac{1}{i} \ln \frac{c_n^{(1)} c_{n-1}^{(2)}}{c_n^{(2)} c_{n-1}^{(1)}}, \quad (4)$$

Если $\varphi_n \equiv \text{const}$ для всех n , то φ_n угол взаимного поворота контуров α . Этот факт легко получить, записывая соотношение двух комплексных амплитуд из представления спирального пучка в виде сумм (3).

Если же условие (4) не выполняется, можно констатировать несоответствие контуров друг другу.

5. УЧЕТ ШУМОВ

Следует отметить, что в реальных системах неизбежно присутствуют факторы, которые ранее не были учтены: шумы и искажения.

Было проведено исследование того, как предлагаемый подход реагирует на искажения подобного рода. Метод оказался весьма устойчивым к наличию шумов в распознаваемом контуре. Однако, несмотря на то, что комплексная амплитуда и её нули устойчивы к деформации контура, ко-

ээффициенты разложения (см. формулы Виета для полиномов), могут варьироваться, притом весьма значительно. Это не мешает продолжать их использовать для распознавания, поскольку усеченные ряды (4) сходятся равномерно и весьма «быстро».

Кроме того, есть возможность воспользоваться дополнительной глобальной характеристикой (в отличие от «локальных» коэффициентов), которая в оптике световых полей известна как коэффициент перекрытия. Фактически, $K(\theta)$ представляет собой корреляционную функцию по углу взаимного поворота θ спиральных пучков $S^{(1)}(z, \bar{z})$ и $S^{(2)}(z, \bar{z})$, где мерой близости выступает скалярное произведение из числителя формулы (5). Максимум модуля этой функции достигается при истинном угле взаимного поворота α распознаваемых контуров.

$$K(\theta) = \frac{\iint S^{(1)}(z, \bar{z}) \overline{S^{(2)}(ze^{i\theta}, \bar{z}e^{-i\theta})} dx dy}{\sqrt{\iint S^{(1)}(z, \bar{z}) \overline{S^{(1)}(z, \bar{z})} dx dy} \sqrt{\iint S^{(2)}(z, \bar{z}) \overline{S^{(2)}(z, \bar{z})} dx dy}} \quad (5)$$

Факт неустойчивости коэффициентов разложения побудил к поиску дополнительных решений, позволяющих нивелировать влияние шумов на рассматриваемый метод. Это привело к рассмотрению ситуации, названной нами «случаем сверхмалой детализации». Идея заключается в следующем: если в случае большого количества коэффициентов разложения их точность может ухудшаться при наличии шумов, то следует строить спиральные пучки с очень маленьким параметром квантования (от 2 до 5). При этом интенсивность такого светового поля уже не будет внешне напоминать порождающую кривую, однако с точки зрения применения теоремы Виета и энергетических характеристик получающегося светового поля такой подход оправдан.

6. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

В качестве тестового образца было выбрано изображение самолета, был вручную выделен контур границы и построен для него спиральный пучок. После этого в графическом редакторе контур был повернут на 123 градуса, уменьшен до 75% от исходного, и построен соответствующий ему спиральный пучок. Рисунку 3в соответствует параметр квантования N_q

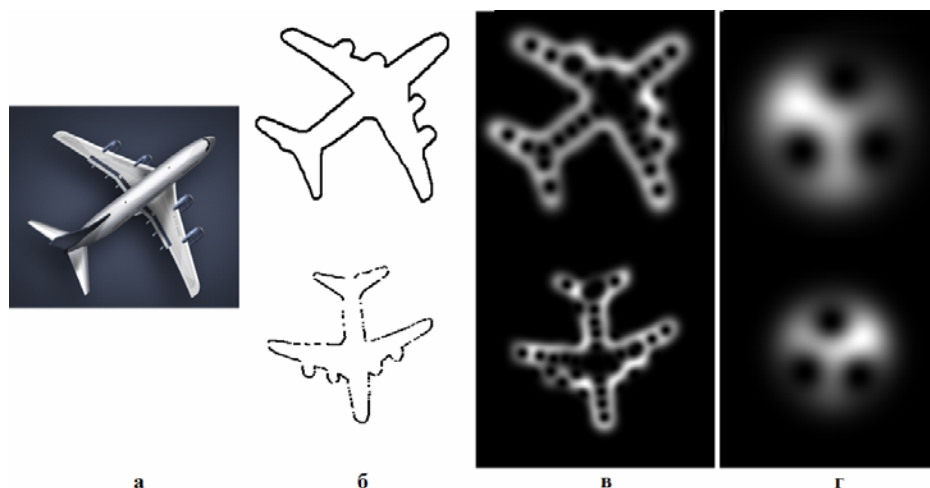


Рис. 3. (а) - исходное изображение самолета, (б) - выделенный контур границы, (в, г) - интенсивности порождённых спиральных пучков в случаях большой и малой детализации

равный 30, количество коэффициентов разложения $N_c = 120$. На рисунке 3г, иллюстрирующем случай малой детализации, обе эти величины равны 3.

В первом случае функция корреляции при этом достигает максимума своего абсолютного значения 0,8 при искомом угле 123 градусов и масштабном множителе 1,3. По определению $K(\theta)$ максимум её модуля не превосходит 1, иными словами, констатируется схожесть верхнего и нижнего контуров, но не абсолютная, что является следствием обработки (на рис.3в заметны пропадания звеньев самолета в районе «хвоста»). Во втором случае функция корреляции при этом достигает максимума своего абсолютного значения 0,998 при том же угле. Коэффициенты разложения, вычисленные для критерия (4) представлены в таблице 1.

Следует отметить, что сами по себе углы потенциального поворота φ_n не вполне удовлетворяют критерию, однако обнаружена специфическая особенность: их среднее арифметическое значение дает искомый угол поворота с небольшой погрешностью.

Таблица 1. Коэффициенты разложения и применение критерия

n	$c_n^{(1)}$	$c_n^{(2)}$	$\frac{ c_n^{(1)} }{ c_n^{(2)} }$	φ_n
1	-0,088 - 0,335i	-0,286 + 0,175i	1,034	-98
2	-0,482 + 0,517i	-0,577 + 0,155i	1,182	-139
3	1,175 - 2,049i	-0,365 + 2,131i	1,093	-128
Среднее значение угла поворота:				-122

Этот факт привлекает наше внимание, поскольку он подтвержден многими численными экспериментами, но ещё не был детально проанализирован. Таким образом, численные эксперименты показывают, что представленный алгоритм может успешно применяться и в ситуации, когда распознаваемый контур зашумлён или деформирован.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе предлагается к рассмотрению новый подход в рамках контурного анализа, основанный на тесном взаимодействии когерентной оптики, теории функций и численных методов. Показан и теоретически обоснован алгоритм сопоставления контуров, позволяющий определить, являются ли два контура одинаковыми с точностью до масштаба и/или вращения. Продемонстрирована динамика развития предлагаемого подхода в случае присутствия шумов или деформаций на исследуемом изображении. Введены дополнительные инструменты: корреляция $K(\theta)$ и случай сверхмалой детализации.

Предполагается продолжение исследований в следующих направлениях: во-первых, проведение анализа производительности по сравнению с классическими методами контурного анализа; во-вторых, получение асимптотических оценок на алгоритмическую сложность предлагаемых вычислений; в-третьих, выработка критериев оценки получаемых значений корреляции.

Работа выполнена при поддержке Учебно-научного комплекса ФИАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Обработка и анализ изображений в задачах машинного зрения / Ю.В. Визильтер, С.Ю. Желтов, А.В. Бондаренко, М.В. Ососков, А.В. Моржин – М.: Физматкнига, 2010. – 672 с.
2. Введение в контурный анализ и его приложения к обработке изображений и сигналов/ Я.А. Фурман – М.: Физматлит, 2003 – 592 с.
3. Современная оптика гауссовых пучков / Е.Г. Абрамочкин, В.Г. Волостников – М.: Физматлит, 2010. – 184 с.
4. Волостников В.Г. Новый метод обработки контурных изображений на основе формализма спиральных пучков света / В.Г. Волостников,

С.А. Кишкин, С.П. Котова // Квантовая электроника, – 2013. – Т. 43 (7), С. 646–650

5. Классические ортогональные базисы в задачах аналитического описания и обработки сигналов / Ф.Ф. Дедус, Л.И. Куликова, А.Н. Панкратов, Р.К. Тетуев . – под ред. Ф.Ф. Дедуса. – М.: МГУ, 2004. – 141 с.

РЕЗОНАНСНАЯ ФОКУСИРОВКА ЛАЗЕРНОГО СВЕТА ОДНОРОДНЫМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ МИКРОЦИЛИНДРОМ

Д.А. Козлов, В.В. Котляр

*Институт систем обработки изображений РАН
(443001, г. Самара, Молодогвардейская, 151)
Самарский государственный аэрокосмический университет
им. академика С.П. Королева
(национальный исследовательский университет)
(443011, г. Самара, Московское шоссе, 34)
e-mail: kozlov.dmitry.a@gmail.com*

АННОТАЦИЯ

В работе показано, что из аналитического решения задачи дифракции ТЕ-поляризованного монохроматического непараксиального гауссова пучка на однородном диэлектрическом цилиндре при радиусах цилиндра, сравнимых с длиной волны света, можно получить фокусное пятно вне цилиндра, размер которого в 2 раза меньше дифракционного предела. Было получено решение, при котором радиус диэлектрического цилиндра больше длины волны всего в два раза, но интенсивность в фокусе в 48 раз больше максимальной интенсивности падающего гауссова пучка.

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время много внимания уделяется изучению субволновой фокусировки лазерного света на микрочастицах, в том числе на микросферах и микроцилиндрах, радиусы которых сравнимы с длиной волны света [1-5]. Так в [1-4] численно изучалась фокусировка многослойными микросферами [1], сфероидальными микросферами [2], двухслойными микросферами [3,4]. При этом минимальный диаметр фокусного пятна был равен $\text{FWHM}=0,4\lambda$ [2], а максимальная глубина фокуса равна $\text{DOF}=20\lambda$ [3] и $\text{DOF}=20\lambda$ [4]. В [5,6] рассматривалась фокусировка микроцилиндром: эллиптическим [5] и многослойным [6]. Минимальный размер фокуса был получен $\text{FWHM}=0,46\lambda$ [6]. В [7,8] моделировалась резонансная фокусировка света микросферами. В [7] с помощью диэлектрической микросферы вместе с нанометровым металлическим шариком получена резонансная

фокусировка света в пятно с диаметром $\text{FWHM}=0,25\lambda$, а для диэлектрической микросферы получен резонансный фокус размером $\text{FWHM}=0,40\lambda$ [8].

В данной статье рассматривается резонансная фокусировка ТЕ-поляризованного лазерного света микроцилиндром. Для 19-ой моды получен (мода шепчущей галереи) фокус вне микроцилиндра с размером $\text{FWHM}=0,22\lambda$. Это меньше, чем во всех перечисленных выше работах.

2. РЕЗОНАНСНАЯ ФОКУСИРОВКА ЛАЗЕРНОГО СВЕТА

На основе аналитического решения задачи дифракции гауссова ТЕ-поляризованного пучка на однородном диэлектрическом цилиндре могут быть получены распределения интенсивности света, соответствующие резонансным возбуждениям. Так как поле внутри цилиндра в данном случае выражается в виде ряда [9]:

$$E_{in}(r, \phi) = \sum_j i^j b_j C_j J_j(knr) e^{ij\phi} \quad (1)$$

где k – волновое число в вакууме, n – показатель преломления света в среде, (r, ϕ) – полярные координаты в плоскости сечения цилиндра, а коэффициенты определяются формулами

$$C_j = \frac{\omega_0 \sqrt{\pi}}{\lambda} \int_{\mathbb{R}} \left(-\frac{k^2 q^2 \omega_0^2}{4} - ik(px_0 + qy_0) - ij \arcsin q \right) dq \quad (2)$$

$$b_j = \frac{J_j(kR)H_j^{(1)'}(kR) - J_j'(kR)H_j^{(1)}(kR)}{J_j(nkR)H_j^{(1)'}(kR) - nJ_j'(nkR)H_j^{(1)}(kR)} \quad (3)$$

где, соответственно, ω_0 – радиус перетяжки гауссова пучка, (x_0, y_0) – положение перетяжки в декартовых координатах, R – радиус цилиндра, а $p = \sqrt{1 - q^2}$. При значениях знаменателя b_j близких к нулю можно получить усиление той или иной бесселевой моды в распределении.

2.1. Полученные результаты

Резонанс был исследован на диэлектрическом цилиндре с показателем преломления $n = 1,59$. Был подобран радиус цилиндра, при котором возникает уточнение фокуса. При облучении цилиндра с радиусом $R = 2,175$ гауссовым пучком с радиусом $\omega_0 = 6 \lambda$, перетяжка которого располагается на расстоянии 3λ от оси цилиндра, было получено распределение, изобра-

женное на рисунке 1. Данное распределение соответствует усилению 19 бesselевой моды в решении, и в результате дает фокусное пятно с $\text{DOF} = 0,25 \lambda$ и $\text{FWHM} = 0,2 \lambda$, что более чем в два раза меньше дифракционного предела для данного случая ($\text{FWHM} = 0,44 \lambda$). Важно также отметить, что интенсивность света в точке максимума в $\eta = 48,9$ раз превосходит интенсивность падающего гауссова пучка в перетяжке.

Однако полученный резонанс очень неустойчив и при небольшом изменении радиуса пропадает, на рисунке 2 представлена зависимость отношения значения интенсивности в точке максимума к интенсивности гауссова пучка в перетяжке. На рисунке пикам соответствуют резонансы различных бesselевых мод в распределении, так указанному резонансу при радиусе $2,175 \lambda$ соответствует 19 мода, а первому резонансу на графике 9 мода ($R = 1,05 \lambda$). Ширина интервала для радиусов при котором наблюдаются резонансы для больших мод бесселя сужается, и для 19 моды (рассмотренного случая) составляет всего $0,003 \lambda$.

Аналогичная кривая для глубины фокуса представлена на рисунке 3. Можно отметить, что минимумам на кривой соответствуют максимумы на рисунке 2. Таким образом, резонансное возбуждение всегда сопровождается уменьшением размеров фокусного пятна. FWHM при резонансах уменьшается до $0,2 \lambda$, в то время как при обычной фокусировке сохраняется в пределах $0,3 \lambda$.

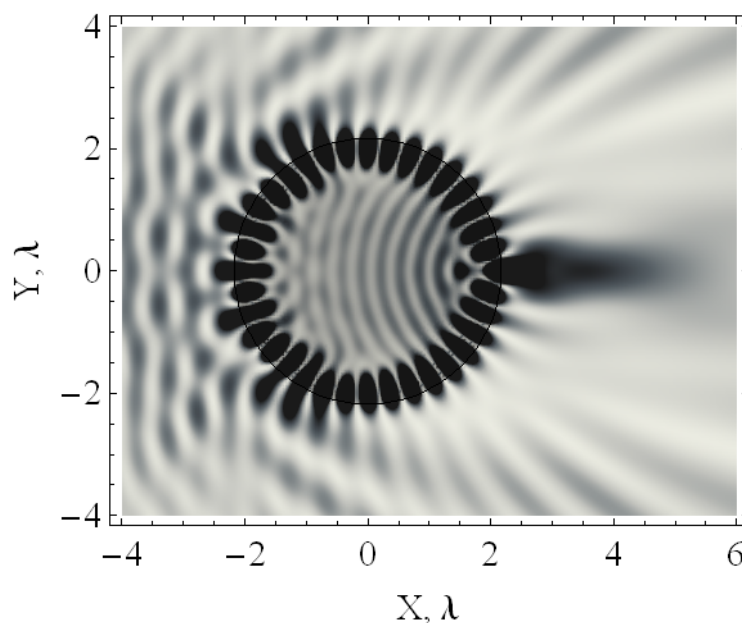


Рис. 1. Распределение интенсивности в сечении цилиндра для случая резонанса

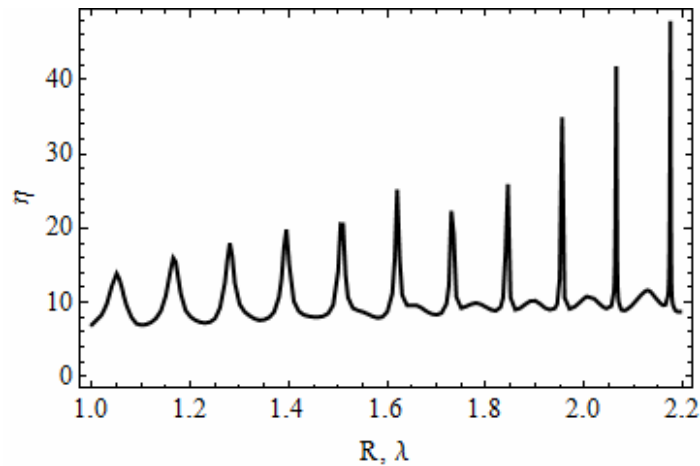


Рис. 2. Отношение интенсивностей η в точке максимума и перетяжке гауссова пучка для различных радиусов цилиндра

На примере формирования фокусного пятна цилиндром с радиусом $R = 2,2 \lambda$ можно указать на то, что при резонансе наблюдается лучшая локализация энергии. Так, при данном радиусе $\text{FWHM} = 0,4 \lambda$ и $\text{DOF} = 0,8 \lambda$, а интенсивность в максимуме превосходит интенсивность в перетяжке всего в 8,8 раз. Отношение значений интеграла интенсивности по области фокусного пятна можно грубо оценить отношением перемноженных величин DOF , FWHM и η . Отношение этих величин для рассмотренного случая резонанса и для $R = 2,2 \lambda$ приблизительно равно 0,86, что может говорить либо о снижении энергетической эффективности при резонансном возбуждении, либо, в предположении, что эффективность должна сохраняться, о возможной большей величине пика интенсивности при точном резонансе. Это отношение также показывает, что вблизи резонанса уменьшение площади области фокуса (почти в 6,4) раза сопровождается лишь незначительной потерей энергетической эффективности (в данном примере всего 14 %).

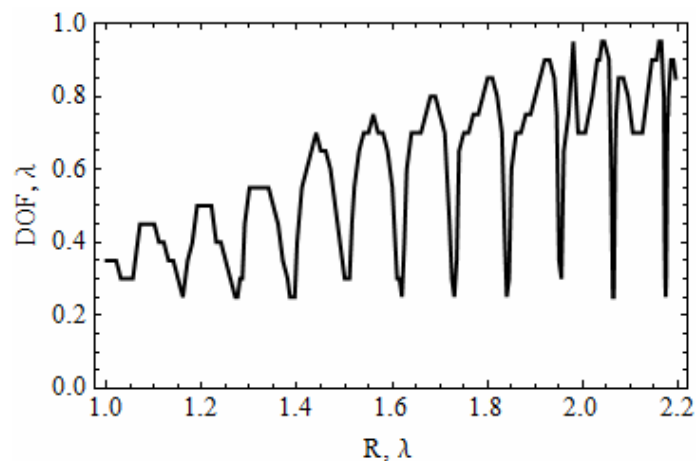


Рис. 3. Зависимость глубины фокуса от радиуса цилиндра

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе численно, на основе решения разностных уравнений Максвелла, показано, что из аналитического решения задачи дифракции монохроматического непараксиального гауссова пучка на однородном диэлектрическом цилиндре при радиусах цилиндра, сравнимых с длиной волны света, можно получить фокусное пятно вне цилиндра, размер которого в 2 раза меньше дифракционного предела. Рассматриваемые решения соответствуют росту коэффициента в разложении решения для амплитуды напряженности электрического поля в ряд по функциям Бесселя.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Y.E. Geints. Photonic nanojet calculations in layered radially in homogeneous micrometer-sized spherical particles / Y.E. Geints, A.A. Zemlyanov, E.K. Panina. // J. Opt. Soc. Am. B., 2011, v.28, no.8, p.1825.
2. L. Han. Photonic jet generated by spheroidal particle with Gaussian-beam illumination / L. Han, Y. Han, G. Gouesbet, J. Wang, G. Grehan // J. Opt. Soc. Am. B., 2014, ID 206847
3. D. Grojo. Bessel-like photonic nanojets from core-shell sub-wavelength spheres / D. Grojo, N. Sandeau, L. Boarino, C. Constantinescu, N. De Leo, M. Laus, K. Sparnacci // Opt. Lett., 2014, ID 211164.
4. Y. Shen. Ultralong photonic nanojet formed by a two-layer dielectric microsphere. / Y. Shen, L.V. Wang, J. Shen // Opt. Lett., 2014, ID 212170.
5. C. Liu. Photonic nanojet modulation by elliptical microcylinders / C. Liu, L. Chang // Optik, 2014 – <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijleo.2014.01.116>.
6. B.B. Xu. Annual focusing lens based on transformation optics / B.B. Xu, W.X. Jiang, G.X. Yu, T.J. Cui // J. Opt. Soc. Am. A, 2014, v.31, no.5, p.1135.
7. A. Heifetz. Subdiffraction optical resolution of a gold nanosphere located within the nanojet of a Mie-resonant dielectric microsphere / A. Heifetz, J.J. Simpson, S.C. Kong, A. Taflov, V. Backman // Opt. Express, 2007, v.15, p.17334.
8. Y.E. Geints. Photonic jets from resonantly excited transparent dielectric microspheres / Y.E. Geints, A.A. Zemlyanov, E.K. Panina // J. Opt. Soc. Am. B., 2012, v.29, no.4, p.758.
9. Налимов А. Г. Итеративное решение двумерной задачи дифракции и расчёт силы действия света на микроцилиндр: Диссертация на соискание степени кандидата наук. / Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С. П. Королева. – 2006. – 139 с.

СТАБИЛИЗАЦИЯ И РЕГУЛИРОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ И МОДУЛЕЙ НА ИХ ОСНОВЕ

А.М. Казинец, А.С. Колоколов, В.Н. Гришанов

Самарский государственный аэрокосмический университет

им. академика С.П. Королева

(национальный исследовательский университет)

(443011, г. Самара, Московское шоссе, 34)

e-mail: kazinets1994@mail.ru, alexandr-kolokol@inbox.ru

АННОТАЦИЯ

Исследован диапазон регулирования мощности, длины волны и ширины спектра излучения лазерного модуля KLM-G635-5-5 в зависимости от тока накачки. Разработан регулируемый и стабилизированный источник питания лазерного модуля, описаны методика его проектирования и испытаний. Комплекс, состоящий из лазерного модуля и источника питания, предлагается как экономичная альтернатива гелий-неоновым лазерам в диагностической и измерительной аппаратуре широкого применения.

1. ВВЕДЕНИЕ

Гелий-неоновый лазер, предложенный Джаваном в 1960 году, быстро завоевал популярность и начал широко применяться в лазерных системах метрологического [1] и медицинского [2] назначений. До 90-х годов XX века в видимом диапазоне спектра сколь-нибудь значащей альтернативы гелий-неоновому лазеру не существовало, а приборы, установки и системы на его основе производились серийно и успешно применяются вплоть до настоящего времени [3].

Многолетний опыт эксплуатации подобных систем показал, что наименьшим временем наработки на отказ в них является газоразрядный излучатель, который требуется периодически заменять. Конструктивная и технологическая сложность гелий-неонового лазера не позволили добиться заметного снижения его стоимости за всё время серийного производства. Так многомодовый лазер ГН-5М ОАО НИИ ГРП «Плазма» с мощностью излучения 5 мВт стоит ~ 100000 руб. Если физический принцип, реализуе-

мый в лазерной системе, не требует высокого качества пучка, отличающего газоразрядные лазеры с низким давлением активной среды, то экономически оправданной альтернативой гелий-неоновому лазеру на современном этапе может явиться лазерный модуль (ЛМ) на основе полупроводникового лазера.

Произведём сравнение параметров лазера ГН-5М и лазерного модуля KLM-G635-6-5 производства ФТИ-Оптроник (С.-Петербург) (табл. 1). Оба по техническим описаниям производителей являются источниками непрерывного когерентного излучения для построения систем контроля и автоматики, юстировочных и разметочных устройств, для научных и медицинских целей.

Таблица 1. Сравнение параметров

Параметр	ГН-5М	KLM-G635-6-5
Мощность излучения, мВт, не менее	5	6
Длина волны излучения, нм	632,8	635
Модовый состав	TEM _{mn}	одномодовый
Диаметр пучка, мм, не более	2	5
Расходимость излучения, мрад, не более	3,8	0,8
Условный фактор качества, мрад·мм	7,6	4
Напряжение питания, В		5
Потребляемый ток, мА		≤70
Потребляемая от сети мощность, Вт, не более	20	
Габариты излучателя, мм, не более	Ø35x350	Ø12x34
Масса излучателя, кг, не более	0,4	
Наработка на отказ, ч, не менее	10000	5000
Стоимость, руб.	~ 100000	~ 1000

Пропуски в табл. 1 значений некоторых параметров объясняется их отсутствием в описаниях, предоставляемых производителем, но и приведённых значений достаточно, чтобы убедиться в том, что модуль на полупроводниковом лазере по многим параметрам выигрывает у гелий-неонового, а размеры ЛМ допускают его монтаж вместо гелий-неонового в существующей аппаратуре или существенное уменьшение габаритов вновь разрабатываемой.

К таблице 1 нужно добавить несколько замечаний. Первое касается того, что по природе активной среды длина волны гелий-неонового лазера априори известна с точностью до 4 – 5 значащих цифр, в то время как производители полупроводниковых лазеров дают допуск на центральную длину волны ± 5 нм. Поэтому для ряда их применений длину волны следует уточнять.

Второе замечание состоит в том, что наиболее дешёвые ЛМ предлагаются без источников питания (ИП). Хотя подобрать ИП на постоянное напряжение, например, 5 В, которое нужно для KLM-G635-6-5 не вызывает затруднений, однако получение опции электрического регулирования мощности излучения требует при проектировании или подборе ИП исследования вольт-амперных (ВАХ) и ватт-амперных (ВтАХ) характеристик ЛМ. Дело осложняется тем, что в сопроводительной документации на модуль подобная информация отсутствует и даже не приводится его принципиальная схема, а стандартный ответ производителя на дополнительные запросы состоит в ссылке на некие «ноу-хау» и т.п. Кстати, в поставляемых в комплекте с ИП современных гелий-неоновых лазерах электрическая регулировка мощности излучения также отсутствует.

Таким образом, содержание настоящей статьи посвящено исследованиям спектральных, энергетических и электрических параметров и характеристик ЛМ KLM-G635-6-5, разработке регулируемого ИП для него, что позволяет делать технически обоснованные прогнозы использования ЛМ в качестве альтернативы гелий-неоновым лазерам.

2. ИЗМЕРЕНИЕ ЦЕНТРАЛЬНОЙ ДЛИНЫ ВОЛНЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО МОДУЛЯ KLM-G635-6-5

Измерение центральной длины волны ЛМ проводилось на интерферометре Фабри-Перо марки ИТ-51-30. Интерферометр Фабри-Перо является стандартным прибором для исследования спектральных параметров лазерного излучения [4] и позволяет в видимом диапазоне измерять значение длины волны с погрешностью в 5 – 6 знаке. Расчётное спектральное разрешение интерферометра ИТ-51-30, имеющего расстояние между зеркалами 30 мм, составляет 0,035 нм, т.е. он позволяет измерять длины волн с погрешностью в 0,1 нм. В качестве реперного источника излучения для калибровки интерферометра использовался ЛМ KLM-D532-50-5, который представляет собой твердотельный лазер на алюмоиттриевом гранате, ак-

тивированном ионами неодима, с удвоением частоты и накачкой полупроводниковым лазером с длиной волны излучения 532 нм.

Были экспериментально получены интерферограммы излучения ЛМ KLM-D532-50-5 и KLM-G635-6-5 (рис. 1) в одних и тех же условиях настройки интерферометра и камеры, фиксирующей изображения.

Интерферограммы обрабатывались в интерактивном режиме в программе MathCad. Суть обработки сводилась к усреднению 10 строк изображения, проходящих через диаметрально сечение колец. Расстояние между максимумами интенсивности определялись с помощью опции Trace MathCada. В результате экспериментально определённое значение длины волны ЛМ KLM-G635-6-5 составила 637 нм, что лишь на 5 нм отличается от длины волны гелий-неонового лазера.

3. ИЗМЕРЕНИЕ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ И ВАТТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МОДУЛЯ KLM-G635-6-5

ВАХ измерялась стандартным методом вольтметра и амперметра, в качестве которых использовались мультиметры М–830В и UT30В и представлена на рис. 2. Следует отметить две особенности ВАХ ЛМ KLM-G635-6-5. Первая заключается в протяжённом токовом участке, когда изменению напряжения на 1 В соответствует более чем 30-кратное изменение тока через модуль. Эта особенность указывает на оптимальное электропитание модуля от регулируемого источника тока, т.е. проектировать следует регулируемый стабилизатор тока.

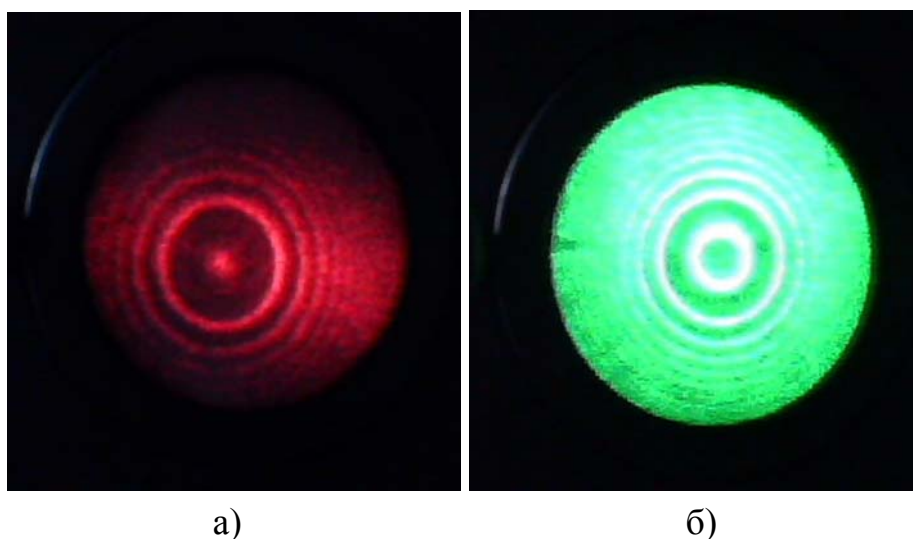


Рис. 1. Интерферограммы излучения лазерных модулей: KLM-D532-50-5 (а) и KLM-G635-6-5(б)

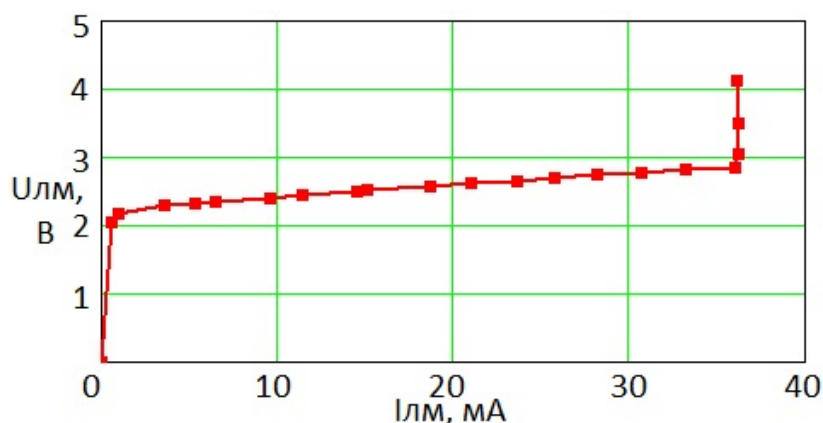


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика лазерного модуля KLM-G635-6-5

Вторая особенность, заключающаяся в почти вертикальном участке при токе в ~ 36 мА, заставляет предположить наличие в ЛМ KLM-G635-6-5 нерегулируемого стабилизатора тока, выходящего на режим стабилизации тока при напряжении на модуле 3 В. Этот факт заставляет предусмотреть в ИП модуля защиту от возможного перенапряжения на нём.

ВтАХ исследовалась на стенде для измерения энергетических характеристик лазеров, состоящем из детектора слабого лазерного излучения 11XLP12-3S-H2 и монитора 11M-Link, оба производства фирмы Станда (г. Вильнюс). Монитор 11M-Link является устройством согласования между фотоприёмником и компьютером, который позволяет записывать результаты измерений в память компьютера и проводить их статистическую обработку.

Результаты измерений ВтАХ представлены на рис. 3. ВтАХ ЛМ KLM-G635-6-5 имеет «лазерный» вид, характеризуемый пороговым током 28 мА, что определяет необходимый диапазон регулирования тока.

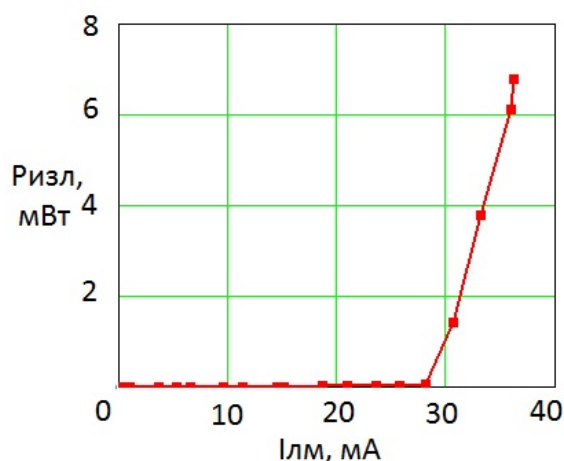


Рис. 3. Ватт-амперная характеристика лазерного модуля KLM-G635-6-5

4. ПРИНЦИПИАЛЬНАЯ СХЕМА И КОНСТРУКЦИЯ ИСТОЧНИКА ПИТАНИЯ ЛАЗЕРНОГО МОДУЛЯ KLM-G635-6-5

Принципиальная схема разработанного ИП представлена на рис. 4.

Собственно стабилизатором тока лазера является полевой транзистор VT2 IRF510. Здесь используется свойство полевого транзистора, заключающееся в том, что ток стока полевого транзистора определяется практически лишь напряжением между его затвором и истоком [5]. Источником регулируемого напряжения между затвором и истоком служит стабилизатор напряжения на стабилитроне VD1 с подключенным делителем напряжения R3, R4 и R5. Переменный резистор R4 включен по схеме потенциометра, положение движка которого и определяет ток ЛМ. Стабилитрон VD1, в свою очередь, питается стабильным током стока полевого транзистора VT1.

Подстроечным резистором R3 выставляется значение максимального выходного тока, резистором R1 – оптимальный ток стабилитрона. Цепочка диодов VD2...VD8 и переключатель SA1 образуют цепь защиты от перенапряжения на ЛМ. В ИП предусмотрено подключение внешнего миллиамперметра для контроля тока ЛМ, а тумблер SA2 закорачивает цепь миллиамперметра, если миллиамперметр не подключен.

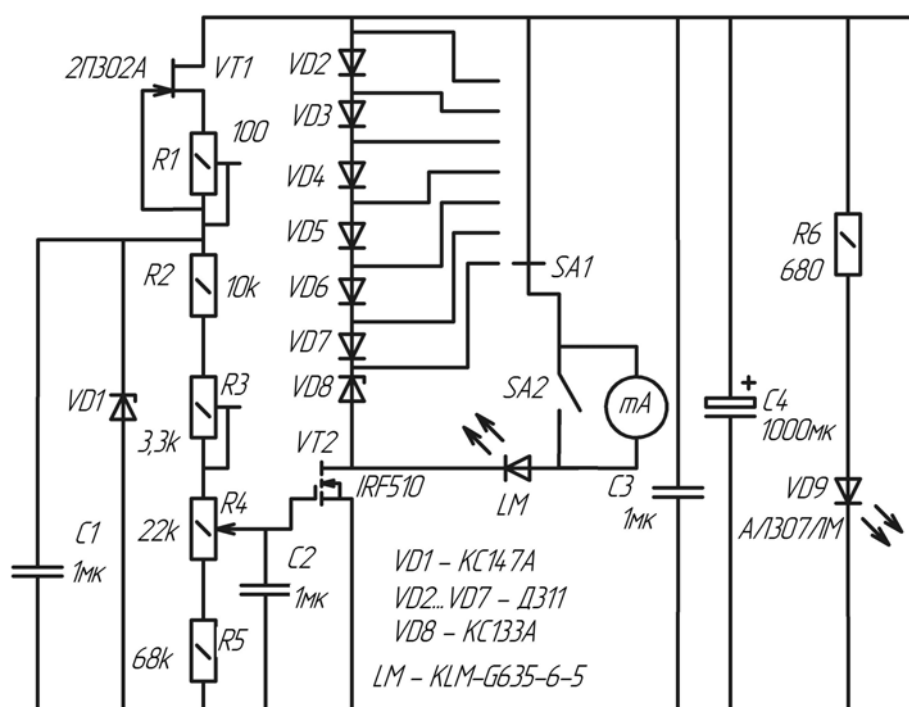


Рис. 4. Принципиальная схема источника питания лазерного модуля KLM-G635-6-5

ИП смонтирован в металлическом корпусе размерами 200×120×40 мм³ и измерены его основные параметры. Внутреннее динамическое сопротивление составило 1,1 кОм, а коэффициент стабилизации тока по отношению к изменению напряжения питания > 20 , диапазон регулирования тока от 0 до 40 мА. Стоимость комплектующих не превышает 1000 руб.

Нестабильность выходной мощности излучения ЛМ в комплекте с разработанным ИП не превышала 1,8 %, и была одного порядка, как и при штатном питании от стабилизатора напряжения. Контрольные эксперименты с гелий-неоновым лазером также не выявили преимуществ последнего.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан экономичный комплекс, состоящий из ЛМ KLM-G635-6-5 и ИП, параметры которого позволяют прогнозировать его применение в лазерных системах разнообразного назначения, а также для замены гелий-неоновых лазеров в эксплуатируемых устройствах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вагнер Е.Т., Митрофанов А.А., Барков В.Н. Лазерные и оптические методы контроля в самолетостроении. – М.: Машиностроение, 1977. – 176 с.
2. Евтушенко Г.С., Аристов А.А. Лазерные системы в медицине. – Томск: Из-во Томского политехнического университета, 2003. – 124 с.
3. В. Минаев Развитие лазерных медицинских технологий // Фото ника, 2010, № 2, с. 50 – 53.
4. Основы оптической радиометрии / Под ред. А.Ф. Котюка. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. – 514 с.
5. Хоровиц П., Хилл У. Искусство схемотехники, Т. 1. – М.: Мир, 1986. – 598 с.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ В ОДНООСНОМ КРИСТАЛЛЕ НА ОСНОВЕ ИНТЕГРАЛЬНЫХ ОПЕРАТОРОВ

А.П. Краснов, С.Н. Хонина

Самарский государственный аэрокосмический университет

им. академика С.П. Королева

(национальный исследовательский университет)

(443011, г. Самара, Московское шоссе, 34)

АННОТАЦИЯ

Выполнен сравнительный численный расчёт распространения лазерных мод Гаусса-Лагерра и Бесселя в изотропной среде и в одноосном кристалле с помощью интегральных операторов распространения, основанных на разложениях по плоским и сферическим волнам.

1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из важнейших задач оптики является расчёт распространения электромагнитных волн в различных средах. Для однородных изотропных сред существует несколько способов решения такой задачи, среди которых выделяются метод разложения по плоским волнам (РПВ) и метод разложения по сферическим волнам – интеграл Рэлея-Зоммерфельда (РЗ) [1, 2].

Для анизотропных сред, как правило, используется метод РПВ [3-7]. Также в работах [8, 9] был рассмотрен аналог интеграла РЗ, полученный методом стационарной фазы [1, 10].

Распространение лазерных мод высокого порядка в среде с сильной анизотропией приводит к сложным поляризационно-модовым преобразованиям, причём для анализа таких явлений часто используется параксиальная модель распространения [11-14].

Непараксиальный режим в анизотропной среде позволяет обнаружить более тонкие эффекты [15-19]. В частности, в работе [18] было показано, что при распространении вдоль оси кристалла непараксиальные пучки Бесселя испытывают периодическое изменение интенсивности. Период осцилляций обратно пропорционален квадрату пространственной частоты

лазерного пучка и разности диэлектрических проницаемостей, соответствующих обыкновенному и необыкновенному лучам. В работе [19] исследовался эффект двулучепреломления при распространении гауссова пучка под углом к оси кристалла, который может исчезать при соответствии плоскости наклона пучка и плоскости линейной поляризации.

Будем исследовать распространение излучения в рутиле – одноосном кристалле, который имеет следующие параметры: диэлектрическая проницаемость для обыкновенного луча $\varepsilon_o = 6,84$; предельная диэлектрическая проницаемость для необыкновенного луча $\varepsilon_e = 8,43$.

Здесь и далее будем рассматривать пучки с линейной x -поляризацией. Поворот оси поляризации будет приводить к аналогичным результатам при условии соответствующего вращения оси кристалла.

Основные параметры расчётов: длина волны $\lambda = 1$ мкм; спектральные частоты учитываются в круге радиусом $s = \sqrt{\alpha^2 + \beta^2} \approx 0,707$; число отсчётов в спектре 501×501 . На графиках координаты r, z исчисляются в микрометрах, изображения приведены в негативе.

2. МОДЫ ГАУССА-ЛАГЕРРА

Лазерные пучки Гаусса-Лагерра (ГЛ) являются модами градиентных сред. В среде с постоянным показателем преломления они сохраняют свою структуру с точностью до масштаба. Их комплексная амплитуда задаётся следующей формулой:

$$GL_{n,m}(r, \varphi, z) = \exp \left[i \frac{2\pi z}{\lambda} + i \frac{\pi r^2}{\lambda R(z)} - \frac{r^2}{\sigma^2(z)} \right] \times \\ \times \left(\frac{\sqrt{2}r}{\sigma(z)} \right)^{|m|} \cdot L_n^{|m|} \left(\frac{2r^2}{\sigma^2(z)} \right) \exp \left[-i\beta_{nm}(z) + im\varphi \right], \quad (1)$$

где $R(z) = z \left(1 + \frac{z_0^2}{z^2} \right)$, $\sigma^2(z) = \sigma_0^2 \left(1 + \frac{z^2}{z_0^2} \right)$, $z_0 = \frac{\pi \sigma_0^2}{\lambda}$, $\beta_{nm}(z) = (2n + m + 1) \arctg \left(\frac{z}{z_0} \right)$,

$L_n^m(x)$ - обобщённый многочлен Лагерра.

Выберем следующие параметры входного поля: $n = 7$; $m = 0$; радиус перетяжки $\sigma_0 = 2,7367$ мкм; метрический поперечный размер $R = 20$ мкм; число отсчётов 201×201 .

3. МОДЫ БЕССЕЛЯ

Лазерные пучки Бесселя относятся к модам свободного пространства и являются решениями уравнения Гельмгольца в цилиндрических координатах. Комплексная амплитуда мод Бесселя задаётся следующей формулой:

$$B_{\alpha,m}(r, \varphi, z) = A \cdot J_m(\alpha r) \exp\left[iz\sqrt{k^2 - \alpha^2}\right] \exp(im\varphi), \quad (2)$$

где $J_m(x)$ – функция Бесселя m -го порядка, $\alpha = k\alpha_0$ – масштаб функции Бесселя, α_0 соответствует радиусу кольца пространственного спектра, A – нормирующая константа.

Выберем следующие параметры входного поля: $\alpha_0 = 0,3183$; $m = 0$; метрический размер и число отсчётов такие же, как в предыдущем разделе. Параметр α_0 выбран так, чтобы размер центрального пятна был таким же, как для рассмотренной выше моды ГЛ.

4. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ В ОДНООСНОМ КРИСТАЛЛЕ

4.1. Ось кристалла перпендикулярна оси распространения и совпадает с осью поляризации

На рис. 1а представлены графики осевой интенсивности, полученные для мод ГЛ двумя способами – методом РПВ и с помощью аналога интеграла РЗ.

Расхождение между двумя методами оказалось ничтожно малым: $\delta = 0,009\%$ (при $z = 100$ мкм); $\delta = 0,006\%$ (при $z = 200$ мкм); $\delta = 0,007\%$ (при $z = 400$ мкм). Отметим, что пучок уширяется не так быстро, как в свободном пространстве, так как рассматривается более плотная оптическая среда.

На рис. 1, б-г хорошо видно, что пучок испытывает астигматическое искажение, связанное с особенностями распространения обыкновенного и необыкновенного лучей.

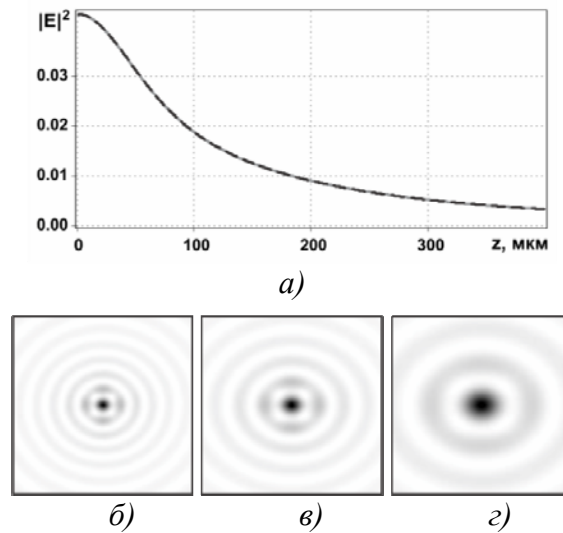


Рис. 1. Распространение моды ГЛ перпендикулярно оси кристалла, которая ориентирована вдоль направления поляризации: а) графики осевой интенсивности; поперечные распределения интенсивности на различных расстояниях б) $z = 100$ мкм, в) $z = 200$ мкм, г) $z = 400$ мкм

На рис. 2 показаны результаты распространения моды Бесселя. Различие между результатами, полученными при помощи двух методов, более заметно: $\delta = 2,09\%$ (при $z = 50$ мкм); $\delta = 6,12\%$ (при $z = 100$ мкм); $\delta = 2,60\%$ (при $z = 150$ мкм). Видно, что в данной ситуации пучок Бесселя сильно подвержен астигматическим искажениям и не сохраняет свою структуру даже на некотором расстоянии, как это было в изотропной среде.

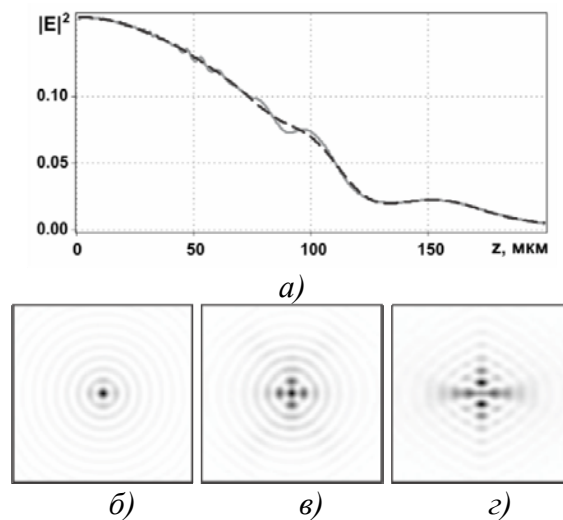


Рис. 2. Распространение моды Бесселя перпендикулярно оси кристалла, которая ориентирована вдоль направления поляризации: а) графики осевой интенсивности; поперечные распределения интенсивности на различных расстояниях б) $z = 50$ мкм, в) $z = 100$ мкм, г) $z = 150$ мкм

Увеличим размер входного поля вдвое, что в изотропной среде позволило бы вдвое увеличить расстояние модового распространения пучка Бесселя. Результаты моделирования распространения представлены на рис. 3. Каждый из двух лучей – обыкновенный и необыкновенный – сохраняется дольше, и их взаимодействие приводит к сложным астигматическим картинам.

Заметим, что центральный пик может исчезать, а затем снова появляться, что хорошо видно на рис. 3б-г, а также отражается на осцилляциях осевой интенсивности (рис. 3а), которые практически не были видны при входном поле меньшего размера.

Увеличение числа отсчётов в обоих методах расчёта привело к уменьшению различия между ними: $\delta = 1,48\%$ (при $z = 100$ мкм); $\delta = 4,37\%$ (при $z = 200$ мкм); $\delta = 0,74\%$ (при $z = 300$ мкм).

Распространение лазерного излучения в одноосном кристалле, ось которого расположена перпендикулярно направлению распространения пучка и оси поляризации, происходит так же, как в изотропной среде. Это связано с отсутствием необыкновенного луча.

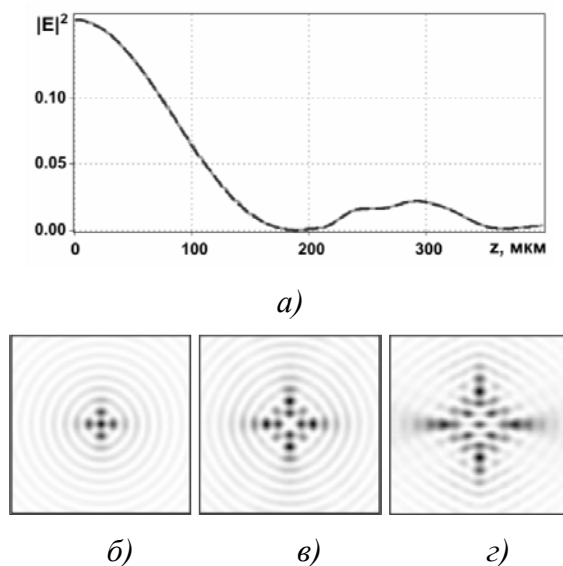


Рис. 3. Распространение моды Бесселя большего размера перпендикулярно оси кристалла, которая ориентирована вдоль направления поляризации: а) графики осевой интенсивности; поперечные распределения интенсивности на различных расстояниях б) $z = 100$ мкм, в) $z = 200$ мкм, г) $z = 300$ мкм

4.3. Ось кристалла совпадает с осью распространения

На рис. 4 представлены результаты моделирования распространения моды ГЛ вдоль оси кристалла методом РПВ. Осевая интенсивность спадает примерно так же, как в случае, рассмотренном в разделе 3.1. Однако астигматическое искажение выглядит иначе – происходит вытягивание в направлении, перпендикулярном оси поляризации.

На рис. 5-6 приведены результаты моделирования для мод Бесселя с одинаковыми параметрами, но с различным входным радиусом. В отличие от моды ГЛ, здесь наблюдаются колебания осевой интенсивности, связанные с интерференцией обыкновенного и необыкновенного пучков [18]. Чем протяжённее пучок Бесселя, тем больше осцилляций происходит до момента его разрушения.

Как видно из приведённых исследований, типы искажений пучков ГЛ и пучков Бесселя существенно отличаются, что связано с непараксиальным характером пучков Бесселя.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе выполнен сравнительный численный расчёт на основе разложения по плоским волнам и с использованием интеграла Рэлея-Зоммерфельда. Первый метод требует больших временных затрат, чем второй, так как в первом методе используется вычисление спектра. Расхож-

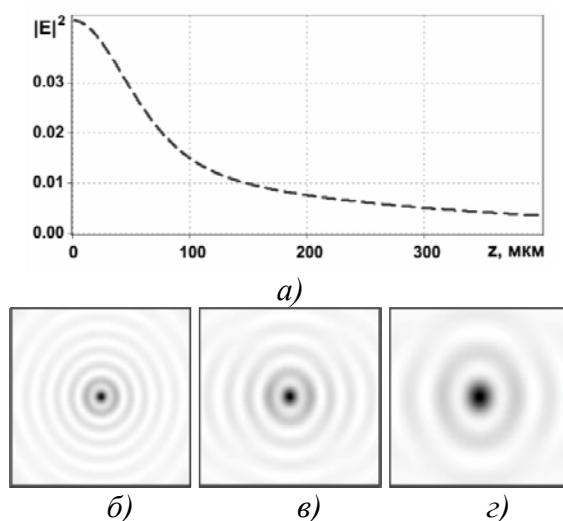


Рис. 4. Распространение моды ГЛ вдоль оси кристалла: а) графики осевой интенсивности; поперечные распределения интенсивности на различных расстояниях б) $z = 100$ мкм, в) $z = 200$ мкм, г) $z = 400$ мкм

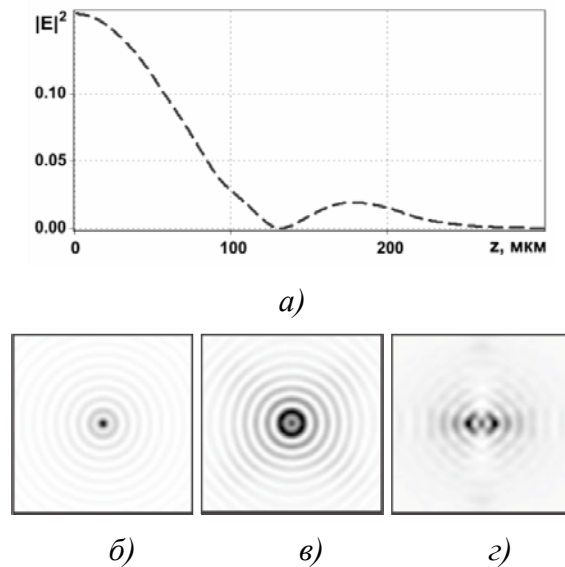


Рис. 5. Распространение моды Бесселя вдоль оси кристалла: а) графики осевой интенсивности; поперечные распределения интенсивности на различных расстояниях б) $z = 50$ мкм, в) $z = 100$ мкм, г) $z = 200$ мкм

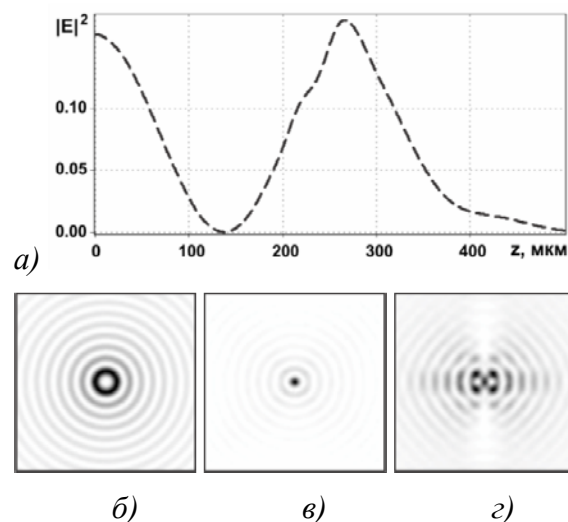


Рис. 6. Распространение моды Бесселя увеличенного радиуса вдоль оси кристалла: а) графики осевой интенсивности; поперечные распределения интенсивности на различных расстояниях б) $z = 137$ мкм (минимум), в) $z = 266$ мкм (максимум), г) $z = 400$ мкм

дения между результатами двух методов невелики, что позволяет говорить о практической актуальности интеграла Рэлея-Зоммерфельда и его аналога для моделирования распространения лазерных пучков.

Проведено исследование распространения мод Гаусса-Лагерра и Бесселя в различных средах (изотропной и анизотропной) двумя вышеприведёнными методами. Показано, что гауссовы моды сохраняют свою струк-

туру на большем протяжении, чем бесселевы моды, однако при этом уширяются.

Численное моделирование с различным типом поляризации пучков и различным положением оси кристалла позволило определить условия, при которых происходит наибольшее астигматическое искажение пучков. Проведённый анализ может быть полезен на практике для определения положения оси кристалла.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 720 с.
2. Luneburg R.K. Mathematical Theory of Optics. Berkeley, California: University of California Press, 1964. 440 p.
3. Федоров Ф.И. Оптика анизотропных сред. Минск: Издательство Академии Наук БССР, 1958. 381 с.
4. Ярив А., Юх П. Оптические волны в кристаллах. М.: Мир, 1987. 616 с.
5. Fleck J.A.Jr., Feit M.D. Beam propagation in uniaxial anisotropic media // J. Opt. Soc. Am. 1983. V. 73, no. 7. P. 920-926.
6. Ciattoni A., Crosignani B., Di Porto P. Vectorial theory of propagation in uniaxially anisotropic media // J. Opt. Soc. Am. A. 2001. V. 18, no. 7. P. 1656-1661.
7. Досколович Л.Л., Казанский Н.Л., Харитонов С.И. Интегральные представления решений системы уравнений Максвелла для анизотропных сред // Компьютерная оптика. 2010. Т. 34, № 1. С. 52-57.
8. Хонина С.Н., Харитонов С.И. Аналог интеграла Рэлея-Зоммерфельда для анизотропной и гиротропной среды // Компьютерная оптика. 2012. Т. 36, № 2. С. 172-182.
9. Khonina S.N., Kharitonov S.I. An analog of the Rayleigh-Sommerfeld integral for anisotropic and gyrotropic media // Journal of Modern Optics. 2013. V. 60, no. 10. P. 814-822.
10. Bleistein N., Handelsman R.A. Asymptotic Expansions of Integrals. New York: Holt, Rinehart and Winston, 1975. P. 340-359.
11. Fadeyeva T.A., Shvedov V.G., Izdebskaya Y.V., Volyar A.V., Brasselet E., Neshev D.N., Desyatnikov A.S., Krolikowski W., Kivshar Y.S. Spatially engineered polarization states and optical vortices in uniaxial crystals // Opt. Expr. 2010. V. 18, no. 10. P. 10848-10863.

12. Zusin D.H., Maksimenka R., Filippov V.V., Chulkov R.V., Perdrix M., Gobert O., Grabtchikov A.S. Bessel beam transformation by anisotropic crystals // J. Opt. Soc. Am. A. 2010. V. 27, no. 8. P. 1828-1833.
13. Picon A., Benseny A., Mompart J., Calvo G.F. Spin and orbital angular momentum propagation in anisotropic media: theory // J. Opt. 2011. V. 13. P. 064019 (7pp).
14. Khilo N.A. Conical diffraction and transformation of Bessel beams in biaxial crystals // Optics Communications. 2013. V. 286. P. 1-5.
15. Stallinga S. Axial birefringence in high-numerical-aperture optical systems and the light distribution close to focus // J. Opt. Soc. Am. A. 2001. V. 18, no. 11. P. 2846-2859.
16. Seshadri S.R. Beam dynamics of two modes propagating along the optic axis in a uniaxial crystal // J. Opt. Soc. Am. A. 2005. V. 22, no 2. P. 361-369.
17. Liu D., Zhou Z. Various dark hollow beams propagating in uniaxial crystals orthogonal to the optical axis // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 2008. V. 10. P. 095005 (9pp).
18. Хонина С.Н., Волотовский С.Г., Харитонов С.И. Периодическое изменение интенсивности модовых лазерных пучков при распространении в анизотропных одноосных кристаллах // Известия Самарского научного центра РАН. 2012. Т. 14, № 4. С. 18-27.
19. Хонина С.Н., Зотеева О.В., Харитонов С.И. Непараксиальное распространение гауссовых пучков под углом к оси анизотропного кристалла // Компьютерная оптика. 2012. Т. 36, № 3. С. 346-356.

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЖИМОВ ГЕНЕРАЦИИ ИАГ: Nd^{3+} -ЛАЗЕРА НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ НЕОСНОВНОГО ПЕРЕХОДА 1.34 МКМ

Ю.С. Куракина, С.Н. Солохин

Ковровская государственная технологическая академия

им. В.А. Дегтярева

(601900, г. Ковров, ул. Маяковского, 19)

e-mail: Kurakina.Y.C@gmail.com

АННОТАЦИЯ

Представлены результаты численного моделирования и экспериментального исследования генерации ИАГ: Nd^{3+} -лазера на длине волны неосновного перехода 1.34 мкм с учетом влияния излучения основного перехода на длине волны 1.064 мкм. Получены зависимости характеристик излучения от параметров лазерного резонатора в режимах свободной генерации и активной модуляции добротности.

1. ВВЕДЕНИЕ

Твердотельные лазеры, работающие на неосновных переходах, представляют интерес для исследователей и разработчиков лазерных систем, поскольку их применение позволяет получить излучение на длинах волн в новых, перспективных для применения, спектральных диапазонах. Среди твердотельных лазеров отдельный интерес представляют ИАГ: Nd^{3+} -лазеры, в спектре которых кроме основной линии на длине волны 1.064 мкм, имеются линии, соответствующие неосновным переходам в области 0.9, 1.3 и 1.4 мкм [1]. Применение нелинейно-оптических методов преобразования излучения неосновных переходов позволяет существенно расширить спектр генерируемых длин волн. При этом эффективность нелинейно-оптического преобразования в значительной степени зависит от энергетических параметров преобразуемого излучения. В связи с этим, интерес представляет исследование генерации ИАГ: Nd^{3+} -лазеров на длинах волн неосновных переходов с высокими энергетическими параметрами излучения.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Первоначально был выполнен расчет генерации ИАГ:Nd³⁺-лазеров на длине волны 1.34 мкм с целью определения зависимости основных характеристик излучения от параметров оптического резонатора. Исследовались различные варианты построения лазерного излучателя, как с использованием генераторно-усилительной схемы, так и схемы с составными резонаторами. Расчетная схема исследуемых лазеров представлена на рисунке 1. В качестве активных элементов (АЭ) рассматривались ИАГ:Nd³⁺ элементы Ø6.3×130мм. Расчеты выполнялись для режима свободной генерации (СГ) и режима модуляции добротности с использованием активного затвора (АЗ), имитирующего работу электрооптического модулятора. Для зеркал резонатора задавались следующие коэффициенты отражения: $R_k = 100\%$, $R_1^c = R_2^c = R_3^c = 5\%$ для $\lambda = 1.34$ мкм. При выполнении расчетов принимали, что максимальный коэффициент усиления на $\lambda = 1.064$ мкм составляет $\alpha_{1.064} = 0.45 \text{ см}^{-1}$, что соответствует однократному усилению слабого сигнала $G_0 = 347$ при длине АЭ $L = 13$ см. Тогда коэффициент усиления на $\lambda = 1.064$ мкм $\alpha_{1.34} = 0.19 \text{ см}^{-1}$, что соответствует однократному усилению $G_0 = 12$.

В режиме свободной генерации исследовались следующие схемы лазерного излучателя: 1) генератор с одним элементом АЭ1 и выходным зеркалом $R_1^{\text{вых}}$; 2) составной резонатор с двумя элементами АЭ1 и АЭ2, разделительным зеркалом $R_1^{\text{вых}}$ и выходным зеркалом $R_2^{\text{вых}}$; 3) составной резонатор с тремя элементами АЭ1, АЭ2 и АЭ3, разделительными зеркалами $R_1^{\text{вых}}, R_2^{\text{вых}}$ и выходным зеркалом $R_3^{\text{вых}}$.

В режиме активной модуляции добротности исследовались следующие схемы лазерного излучателя: 1) генератор с одним элементом АЭ1 и выходным зеркалом $R_1^{\text{вых}}$; 2) генератор с одним элементом АЭ1, выходным зеркалом $R_1^{\text{вых}}$ и однократным усилителем АЭ2; 3) составной резонатор с двумя элементами АЭ1 и АЭ2, разделительным зеркалом $R_1^{\text{вых}}$ и выходным зеркалом $R_2^{\text{вых}}$; 4) составной резонатор с двумя элементами АЭ1 и АЭ2, разделительным зеркалом $R_1^{\text{вых}}$, выходным зеркалом $R_2^{\text{вых}}$ и однократным усилителем АЭ3.

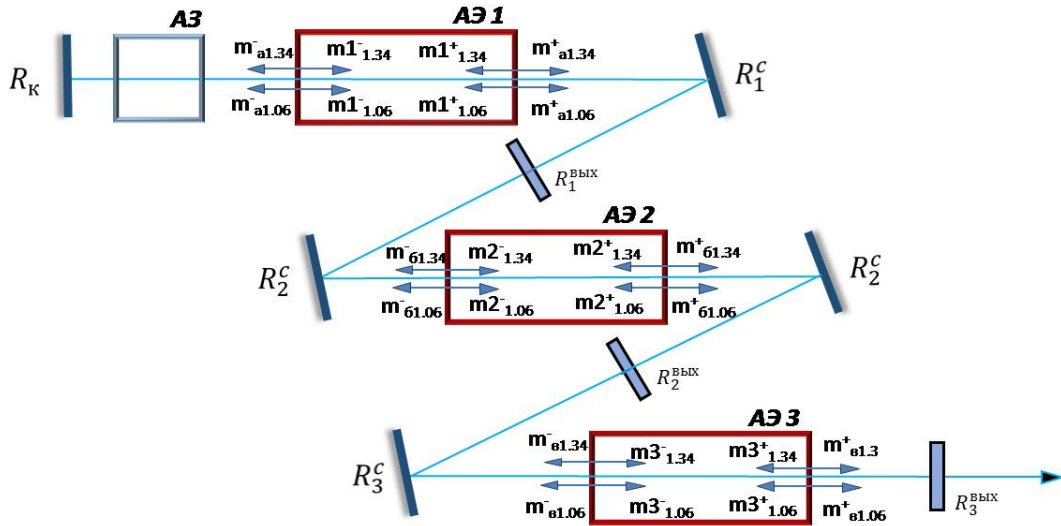


Рис. 1. Расчетная схема лазера

Исследование лазерной генерации основано на решении следующей системы балансных уравнений [2], записываемой для соответствующего количества активных элементов каждой рассматриваемой схемы:

$$\begin{aligned}
 \frac{\delta m_{1.34}^+}{\delta z'} + G_{2.1.34} \frac{\delta m_{1.34}^+}{\delta t'} &= G_{3.1.34} (n - G_{1.1.34}) m_{1.34}^+ \\
 -\frac{\delta m_{1.34}^-}{\delta z'} + G_{2.1.34} \frac{\delta m_{1.34}^-}{\delta t'} &= G_{3.1.34} (n - G_{1.1.34}) m_{1.34}^- \\
 \frac{\delta m_{1.06}^+}{\delta z'} + G_{2.1.06} \frac{\delta m_{1.06}^+}{\delta t'} &= G_{3.1.06} (n - G_{1.1.06}) m_{1.06}^+ \\
 -\frac{\delta m_{1.06}^-}{\delta z'} + G_{2.1.06} \frac{\delta m_{1.06}^-}{\delta t'} &= G_{3.1.06} (n - G_{1.1.06}) m_{1.06}^- \\
 \frac{\delta n}{\delta t'} &= -(m_{1.34}^+ + m_{1.34}^- + m_{1.06}^+ + m_{1.06}^-)n - n + \alpha,
 \end{aligned} \tag{1}$$

где $m_{1.34}^{\pm} = \frac{S_{1.34}^{\pm}}{S_{1.34}^{нас}}$, $m_{1.06}^{\pm} = \frac{S_{1.06}^{\pm}}{S_{1.06}^{нас}}$ – безразмерные интенсивности излучения,

здесь $S_{1.34}^{\pm}$, $S_{1.06}^{\pm}$ – интенсивности излучения, распространяющегося в положительном и отрицательном направлениях оси z для $\lambda = 1.34$ мкм и

$\lambda = 1.064$ мкм, $S^{нас} = \frac{h\nu}{\sigma\tau}$ – интенсивность насыщения для соответствующей

длины волны; $n = \frac{N}{N_0}$ – , безразмерная плотность инверсной населенности

активной среды, где N – плотность инверсной населенности активной сре-

ды; N_0 – равновесная плотность инверсной населенности активной среды; $G_1 = \frac{\sigma T_1 N_c \sigma}{2}$, $G_2 = \frac{\nu T_1}{L}$, $G_3 = \frac{\eta}{N_c \sigma}$ – безразмерные коэффициенты, здесь σ – сечение перехода; ν – скорость света в активной среде; N_c – концентрация активных центров; η – коэффициент потерь; $\alpha = \frac{N_0}{N_c}$ – безразмерный параметр накачки; $t' = \frac{t}{T_1}$ – безразмерное время (T_1 – время релаксации активной среды); $z' = \frac{z}{L}$ – безразмерная координата (L – длина резонатора).

В ходе работы рассчитывались значения энергии излучения при изменении коэффициента отражения выходного зеркала в соответствующей схеме. Результаты расчетов для режима свободной генерации представлены на рисунке 2(а), для режима активной модуляции добротности – на рисунке 2(б).

В режиме свободной генерации максимальные значения энергии излучения на $\lambda = 1.34$ мкм для рассмотренных схем составных резонаторов составили 1.12 Дж, 2.27 Дж и 3.28 Дж соответственно. Из рисунка 2(а) следует, что последовательное увеличение количества АЭ приводит к уменьшению значения оптимального коэффициента отражения выходного зеркала: для схемы с АЭ1 $R_1^{\text{вых}} = 55\%$; для схемы с АЭ1 и АЭ2 $R_2^{\text{вых}} = 20\%$; для схемы с АЭ1, АЭ2 и АЭ3 $R_3^{\text{вых}} = 4\%$. Можно сделать вывод о том, что при дальнейшем увеличении числа АЭ применение схемы с составными резонаторами будет равносильно схеме с однопроходными усилителями, т.к. коэффициент отражения выходного зеркала будет приближаться к нулю.

В режиме активной модуляции добротности в схеме с одним АЭ1 и оптимальным коэффициентом отражения выходного зеркала $R_1^{\text{вых}} = 40\%$ энергия излучения на $\lambda = 1.34$ мкм составила 0.23 Дж при длительности импульса 19.3 нс. После усиления в однопроходном усилителе АЭ2 максимальная энергия излучения достигла 0.68 Дж. При расчете схемы составного резонатора с двумя АЭ было установлено, что при включении АЭ3 в момент достижения максимальной инверсии населенностей в АЭ1 ($t_{\text{вкл}} = 340$ мкс), в той части резонатора, где находится АЭ2 наблюдается развитие генерации в режиме СГ при использовании выходных зеркал с коэффициентами отражения более 1%. Для исключения данного отрицательного явления были определены моменты включения затвора, при которых не наблюдается подобная «паразитная» генерация. Для выходного зеркала с $R_2^{\text{вых}} = 15\%$ вре-

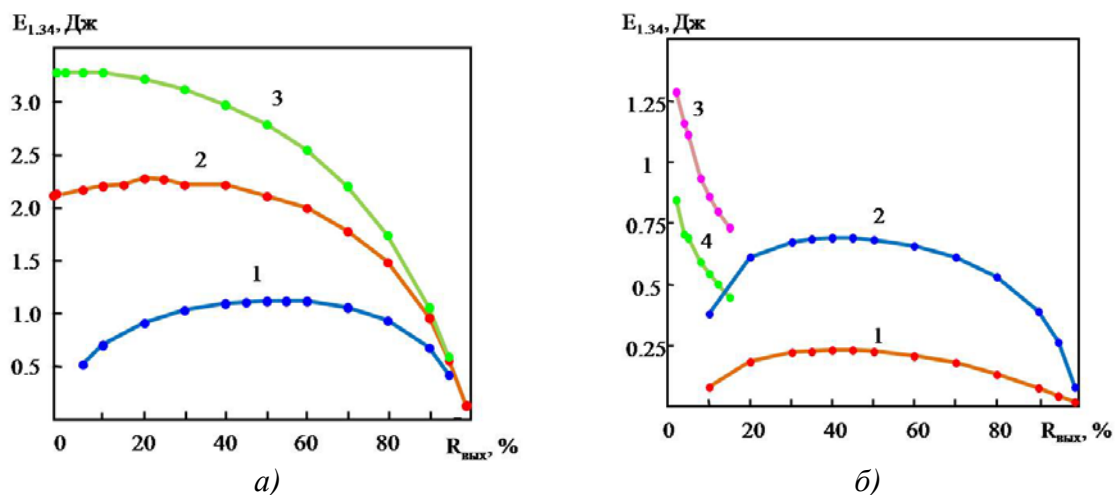


Рис. 2. Зависимости энергии излучения от коэффициента отражения выходного зеркала: а) режим свободной генерации: 1 – резонатор с АЭ1; 2 – составной резонатор с АЭ1 и АЭ2; 3 – составной резонатор с АЭ1, АЭ2 и АЭ3; б) режим модуляции добротности: 1 – резонатор с АЭ; 2 – резонатор с АЭ1 и усилителем АЭ2; 3 – составной резонатор с АЭ1 и АЭ2; 4 – составной резонатор с АЭ1, АЭ2 и усилителем АЭ3

мья включения затвора составило 150 мкс, при котором накопленная инверсия населенностей в АЭ более чем в 2 раза меньше, чем максимальное значение инверсии, что приводило к резкому снижению энергии выходного излучения. Поэтому исследования для выходных зеркал с $R_2^{\text{вых}} > 15\%$ не проводились. Наибольшее значение энергии излучения составило 0.85 Дж при использовании выходного зеркала с $R_2^{\text{вых}} = 2\%$ и времени включения затвора 265 мкс. Очевидно, что при увеличении числа АЭ схема с составным резонатором будет равносильна схеме с односторонним усилителем, поэтому в последующем расчете АЭЗ использовался как усилитель излучения. Максимально достигнутое значение энергии в этом случае составило 1.28 Дж.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ.

Экспериментальные исследования генерации ИАГ:Nd³⁺-лазера на $\lambda = 1.34$ мкм с составным резонатором в режиме электрооптической модуляции добротности проводили на установке, схема которой представлена на рисунке 3. Применялась ламповая накачка ИАГ:Nd³⁺ активных элементов: энергия накачки на квантрон – до 80 Дж, длительность импульсов накачки – 250 мкс, частота следования импульсов – 2 Гц. В качестве выход-

ного зеркала $Z_{\text{вых1}}$ использовали зеркало с коэффициентами отражения $R_{1.34}=70\%$ и $R_{1.06}<2\%$, в качестве $Z_{\text{вых2}}$ – зеркало с $R_{1.34}=40\%$ и $R_{1.06}<2\%$. Остальные зеркала в схеме имели отражение 100% на $\lambda = 1.34$ мкм и менее 2% на $\lambda = 1.064$ мкм. Измерение энергии излучения проводили с помощью измерителя энергии и мощности Ophir, контроль временных параметров осуществляли с помощью лавинного фотодиода ЛФД-2А и осциллографа Agilent 350 MHz.

Регулировкой временной задержки между импульсом накачки и управляющим импульсом, подаваемым на электрооптический затвор, добивались исключения развития режима свободной генерации. Было выполнено экспериментальное исследование трех вариантов лазерного излучателя, схемы которых представлены на рисунке 3. Длительность импульса модулированного излучения во всех исследованных схемах составила около 30 нс. Результаты измерения энергии и пиковой мощности импульса излучения на $\lambda = 1.34$ мкм представлены на рисунке 4. При максимальной энергии накачки энергия лазерного излучения составила 85 мДж, 160 мДж и 355 мДж для трех вариантов соответственно. Максимальная пиковая мощность импульса составила 12 МВт.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В теоретической части работы выполнен расчет генерации ИАГ:Nd³⁺-лазера на $\lambda = 1.34$ мкм в режиме СГ и активной модуляции добротности и определены зависимости энергии выходного излучения для различных вариантов лазерного излучателя. Для режима СГ максимальное значение энергии составило 3.28 Дж, для режима активной модуляции добротности - 1.28 Дж.

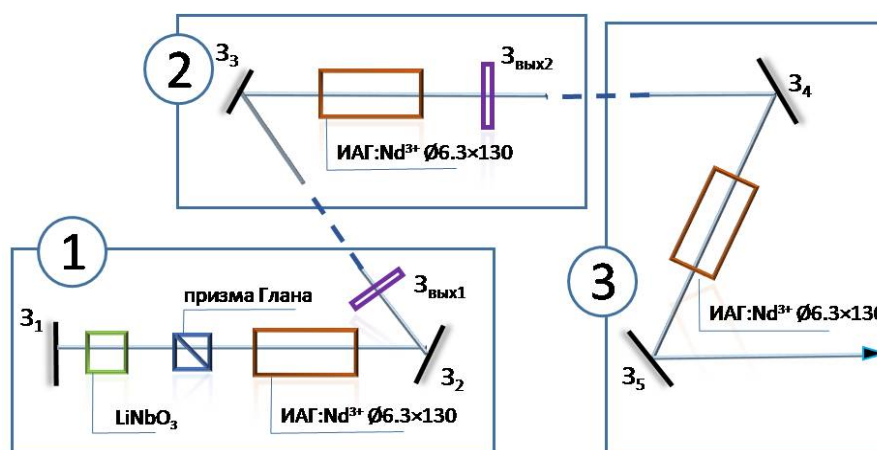
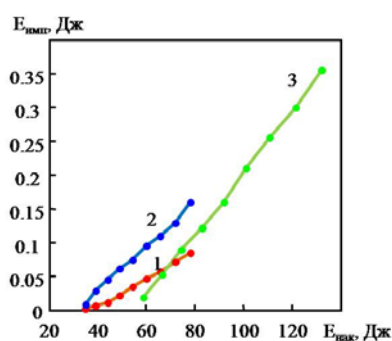
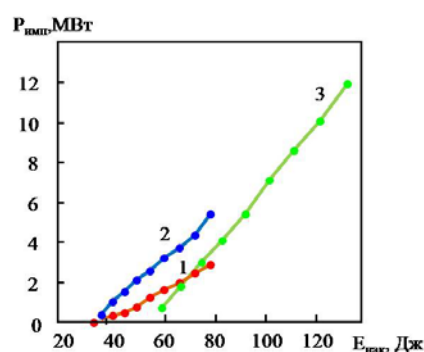


Рис. 3. Схема экспериментальной лазерной установки



а)



б)

Рис. 4. Зависимости энергетических параметров излучения на длине волны 1.34 мкм от энергии накачки: а) энергия импульса; б) пиковая мощность импульса

Экспериментально реализована генерация ИАГ:Nd³⁺-лазера на $\lambda = 1.34$ мкм с составным резонатором в режиме электрооптической модуляции добротности. Максимальная энергия импульса составила 355 мДж при длительности импульса 30 нс, что соответствует пиковой мощности импульса 12 МВт.

Полученные параметры лазерного излучения на $\lambda = 1.34$ мкм являются перспективными для применения в нелинейно-оптических преобразователях для реализации генерации в видимом и ближнем ИК диапазонах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Г.М. Зверев, Ю.Д. Голяев, Е.А. Шалаев, А.А. Шокин, Лазеры на алюмоиттриевом гранате с неодимом // М.: Радио и связь, 1985, 144 с.
2. Тарасов, Л.В. Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения // М.: Радио и связь, 1981, 440 с.

ОПТИЧЕСКОЕ ВОССТАНОВЛЕНИЕ ОБЪЁМНЫХ СЦЕН И КОДИРОВАНИЕ ИНФОРМАЦИИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЦИФРОВОЙ ГОЛОГРАФИИ

Е.А. Курбатова, П.А. Черёмхин

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

АННОТАЦИЯ

Проведен синтез цифровых голограмм, их численное и оптическое восстановление. Реализованы различные методы кодирования информации об объёмных сценах с помощью случайных фазовых масок в цифровой голографии. Рассмотрены методы квантования цифровых голограмм. Получены оценки дифракционной эффективности и качества оптического восстановления.

1. ВВЕДЕНИЕ

К числу наиболее важных областей применения цифровой голографии [1] относится оптическая обработка информации, в частности кодирование и декодирование информации [1-4]. Наиболее популярными являются методы кодирования информации с использованием случайных фазовых масок [2-4]. Подобные фазовые маски позволяют создать сложную форму волнового фронта при регистрации интерференционной картины. Восстановление записанной таким образом информации об объекте становится практически невозможным без идентичной или почти идентичной маски, использованной при записи. Так как форма маски может быть самой разнообразной, вероятность подобрать ей подобную очень мала. Таким образом, обеспечивается высокая степень защищенности информации. Кодирование и декодирование цифровых данных с использованием голографического принципа важно во многих задачах, связанных как с записью цифровой информации на электронные носители, так и с передачей информации по каналам связи.

Целью работы являлось кодирование информации об объёмных сценах с помощью сжатых и несжатых цифровых голограмм, декодирование данной информации и получение оценок качества восстановления.

2. УСЛОВИЯ ЧИСЛЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО МОДЕЛИРОВАНИЮ ЗАПИСИ ЦИФРОВЫХ ГОЛОГРАММ И ОПТИЧЕСКОМУ ВОССТАНОВЛЕНИЮ ИЗОБРАЖЕНИЙ С НИХ

Используемая схема численных экспериментов по моделированию записи цифровых голограмм и оптическому восстановлению изображений с них состоит из 4 этапов:

1. Создание модельного объекта;
2. Моделирование записи голограммы (моделирование распространения волны от плоскости объекта до плоскости голограммы, синтез голограммы);
3. Квантование голограммы и моделирование её вывода на ПВМС;
4. Моделирование оптического восстановления изображения (моделирование распространения волны от плоскости ПВМС до плоскости сфокусированного восстановленного изображения).

В случае использования амплитудного ПВМС моделируется распространение волны от амплитудной голограммы. В случае фазового ПВМС величина фазового сдвига, вносимого отсчётом ПВМС, устанавливалась прямо пропорциональной значению отсчёта модельной цифровой голограммы.

Длина волны излучения принималась равной 532 нм, размер пикселя фоторегистратора составлял 9×9 мкм². В качестве исходного объектного изображения использовалось стандартное тестовое изображение в оттенках серого размером 128×128 отсчётов на поле 1024×1024 отсчётов. Было проведено моделирование вывода голограмм и их восстановления с помощью амплитудного и фазового ПВМС.

Для снижения сложности обработки цифровых голограмм и понижения ресурсоемкости проводится их сжатие путем уменьшения числа уровней квантования. При квантовании происходит разделение непрерывного динамического диапазона значений яркости голограммы на ряд дискретных уровней, называемых уровнями квантования. Существуют различные методы квантования голограмм, в том числе используются стандартные

методы квантования цифровых изображений, основанные на устранении избыточной информации в изображениях путем отбрасывания их высокочастотных составляющих.

Дифракционная эффективность (ДЭ) голограммы определялась как отношение потока излучения в дифрагированной волне информативного порядка дифракции к падающему на голограмму потоку излучения. Для оценки качества численного восстановления изображений объекта использовалась нормированное среднеквадратическое отклонение (НСКО, [5]) восстановленного голограммой изображения объекта от оригинала объекта. Величина НСКО количественно оценивает степень визуального сходства с оригиналом, в том числе в передаче полутонов объекта.

3. РЕАЛИЗАЦИЯ И АНАЛИЗ РАЗЛИЧНЫХ МЕТОДОВ КОДИРОВАНИЯ ИНФОРМАЦИИ С ПОМОЩЬЮ СЛУЧАЙНЫХ ФАЗОВЫХ МАСОК В ЦИФРОВОЙ ГОЛОГРАФИИ

Программно реализованы и применены 3 метода кодирования информации об объектах, регистрируемых цифровыми голограммами с помощью случайных фазовых масок:

1. Оптические методы: кодирование с двумя случайными фазовыми масками (К2) [2] и кодирование объектного пучка в пространственной плоскости с использованием случайной фазовой маски (КОП) (похожий метод представлен в [3]);
2. Цифровой метод кодирования в частотной плоскости свёрткой с импульсным откликом системы с использованием случайной фазовой маски (КЧС) [4].

Анализ методов производился путём моделирования оптической записи цифровых голограмм Френеля [6], их оптического или цифрового кодирования и последующего оптического или цифрового декодирования информации. На рис. 1 приведены восстановленные изображения объектных полей с кодированных голограмм после декодирования информации с них с использованием случайной (а, в, д) и требуемой фазовых масок (б, г, е). Как видно, при декодировании информации с использованием некорректной фазовой маски изображение объекта неидентифицируемо.

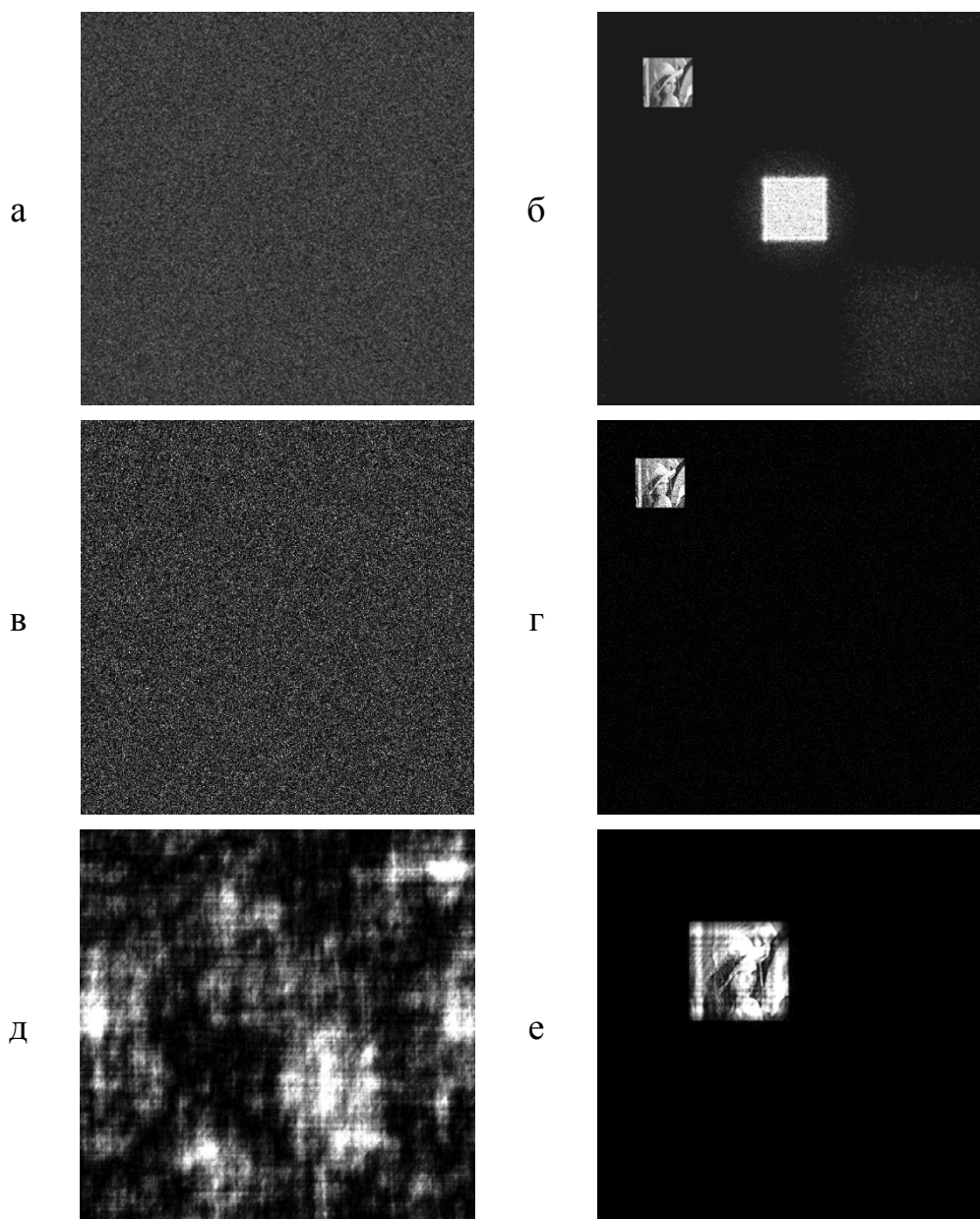


Рис. 1. Восстановленные изображения объектных полей с закодированной голограммы Френеля методами K2 (а, б), КОП (в, г) и КЧС (д, е) с некорректным (а, в, д) и корректным декодированием (б, г, е)

4. ОЦЕНКА КРИПТОСТОЙКОСТИ МЕТОДОВ КОДИРОВАНИЯ ИНФОРМАЦИИ С ПОМОЩЬЮ СЛУЧАЙНЫХ ФАЗОВЫХ МАСОК

Была проведена проверка криптостойкости рассматриваемых методов кодирования к использованию при декодировании произвольных фазовых масок, а также случайных фазовых масок, сходных с используемой при кодировании. На рис. 2 приведён график зависимости НСКО восстановленного изображения относительно исходного от порядкового номера используемой при декодировании информации произвольной случайной маски. В

данном случае значения НСКО практически идентичны и составляют около 0,6, восстановленное изображение объекта неидентифицируемо.

Получены зависимости НСКО восстановленного изображения относительно исходного от доли диапазона фаз 2 случайных фазовых масок при декодировании информации с голограммы относительно используемой при кодировании. В результате определено, что изменение диапазона маски на 18 % относительно используемой при кодировании приводит к увеличению НСКО до 0,2.

Проведена численная оценка криптостойкости методов кодирования информации с использованием теории статистики. Вероятность абсолютно верного подбора (с точностью до каждого пикселя) фазовых масок мала. Поэтому подбор корректного ключа путём прямого перебора значений фазы масок является чрезвычайно ресурсоёмким и при существующих на данный момент компьютерных мощностях практически нереализуем.

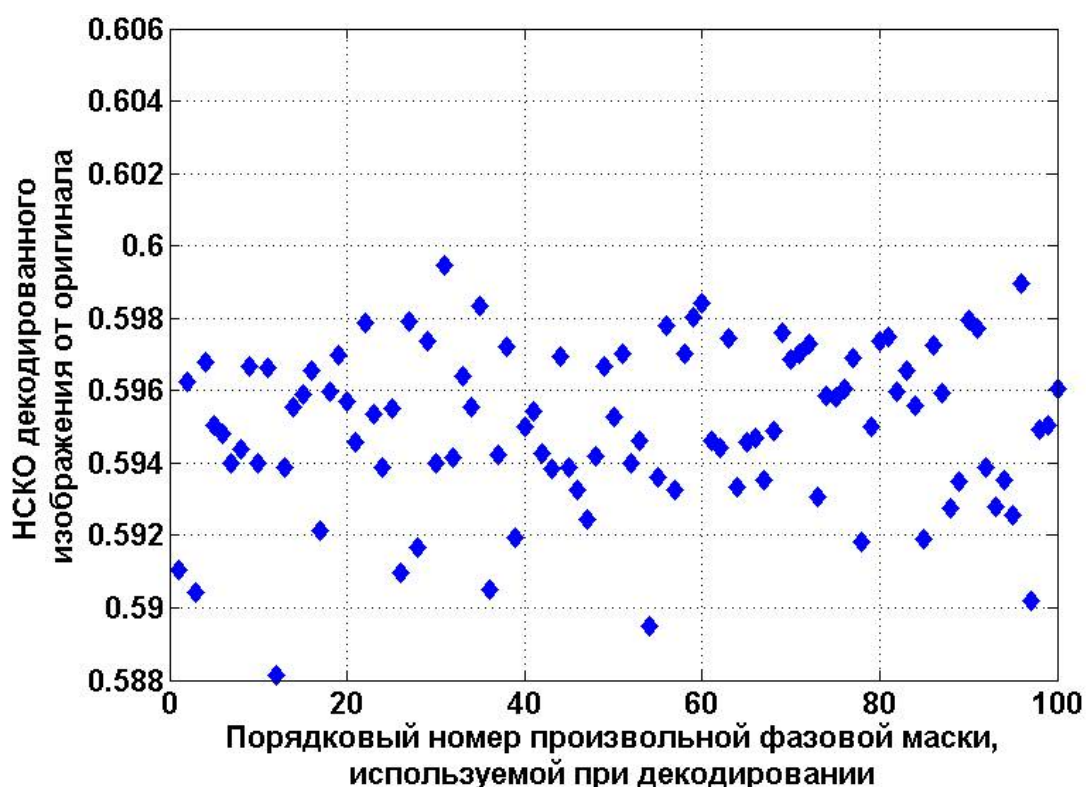


Рис. 2. График зависимости НСКО декодированного изображения относительно оригинала от порядкового номера произвольной случайной маски, используемой при декодировании

5. ОЦЕНКА СООТНОШЕНИЙ ДИФРАКЦИОННОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ И КАЧЕСТВА ИЗОБРАЖЕНИЙ ПРИ ИХ ОПТИЧЕСКОМ ВОССТАНОВЛЕНИИ С ЦИФРОВЫХ ГОЛОГРАММ

Проведено сравнение различных методов квантования изображений в случае их применения для обработки цифровых голограмм. Получено, что максимальные значения ДЭ и минимальные значения НСКО при восстановлении квантованных голограмм близки к получаемым с голограмм без квантования. Получены зависимости дифракционной эффективности и качества восстановленных изображений, в том числе от условий записи цифровых голограмм – отношения интенсивностей объектного и опорного пучков. Для различных объектов определено, что наибольшее значение ДЭ достигается при отношении интенсивностей опорного и объектного пучков порядка 12 (см рис. 3).

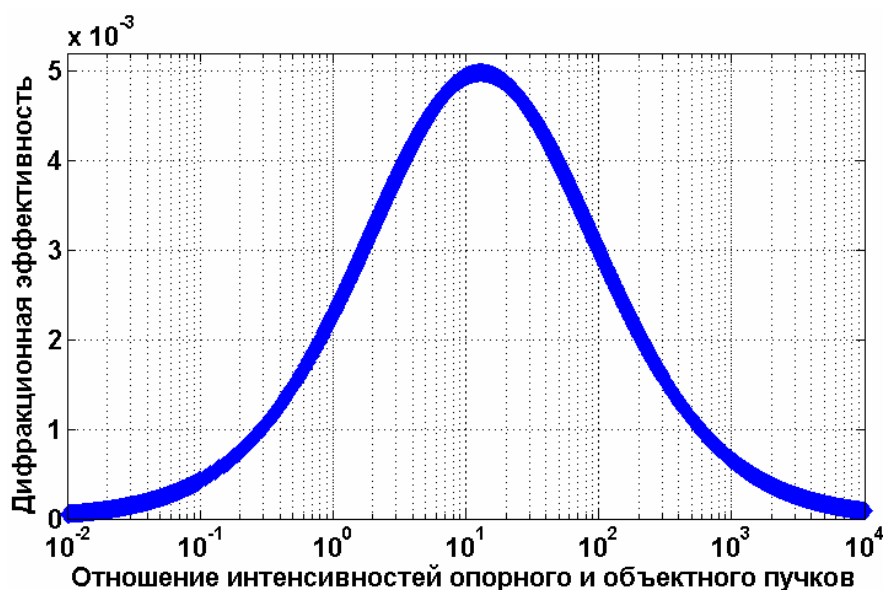


Рис. 3. Зависимость дифракционной эффективности цифровых голограмм от отношения интенсивностей опорной и объектной волн.

Получено, что при записи цифровых голограмм, предназначенных для оптического восстановления при помощи ПВМС, для выбора оптимального отношения интенсивностей опорной и объектной волн следует ориентироваться в первую очередь на достижение максимальной ДЭ, т.к. величина НСКО значительно меньше зависит от отношения опорной и объектной волн.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе получены следующие основные результаты:

- Программно реализованы и применены методы кодирования информации об объектах, регистрируемых цифровыми голограммами с помощью случайных фазовых масок, проведена оценка их криптостойкости;
- Проведено сравнение различных методов квантования изображений в случае их применения для обработки цифровых голограмм;
- Получены зависимости значения ДЭ голограмм от условий их записи, определены условия достижения наибольшего значения ДЭ голограмм.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. W. Juptner, U. Schnars. Digital Holography: Digital Hologram Recording, Numerical Reconstruction, and Related Techniques. Berlin-Heidelberg: Springer-Verlag, 2005. 164 p.
2. P. Refregier, B. Javidi. Optical image encryption based on input plane and Fourier plane random encoding // Optics Letters, Vol. 20, Issue 7, 1995, Pp. 767-769
3. E. Tajahuerce, B. Javidi. Encrypting three-dimensional information with digital holography // Appl. Opt., Vol. 39, No. 35., 2000 Pp. 6595-6601.
4. N. Anith, J. Joby, S. Kehar. Digital Holographic Encryption // OSA/DH/FTS/HISE/NTM/OTA, 2009.
5. J.R. Fienup. Invariant error metrics for image reconstruction // Appl. Opt., Vol. 36, No. 32, 1997 P.8352–8357.
6. 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.

АНАЛИЗ ПОГРЕШНОСТЕЙ ИЗМЕРЕНИЯ ФОКУСНЫХ РАССТОЯНИЙ МОДИФИЦИРОВАННЫМ МЕТОДОМ БЕССЕЛЯ

Е.В. Бурнаевская, В.Н. Гришанов, А.А. Лупцов

Самарский государственный аэрокосмический университет

им. академика С.П. Королева

(национальный исследовательский университет)

(443011, г. Самара, Московское шоссе, 34)

e-mail: burn_kat@mail.ru, tohaspice@mail.ru

АННОТАЦИЯ

Сравниваются методические погрешности измерения фокусных расстояний модифицированным методом Бесселя, обусловленные погрешностями измерения линейных перемещений и пренебрежением расстоянием между главными плоскостями исследуемого объектива. Показано, что пренебрежение расстоянием между главными плоскостями способно на порядок увеличить погрешность измеряемого фокусного расстояния.

1. ВВЕДЕНИЕ

Метод Бесселя является простым, удобным и достаточно точным для практических применений инструментом измерения фокусного расстояния линз, зеркал и синтезированных из них оптических систем [1]. В классической постановке измерений обычно пренебрегается расстоянием между главными плоскостями исследуемой оптической системы. Если для отдельных оптических компонент – линз и зеркал – это не вызывает особых возражений в силу их тонкости, то для собранных из них объективов ситуация не выглядит такой однозначной, на что и было обращено внимание авторами статьи [2]. Однако, математическое описание модифицированного, с учётом конечного расстояния между главными плоскостями, метода Бесселя в статье [2] не вполне корректно и не содержит выражений для оценок методических погрешностей измерений, обусловленных как используемым инструментарием измерения перемещений и расстояний, так и собственно расстоянием между главными плоскостями исследуемой оптической системы. Последнее затрудняет реализацию экспериментов по измерению фокусных расстояний, так как не позволяет прогнозировать их погрешности.

2. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ МОДИФИЦИРОВАННОГО МЕТОДА

Для положительных оптических компонент, фокусное расстояние которых f_m удовлетворяет неравенству $(4f_m) < L$ (L – расстояние между предметом и его действительным изображением), процедура измерений сводится к получению увеличенного и уменьшенного действительных изображений путём перемещения оптического компонента между предметом и изображением вдоль оптической скамьи (рисунок 1).

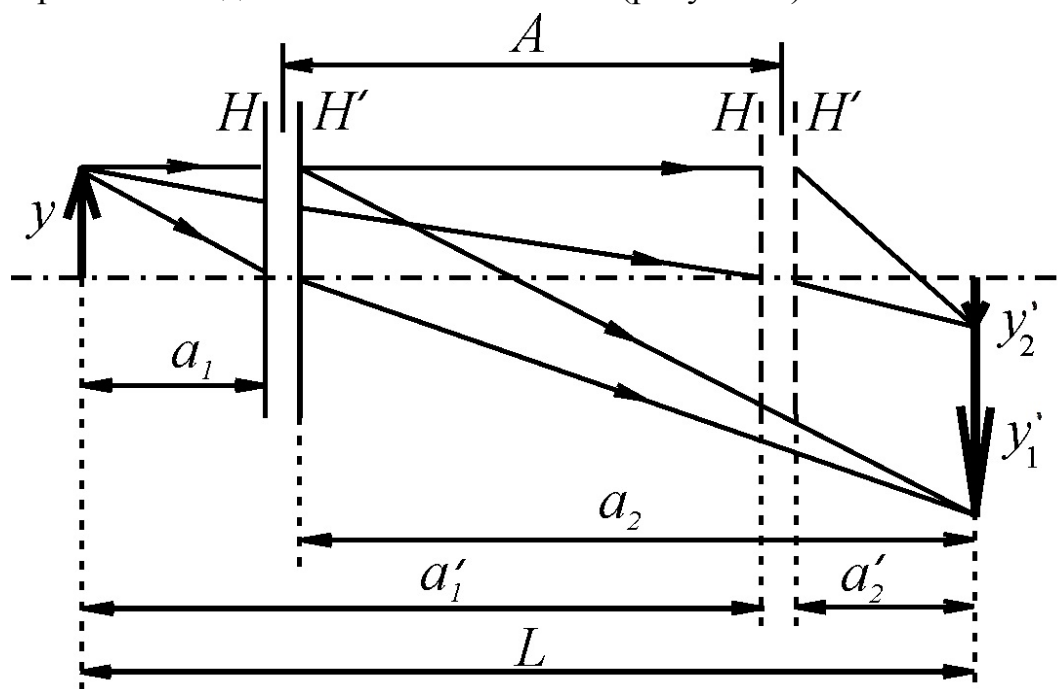


Рис. 1. Измерение фокусного расстояния методом Бесселя (сплошные линии H и H' соответствуют положению передней и задней главных плоскостей исследуемого компонента при получении увеличенного изображения, а пунктирные линии – уменьшенного): y – размер предмета; y'_1, y'_2 – размер увеличенного и уменьшенного действительных изображений предмета, соответственно; a_1 и a_2 – расстояния от предмета до передней главной плоскости и от задней главной плоскости до увеличенного изображения; a'_1 и a'_2 – расстояния от предмета до передней главной плоскости и от задней главной плоскости до уменьшенного изображения; A – перемещение оптического компонента от положения, формирующего увеличенное изображение, к положению, формирующему уменьшенное изображение; L – расстояние от предмета до изображения

В традиционной постановке эксперимента непосредственно измеряемыми параметрами являются расстояние L и величина перемещения A . Индекс m в обозначении фокусного расстояния символизирует рассмотрение модифицированного варианта метода Бесселя. На рисунке 1 все отрезки и перемещения приняты положительными, т.е. правило знаков игнорируется.

Из рисунка 1 и положений геометрической оптики следует:

$$L = a_1 + a_2 + HH' = a'_1 + a'_2 + HH', \text{ и } a_1 = a'_2; \quad a_2 = a'_1, \quad (1)$$

где HH' – расстояние между главными плоскостями, откуда получается система уравнений и её корни:

$$\begin{cases} a_1 + a_2 = L - HH', \\ a_2 - a_1 = A. \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} a_1 = [(L - HH') - A]/2, \\ a_2 = [(L + HH') - A]/2. \end{cases} \quad (2)$$

Воспользовавшись формулой Гаусса для линзы [3] и корнями (2) будем иметь выражение для расчёта фокусного расстояния с учётом $HH' > 0$, измеренного методом Бесселя:

$$f_m = a_1 \cdot a_2 / (a_1 + a_2); \Rightarrow f_m = [(L - HH')^2 - A^2] / 4(L - HH'). \quad (3)$$

Критерием правильности полученного выражения может служить предельный переход:

$$\lim_{HH' \rightarrow 0} f_m = (L^2 - A^2) / 4L = f \quad (4)$$

к традиционной формуле для расчёта фокусного расстояния f в методе Бесселя для $HH' = 0$.

Поскольку значение HH' обычно неизвестно, то выражение (3) непосредственно трудно применимо для расчёта фокусного расстояния по экспериментальным данным и его предполагается использовать для оценки погрешности метода, обусловленной $HH' > 0$. Пригодная для практического применения расчётная формула, не содержащая в явном виде величину HH' , с использованием значения поперечного линейного увеличения $V = (y'_1/y)$ для увеличенного действительного изображения. Для уменьшенного изображения в обратном ходе лучей $V = (y/y'_{12})$. Таким образом,

$$V = y'_1 / y = a_2 / a_1 = y / y'_2; \Rightarrow V^2 = y'_1 / y'_2. \quad (5)$$

Воспользовавшись выражением для фокусного расстояния через отрезки a_1 и a_2 (3), вторым уравнением системы (2) и с учётом (5) получим:

$$f_m = a_1 \frac{V}{V+1} = \frac{A \cdot V}{V^2 - 1} = \frac{A \sqrt{y'_1 / y'_2}}{(y'_1 / y'_2) - 1}. \quad (6)$$

Следует отметить два достоинства выражения (6) для расчёта фокусного расстояния при его измерении методом Бесселя. Первое состоит в том, что в эксперименте измеряется отношение размеров увеличенного изображения к уменьшенному. Последнее не требует геометрической калибровки цифровой камеры при объективной фиксации изображений. В эксперименте не требуется измерять и расстояние L . Измерение L , поскольку предмет и изображение располагаются над оптической скамьёй, тоже может вызвать затруднения в отличие от измерения перемещения A , которое легко производится по шкале, нанесённой на оптическую скамью.

3. ПОГРЕШНОСТЬ МЕТОДА БЕССЕЛЯ, ОБУСЛОВЛЕННАЯ КОНЕЧНЫМ ЗНАЧЕНИЕМ РАССТОЯНИЯ МЕЖДУ ГЛАВНЫМИ ПЛОСКОСТЯМИ

Поскольку в настоящей работе, в первую очередь, анализируются погрешности метода Бесселя, вызванные пренебрежением расстоянием между главными плоскостями, то исходным для анализа является выражение (3). Анализ проведём в безразмерном виде, для чего разделим обе части (3) на наибольшее из присутствующих в экспериментах расстояние L и введём два параметра:

$$x = A / L; \quad y = HH' / L. \quad (7)$$

В результате получим относительное фокусное расстояние f_{mo} :

$$f_{mo} = f_m / L = [(1 - y)^2 - x^2] / [4(1 - y)] = [1 - y - x^2 / (1 - y)] / 4 \quad (8)$$

и выражения для его абсолютной Δf_{max} и относительной погрешностей δf_{max} , обусловленных погрешностями в измерении расстояний и перемещений:

$$\Delta f_{max} = \left| \frac{\partial f_{mo}}{\partial x} \Delta x \right| = \frac{x \cdot \Delta x}{2(1 - y)}; \quad \delta f_{max} = \frac{\Delta f_{max}}{f_{mo}} = \frac{2x \cdot \Delta x}{(1 - y)^2 - x^2}, \quad (9)$$

где Δx – относительная погрешность измерения перемещений.

Относительная методическая погрешность, обусловленная лишь погрешностями шкалы, по которой отсчитываются перемещения δf_{ox} , получается из (9) при $y = 0$:

$$\delta f_{ox} = (2x \cdot \Delta x) / (1 - x^2) \quad (10)$$

Для анализа этого выражения получим из (7) Δx в явном виде:

$$\Delta x = \sqrt{\left(\frac{\partial x}{\partial A} \Delta A\right)^2 + \left(\frac{\partial x}{\partial L} \Delta L\right)^2} = \sqrt{\left(\frac{\Delta A}{L}\right)^2 + \left(\frac{A \Delta L}{L^2}\right)^2} = \frac{\Delta L}{L} \sqrt{1 + \left(\frac{A}{L}\right)^2}, \quad (11)$$

где $\Delta A = \Delta L$ – абсолютные погрешности измерения перемещений и расстояний, которые были приняты равными. Оценку величины Δx произведём из следующих соображений. Длину рабочего участка лабораторной оптической скамьи примем равной $L = 1$ м, а погрешность измерений $\Delta L = 1$ мм. Максимальное значение Δx_{max} достигается при $A = L$ и равно $\Delta x_{max} = 1,4 \cdot 10^{-3}$. Таким образом, получается оценка Δx сверху, которая и использована при численном анализе выражения (11). Результаты анализа приведены на рисунке 2.

Из результатов анализа видно, что эксперимент целесообразно проводить при значениях $x \leq 0,5$, когда относительная методическая погрешность δf_{ox} не намного превышает Δx . Так, в рассматриваемом примере $\delta f_{ox} = 0,0019$ при $\Delta x_{max} = 1,4 \cdot 10^{-3}$ и $x = 0,5$, поэтому вклад в погрешность конечного значения расстояния HH' численно проведен лишь при $x = 0,5$ с использованием исходного выражения (8).

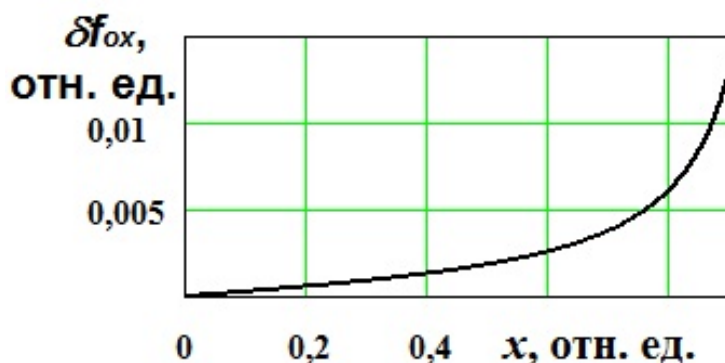


Рис. 2. Числовые оценки относительной методической погрешности измерения фокусного расстояния, обусловленные погрешностями измерения расстояний и перемещений

Вклад в погрешность конечного расстояния HH' будем также характеризовать относительной погрешностью δf_{moH} :

$$\delta f_{moH}(x, y) = \left| \frac{f_{mo}(y) - f_{mo}(y=0)}{f_{mo}(y)} \right| = \left| \frac{y(x^2 - y + 1)}{(1 - y)^2 - x^2} \right|. \quad (12)$$

Последняя, при $x = 0,5$, примет вид:

$$\delta f_{moH}(x = 0,5, y) = \left| y(1,25 - y) / (0,75 - 2y + y^2) \right|. \quad (13)$$

Результаты расчётов по (13) в форме графика приведены на рисунке 3.

Диапазон изменения y , в котором проводились оценки выбирался из тех соображений, при измерениях на лабораторных оптических скамьях без специальных приёмов удлинения оптического пути, например, за счёт зеркал обеспечиваются расстояния $L \sim 1$ м, наиболее распространённые и поэтому часто используемые серийные объективы «МС Юпитер-9 2/85», «МС Гелиос-44М-4 2/58», «МС Индустар-61Л/3 2,8/50», «МС МИР-20М 3,5/20» и «МИР-1В 2,8/37» имеют $HH' \leq 50$ мм, а толщины линз и зеркал также редко превышают нескольких сантиметров.

Как видно из рисунка 3, в приведённом на графике диапазоне изменения y зависимость $\delta f_{moH}(x = 0,5; y)$ почти прямо пропорциональная с коэффициентом пропорциональности равном 2, причём уже начиная с $y = 0,01$ погрешность, обусловленная $HH' > 0$, на порядок и более превышает погрешность, обусловленную шкалой, по которой отсчитываются расстояния и перемещения. Последнее и указывает на необходимость учёта величины HH' , если для обработки результатов эксперимента используют (3).

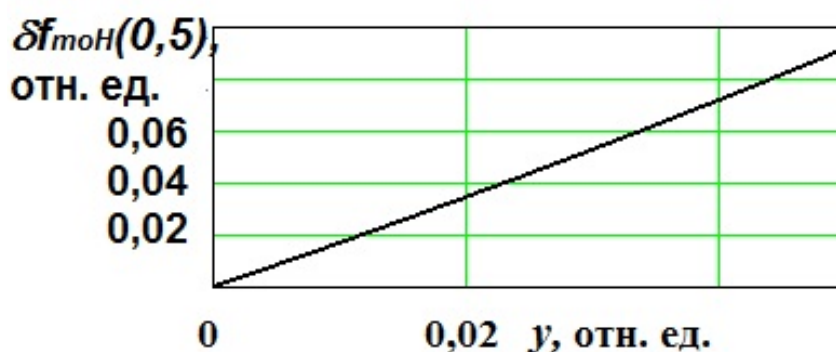


Рис. 3. Числовые оценки относительной методической погрешности измерения фокусного расстояния, обусловленные конечным значением расстояния между главными плоскостями исследуемого объектива

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены корректные выражения для обработки экспериментальных данных в модифицированном методе Бесселя измерения фокусных расстояний оптических систем. Дана оценка вклада в методическую погрешность измерения фокусных расстояний оптических систем методом Бесселя и модифицированным методом Бесселя как погрешности оборудования для измерения расстояний и перемещений, так и пренебрежением расстоянием между главными плоскостями исследуемой оптической системы. Показано, что пренебрежение расстоянием между главными плоскостями исследуемой оптической системы может приводить к существенно большим погрешностям в измерениях фокусного расстояния по сравнению с погрешностями, обусловленными измерениями собственно линейных размеров и перемещений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Г.В. Креопалова, Н.Л. Лазарева, Д.Т. Пуряев, Оптические измерения. // М.: Машиностроение, 1987, 264 с.
2. Н.А. Черненко, А.Г. Егоров, Усовершенствование метода Бесселя для измерения фокусных расстояний объективов // Изв. Вузов. Приборостроение, 2007, т. 4, № 4, с. 43 – 46.
3. Н.П. Заказнов, С.И. Кирюшин, В.Н. Кузичев, Теория оптических систем. // М.: Машиностроение, 1992, 448 с.

КУЛОНОВСКИЕ СТУПЕНЬКИ В МЕТОДЕ АССОЦИАТИВНЫХ АЛГЕБР

И.А. Михалкина

*Самарский государственный университет,
кафедра общей и теоретической физики
(443011, г. Самара, ул. Академика Павлова, 1)
e-mail: rein45@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

В работе рассмотрена квантовая нить в режиме баллистической проводимости. Для квантовой нити с одним уровнем размерного квантования проведен расчет баллистической проводимости в методе ассоциативных алгебр при нулевой температуре, рассчитана зависимость силы тока от напряжения между истоком и стоком при конечной температуре.

1. ВВЕДЕНИЕ

Развитие нанoeлектроники сопровождается совершенствованием теоретических методов расчета электронных свойств наноструктур. Актуальность работы в данной области связана с физическими исследованиями электронных устройств нанометрового масштаба и разработкой электронных устройств для элементной базы нанoeлектроники [1 – 2].

Объектом исследования являются квантовые нанонити.

Цель работы – расчет проводимости нанонити в методе ассоциативных алгебр.

В работе решаются **задачи**:

- 1) провести расчет баллистической проводимости в модели квантовой нити в методе ассоциативных алгебр при нулевой температуре;
- 2) обобщить расчет баллистической проводимости в методе ассоциативных алгебр на случай конечных температур;
- 3) найти зависимость силы тока в баллистическом канале от напряжения между стоком и истоком в методе ассоциативных алгебр при конечной температуре.

2. КВАНТОВАЯ НИТЬ В МЕТОДЕ АССОЦИАТИВНЫХ АЛГЕБР

В работе [3], изложено описание электронов в нанонити с дефектом в методе ассоциативных алгебр [4]. Чтобы описать рассеяние частицы на дефекте, в работе используется решение уравнения Гельмгольца для дифракции на полуплоскости. Уравнение Шредингера совпадает с уравнением Гельмгольца всюду, кроме точки $x=0$. Следуем методу разветвленных решений Зоммерфельда и проводим следующее преобразование переменных $y = \xi^2 - \eta^2, x = 2\xi\eta$.

Точное решение для частицы в поле дельта-потенциала, рассеивающейся на дефекте, в работе [3] записывается в виде

$$\psi(\xi, \eta) = \psi_f \left[\exp(-iky)F(\xi) - \exp(iky)F(\eta^*) \right]. \quad (1)$$

Здесь

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

$F(\xi) = C(\xi) + iS(\xi)$, $C(\xi)$, $S(\xi)$ - интегралы Френеля, $E = -\kappa^2$ — энергия связанного состояния частицы в поле δ -потенциала.

3. ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА БАЛЛИСТИЧЕСКОЙ КВАНТВОЙ НИТИ В МЕТОДЕ АССОЦИАТИВНЫХ АЛГЕБР

Формула Ландауэра – выражение для проводимости квантового точечного контакта, т. е. для туннельного контакта, который образуется между двумя квазиодномерными проводниками. Для случая, когда измерение проводят по двухточечной схеме, т. е. при помощи внешних массивных проводников к контакту подводят фиксированное напряжение, а измеряется ток, формула Ландауэра принимает вид:

$$G = G_0 \sum_i |t_i|^2,$$

где $G_0 = \frac{e^2}{\pi\hbar}$ - квант проводимости, t_i - квантовомеханическая амплитуда прохождения электрона в i -м канале. А в случае, когда сопротивление измеряют по четырёхточечному методу, формула несколько иная. В самом простейшем случае одноканальной проводимости она имеет вид

$$G = G_0 \frac{|t|^2}{|r|^2},$$

где r – коэффициент отражения от контакта ($|t|^2 + |r|^2 = 1$) [5-7].

Для расчета проводимости используем волновую функцию (1) и S-матричный подход. Обозначим длину нити L . Вне квантовой нити электрон описывается волновыми функциями вида:

$$\begin{aligned}\psi_1 &= ae^{iky} + be^{-iky}, & y \leq -\frac{L}{2} \\ \psi_2 &= ce^{iky} + de^{-iky}, & y \geq \frac{L}{2}\end{aligned}$$

На границе квантовой нити волновая функция и ее первая производная остаются непрерывными. Граничные условия запишем в матричном виде:

$$\begin{pmatrix} b \\ c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r & t \\ t' & r' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ d \end{pmatrix}.$$

Проводимость найдем по формуле Ландауэра:

$$G = G_0 tt' = G_0 T(E), \quad T(E) = \frac{G}{G_0}.$$

На рисунке 1 представлен результат расчета – график зависимости прозрачности квантовой нити $T(E)$ от энергии электрона. Вычисления проведены для длины нити 25 нм. Два графика, красный и зеленый, рассчитаны для разных значений энергии уровня размерного квантования.

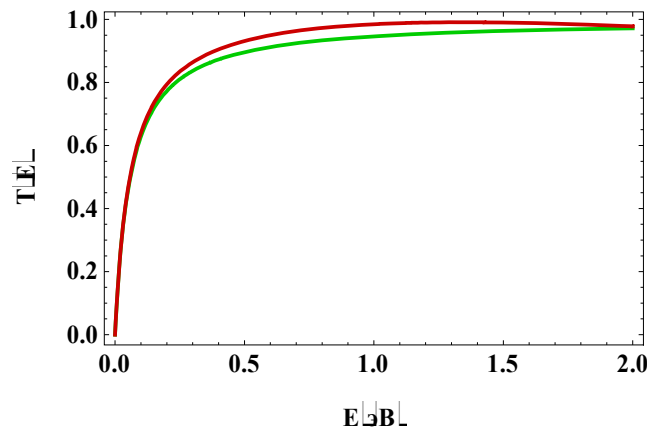


Рис. 1. Расчетная зависимость прозрачности от энергии E . Два графика – красный и зеленый для разных значений энергии уровня размерного квантования

Высота кулоновской ступеньки соответствует одному кванту проводимости.

Теперь проведем расчет зависимости силы тока в канале от напряжения между стоком и истоком.

Обозначим f_s - функция распределения Ферми-Дирака для истока, f_d - функция распределения Ферми-Дирака для стока, e_0 - заряд электрона, V - разность потенциалов между истоком и стоком, T - абсолютная температура, k_B - постоянная Больцмана, E - энергия, μ - химический потенциал, уровень Ферми:

$$f_s = \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{E - \mu}{k_B T}\right]}, \quad f_d = \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{E - \mu + e_0 V}{k_B T}\right]} \quad \text{при } T > 0.$$

Сила тока в канале равна [8]

$$I = \frac{e_0}{h} \int T(E) [f_s(E) - f_d(E)] dE,$$

здесь $T(E)$ - коэффициент прохождения, который подсчитан (см. рис. 1.).

Результат расчета зависимости силы тока от напряжения представлен на рисунке 2. Сравним полученный результат с результатом, опубликованным в работе [9] (см. рисунок 3). Очевидно, чем выше температура, тем более пологой становится кулоновская лестница. Этот результат получен и в данной работе.

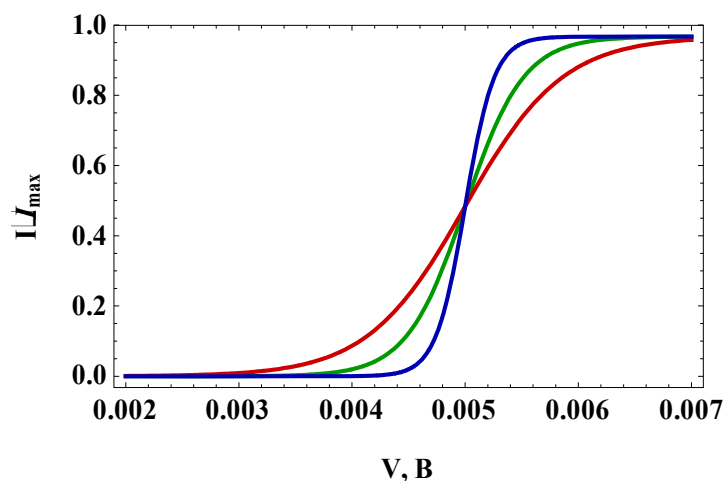


Рис. 2. Расчетная зависимость силы тока $I/I_{\max}$ от напряжения V при различных температурах. Красный график - при температуре $T=5$ K, зеленый график - при температуре $T=3$ K, синий график - при температуре $T=1,5$ K

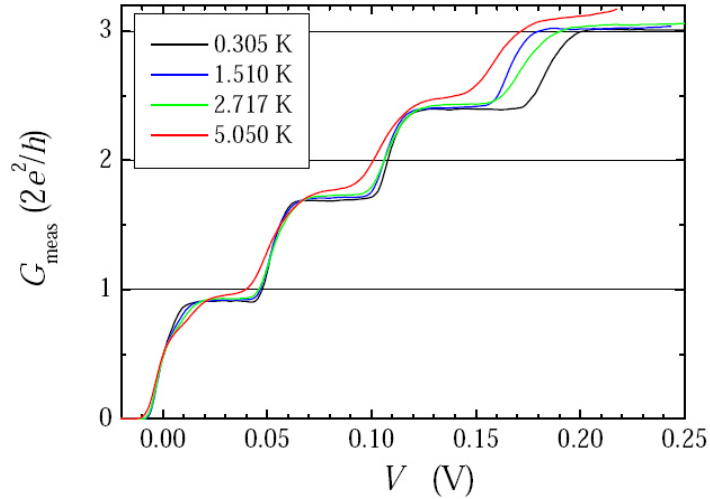


Рис. 3. Зависимость проводимости канала от напряжении на стоке [9]

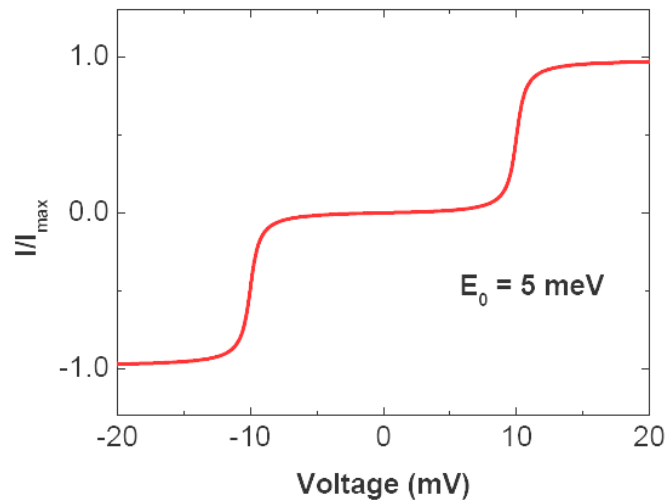


Рис. 4. Теоретическая зависимость силы тока $I/I_{\max}$ от напряжения [11]

Рассмотрим результат, приведенный в экспериментальной работе [10]. В работе рассмотрены две кулоновские ступеньки, они соответствуют двум уровням размерного квантования. В нашей работе получено качественное согласие с экспериментом.

Теперь результат, полученный в данной работе, сравним с теоретическим результатом из работы [11]. На рисунке 4 представлена зависимость силы тока от потенциала на стоке для золотой нанонити с одним уровнем размерного квантования. Энергия уровня E_0 . Этот расчет в [11] проведен методом неравновесных функций Грина.

В нашей работе проведен аналогичный расчет, на рисунке 5 представлен результат. Он находится в хорошем соответствии с результатом работы [11].

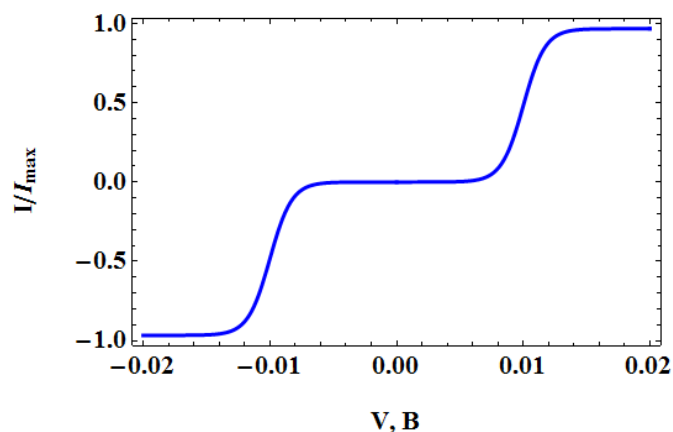


Рис. 5. Расчетная зависимость силы тока $I/I_{\max}$ от напряжения при $T=4 \text{ К}$

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе метод ассоциативных алгебр применяется к описанию свойств баллистической квантовой нити.

Для квантовой нити с одним уровнем размерного квантования проведен расчет баллистической проводимости в методе ассоциативных алгебр при нулевой температуре. Показано, что высота кулоновской ступеньки соответствует одному кванту проводимости.

В работе проведено обобщение расчета проводимости на случай конечной температуры изучаемой наносистемы.

Рассчитана зависимость силы тока в баллистической квантовой нити от напряжения между стоком и истоком в методе ассоциативных алгебр при конечной температуре. Эта зависимость носит ступенчатый характер, с увеличением температуры ступеньки принимают более пологую форму.

Полученные результаты соответствуют имеющимся экспериментальным данным и находятся в согласии с теоретическими работами в изучаемой области.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В.Я. Демиховский, Г.А. Вугальтер, Физика квантовых низкоразмерных структур. // М.: Логос, 2000, 14-17 с.
2. М.А. Кастнер, Искусственные атомы. // Phys. Today, 1993, p. 24.
3. О.Ф. Кузнецова, Модель квантовой нити в методе ассоциативных алгебр. // VII Всероссийский молодежный Самарский конкурс—конференция научных работ по оптике и лазерной физике : сборник

- конкурсных докладов (Самара, 18–21 ноября 2009 года), 2010, с. 133–139.
4. Ю.М. Широков, Сингулярные потенциалы в одномерной квантовой механике. // ТМФ, 1979, т. 41. № 3, с. 291–301.
 5. Th. Martin, R. Landauer. // Phys. Rev. B., 1992, v.45, p. 1742.
 6. R. Landauer, IBM Journal of Research and Development, 1957, №1, p. 233.
 7. M. Büttiker, Y. Imry, R. Landauer and S. Pinhas. // Phys. Rev., 1985, v. 31, p.6207.
 8. M. Lundstrum, J. Guo, Nanoscale transistors. // Springer, 2006, p. 221.
 9. K. J. Thomas et al. // Phys. Rev. Lett., 1996, v. 77, p. 135-138.
 10. D.J. Reilly, T.M. Buehler T, J.L. O'Brien, A.R. Hamilton, A.S. Dzurak, R.S. Clark, B.E. Kane, L.N. Pfeiffer, K.W. West, Density-Dependent Spin Polarization in Ultra-Low-Disorder Quantum Wires. // Phys. Rev. Lett., 2002, v. 89, p. 246811-246814.
 11. C.J.O. Verzijl, J.M. Thijssen. // J. Phys. Chem. C., 2012, v. 116, №46, p. 24393-24412.

ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ ВОЛНОВОДНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ С РАЗЛИЧНОЙ ТОПОЛОГИЕЙ МОДУЛЯЦИИ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА МЕЗОФАЗ

И.И. Оленская, О.С. Кабанова, Е.А. Мельникова

*Белорусский государственный университет
(220030, РБ, г. Минск, пр. Независимости, 4)
e-mail: Irina.Olenskaya@gmail.com*

АННОТАЦИЯ

Разработаны и оптимизированы две технологии создания жидкокристаллических (ЖК) структур с различной топологией модуляции границы раздела мезофаз. Экспериментально исследован режим волноводного распространения линейно поляризованного лазерного излучения в ЖК ячейках, созданных на основе разработанных методов.

1. ВВЕДЕНИЕ

Нематические жидкие кристаллы (НЖК) широко используются для создания современных оптоэлектронных устройств, осуществляющих управление характеристиками электромагнитного излучения и отображение информации (модуляторы, дисплеи, индикаторы). Однако новейшие области приложений НЖК выходят далеко за рамки их традиционного использования. Ученые активно исследуют и развивают иные возможности их применения (солитонный режим распространения излучения, оптически управляемые ЖК волноводы и т.д.).

Способность управлять ориентацией молекул НЖК посредством низких электрических напряжений (порядка нескольких вольт), тонкопленочные технологии и низкая стоимость делают их перспективными средами для создания нового класса недорогих, малогабаритных и надежных электрически управляемых анизотропных устройств, контролирующих поляризационное и пространственное состояние электромагнитного излучения.

В данной работе созданы различными методами пространственно-структурированные нематические ЖК элементы с электрически управляемой топологией ориентации директора, которые могут играть роль компонентов волоконно-оптических линий связи.

2. МЕТОДЫ СОЗДАНИЯ ЖК ВОЛНОВОДНЫХ СТРУКТУР

В настоящей работе реализованы два метода создания в плоскости ячейки, заполненной нематическим ЖК, периодически чередующихся узких доменных областей микронных размеров с ортогональным направлением ориентации директора в смежных областях. Предложенные топологии ориентации директора позволяют создать в ЖК ячейке модуляцию показателя преломления и возбудить волноводный режим распространения линейно поляризованного электромагнитного излучения. Принцип формирования управляемых ЖК волноводов основан на реализации эффекта полного внутреннего отражения (ПВО) от электрически контролируемой границы раздела двух областей НЖК с различными топологиями ориентации директора [1].

Периодически ориентированные доменные ЖК структуры можно создавать, используя два принципиально различных метода:

Метод фотоориентации – задание в плоскости элемента начальной ортогональной периодической ориентации директора ЖК на поверхности фоточувствительного полимерного слоя.

Метод текстурированного электрода – использование электродов специальной формы, позволяющих при подаче на ЖК элемент внешнего управляющего напряжения сформировать в его плоскости пространственную модуляцию ориентации директора ЖК.

2.1. Метод фотоориентации

Метод фотоориентации основан на создании на одной из подложек ЖК элемента периодических ориентирующих структур с ортогональными направлениями в плоскости ячейки (период порядка 20 мкм).

Принципиальная схема ЖК ячейки представлена на рисунке 1. Ячейка состоит из двух пластин 1 с прозрачными электропроводящими слоями 2. Слой фоточувствительного полимера 3 Б-серии (разработка кафедры физической оптики БГУ) наносился на внутреннюю поверхность пластин методом центрифугирования. Экспонирование образцов производилось поляризованным УФ излучением. Для создания ориентирующей доменной структуры на нижней подложке был использован транспарант, представляющий собой амплитудную решетку с П-образным профилем на кварцевой подложке. В качестве ориентирующего покрытия верхней подложки был использован равномерно засвеченный фотополимер. Толщина ЖК

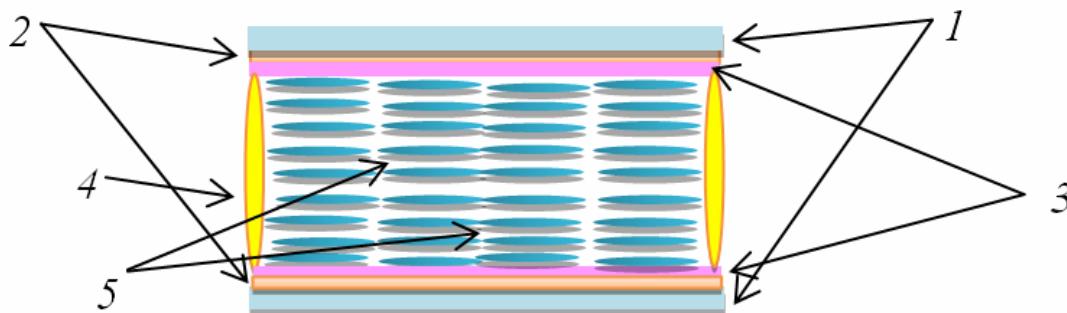


Рис. 1. Принципиальная схема ЖК ячейки: 1 – стеклянные пластины, 2 – прозрачный электропроводящий слой (ITO), 3 – слой фотополимера, 4 – спейсеры, 5 – ЖК слой

слоя задавалась спейсерами 4 и составляла 20 мкм. В работе использовался положительный НЖК 5 с величиной оптической анизотропии $\Delta n = 0,18$.

На рисунке 2 проиллюстрирован принцип формирования электрически управляемых ЖК волноводов. В тех областях ЖК слоя, где направление директора $\mathbf{n}$ ЖК молекул совпадает с вектором поляризации входящего луча, формируется необыкновенная волна, показатель преломления для которой $n_e = 1,67$. Если направление директора $\mathbf{n}$ ЖК молекул перпендикулярно вектору поляризации входящего луча, возбуждается обыкновенная волна $n_o = 1,49$ (рисунок 2(а)). При подключении электрического поля к ЖК структуре, в результате перехода Фредерикса [2], промодулированная планарная ориентация заменяется однородной гомеотропной и для геометрии, представленной на рисунке 2(б), возбуждается обыкновенная волна.

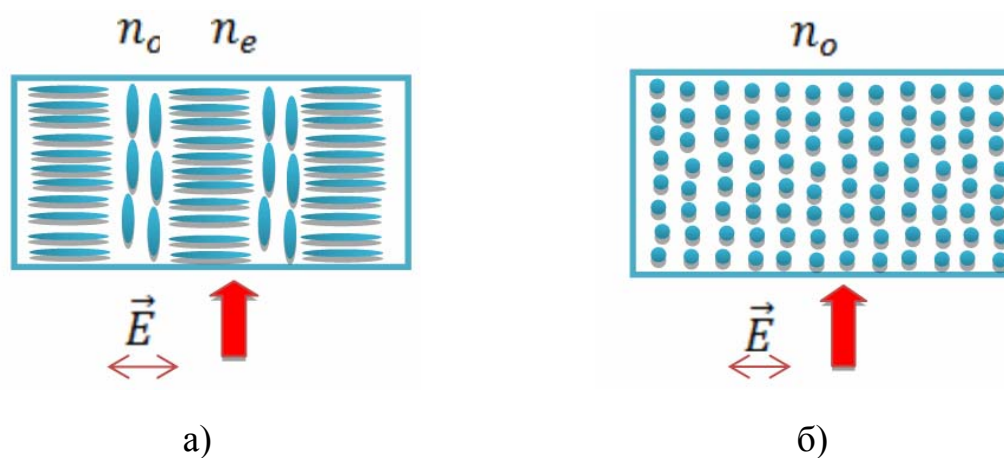


Рис. 2. Принцип формирования электрически управляемых ЖК волноводов: а – напряжение отсутствует, б – напряжение приложено к ячейке



Рис. 3. Микрофотографии ЖК ячейки в скрещенных поляризаторах; увеличение 20 крат: а – $U=0$ В, б – $U=9$ В

На рисунке 3 представлены микрофотографии ЖК ячейки в скрещенных поляроидах, из которых видно, что в местах элемента, где направления ориентации директора на обеих подложках совпадают, имеем область с планарной ориентацией директора ЖК и свет не проходит через анализатор. Если на обеих подложках ориентация директора ортогональная, получаем область с твист-структурой, которая поворачивает плоскость поляризации света на 90° , и свет через анализатор проходит (рисунок 3(а)). При подключении внешнего электрического поля к структуре ЖК молекулы переориентируются вдоль силовых линий поля (рисунок 3(б)).

2.2. Метод текстурированного электрода

В работе также разработан метод формирования в ЖК слое чередующихся доменных областей с помощью текстурированных электродов, позволяющих при подаче на ЖК элемент внешнего напряжения сформировать в его плоскости пространственную модуляцию ориентации директора ЖК.

Схема ЖК ячейки представлена на рисунке 4. Корпус ячейки составляют две пластины 1. На нижней пластине методом лазерной литографии был сформирован электрод 2 в виде периодической структуры: чередующиеся полосы хрома шириной 10 мкм при ширине промежутка 10 мкм.

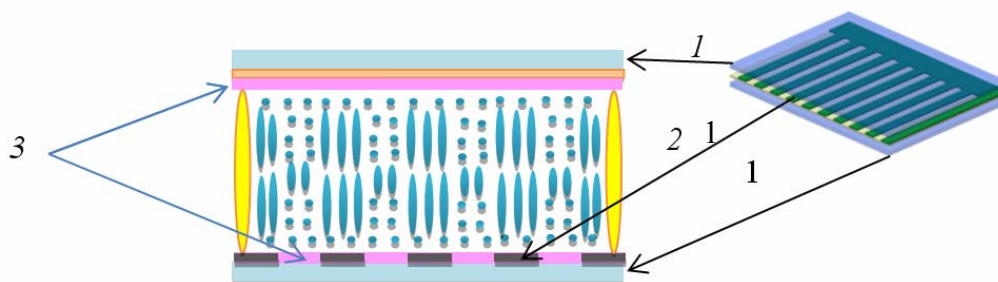


Рис. 4. Принципиальная схема ЖК ячейки: 1 – стеклянные пластины, 2 – текстурированный электрод, 3 – слой фотополимера

Начальная планарная ориентация директора ЖК молекул задавалась с помощью метода натирания полимерного слоя 3 тканевой щеткой, после чего подложка засвечивалась неполяризованным УФ излучением, чтобы обеспечить фотосшивание слоя. Подготовленные подложки впоследствии склеивались, при этом толщина ЖК слоя в ячейке составляла 20 мкм.

Формирование управляемых волноводных каналов в изготовленном ЖК элементе основано на реализации эффекта ПВО на границе раздела планарной и гомеотропной мезофаз [1]. В условиях отсутствия напряжения на элементе ориентация ЖК молекул является однородной планарной и для геометрии, представленной на рисунке 5(а), возбуждается обыкновенная волна ($n_o = 1,49$). При подаче на ячейку напряжения, в местах расположения электродов происходит переориентация молекул ЖК. Ориентация директора становится гомеотропной и для вертикальной поляризационной моды электромагнитного излучения возбуждается необыкновенная волна ($n_e = 1,67$). В тех местах, где электрод отсутствует, и директор ЖК сохраняет первоначальную планарную ориентацию, показатель преломления определяется показателем преломления для обыкновенной волны.

На рисунке 6 представлена фотография периодической структуры электрода подложки, где темные полосы соответствуют хрому.

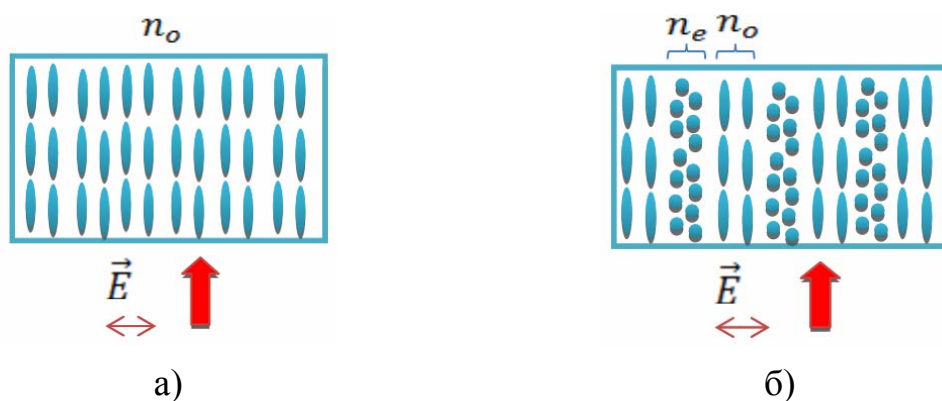


Рис. 5. Принцип формирования электрически управляемых ЖК волноводов: а – напряжение отсутствует, б – напряжение приложено к ячейке

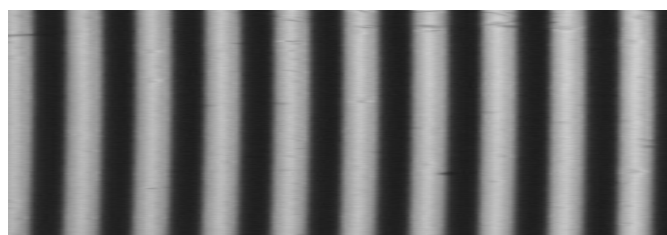


Рис. 6. Структурная схема электродов

2.3. Экспериментальные результаты

Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 7. В качестве источника излучения использовался *He-Ne* лазер, работающий на длине волны 633 нм. Для ввода излучения в ячейку использовался набор микрообъективов. Распространение электромагнитного излучения внутри ЖК слоя регистрировалось по рассеянному на неоднородностях ЖК свету при помощи ПЗС камеры, расположенной над ЖК ячейкой.

На рисунке 8 представлены картины распространения излучения *He-Ne* лазера, которое вводилось в торец ЖК элементов изготовленных по двум технологиям при различных управляющих напряжениях.

Как видно из фотографий, для ЖК ячейки с начальной перпендикулярной ориентацией директора ЖК в смежных областях, при нулевом напряжении (рис. 8(а) $U=0$ В) реализуется волноводный режим распространения горизонтально поляризованного лазерного излучения благодаря эффекту ПВО. При увеличении внешнего поля происходит разрушение волноводных каналов, и входящий луч рассеивается (рисунок 8(а); $U = 3$ В и 5 В). Для ЖК ячейки с параллельной начальной ориентацией директора ЖК в смежных областях при выключенном внешнем поле (рисунок 8(б) $U=0$ В) свет, введенный в ячейку, рассеивается на неоднородностях ЖК. При включении электрического поля в объеме ЖК возбуждаются волноводные каналы, по которым распространяется излучение лазера (рисунок 8(б); $U = 3$ В и 5 В) [3]. Следует заметить, что при увеличении амплитуды напряжения (рисунок 8(б)) длина распространения светового пучка в ЖК ячейке возрастает. Это связано с тем, что увеличение напряжения приводит к увеличению области по толщине ЖК слоя, в пределах которой выполняется условие ПВО и все большее количество света попадает в условие волноводного распространения.

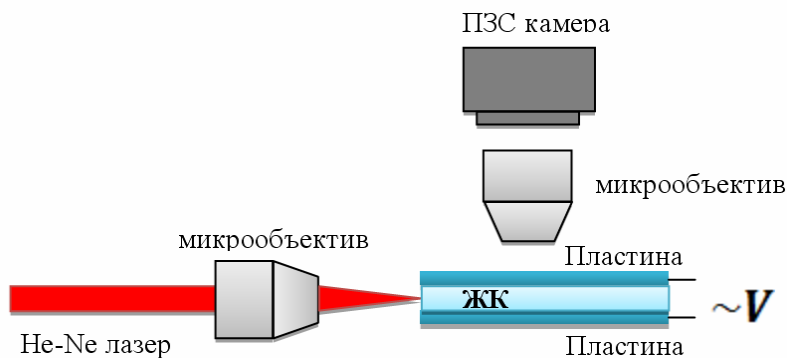


Рис. 7. Схема экспериментальной установки

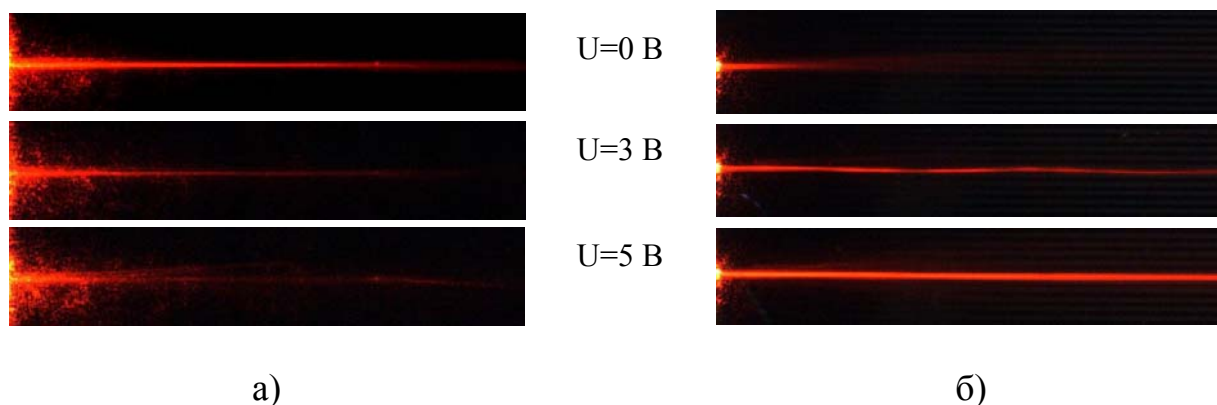


Рис. 8. Распространение лазерного излучения; а - в ЖК ячейке с начальной планарной перпендикулярной ориентацией директора ЖК в смежных областях; б - в ЖК ячейке с параллельной начальной ориентацией директора ЖК в смежных областях

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе разработаны и оптимизированы технологии изготовления ЖК элементов с различной топологией модуляции границы раздела мезофаз и показана возможность создания электрически управляемых анизотропных устройств для управления электромагнитным излучением. Экспериментально показана возможность использования таких структур в качестве волноводных. Такие пространственно структурированные ЖК элементы могут являться прототипами электрически управляемых (активных) компонентов волоконно-оптических линий связи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. О.С. Кабанова, Е.А. Мельникова, И.И. Оленская, А.Л. Толстик, Электрически управляемые волноводные жидкокристаллические элементы. // Письма в ЖТФ, 2014, т.40, №14, с. 30-35
2. Л.М. Блинов, Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. // М.: Наука, 1978, 384 с.
3. И.И. Оленская, О.С. Кабанова, А.Л. Толстик, Е.А. Мельникова, Волноводный режим распространения света в жидкокристаллических элементах с различной топологией модуляции границы раздела мезофаз. // Ученые записки физического факультета МГУ, 2014, №4, 144338.

СВЕРХБЫСТРАЯ ВРЕМЕННАЯ ДИНАМИКА ГЕНЕРАЦИИ ТРЕТЬЕЙ ОПТИЧЕСКОЙ ГАРМОНИКИ В СЕТЧАТЫХ МЕТАМАТЕРИАЛАХ

К.И. Охлопков, А.С. Шорохов, М.Р. Щербаков, А.А. Федянин

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
физический факультет*

(119991, г. Москва, ГСП-1, ул. Ленинские горы, МГУ, д. 1, стр. 2)

e-mail: okhlopkov@nanolab.phys.msu.ru

АННОТАЦИЯ

В данной работе с помощью методики «накачка – зонд» был изучен метаматериал, представляющий собой в поперечном сечении трёхслойную структуру Au-MgO-Au толщинами 20-35-20 нм, соответственно, с характерным периодом наноструктурирования 500 нм. Экспериментальные данные по генерации третьей оптической гармоники в стекле и образце демонстрируют различный отклик в зависимости от времени задержки двух импульсов. В сигнале от сетчатого метаматериала так называемая «переходная часть», заметная на временах от 0,5 до 1,5 пс, может быть связана со сверхбыстрыми электрон-фононными релаксационными процессами в металлических частях метаматериала, на что указывают схожие времена релаксации из литературных данных для релаксационных процессов в металлических плёнках и наночастицах.

1. ВВЕДЕНИЕ

Оптическими метаматериалами называют искусственно созданные нанообъекты, которые обладают уникальными оптическими свойствами, обусловленными их геометрической структурой. Благодаря этим свойствам метаматериалы находят широкое применение в технических приложениях. Метаматериалы, обладающие отрицательным показателем преломления, являются одним из возможных типов подобных структур [1]. Среди метаматериалов с таким свойством можно выделить подкласс сетчатых метаматериалов. Данный тип метаматериалов представляет собой трёхслойные структуры благородный металл – диэлектрик – благородный ме-

талл. Сетчатые метаматериалы интересны с точки зрения создания устройств полностью оптического переключения.

Несмотря на то, что стационарные и линейно-оптические свойства метаматериалов уже достаточно подробно изучены, их нелинейно-оптические свойства изучены слабо. Существуют работы [2], где представлены исследования спектральных зависимостей генерации третьей гармоники от длины волны. Пик интенсивности генерации третьей гармоники соответствует возбуждению магнитного резонанса в данных структурах. Также существуют работы по исследованию сверхбыстрых переходных процессов в сетчатых метаматериалах [3]. Данные работы чаще всего ограничиваются исследованиями сверхбыстрых переходных процессов в диэлектрической прослойке в подобных структурах. На основании схожести экспериментальных результатов для сетчатого метаматериала и диэлектрического слоя аморфного кремния авторы предположили, что динамика оптического отклика в структуре такого типа является следствием генерации и релаксации носителей в аморфном кремнии.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

2.1. Исследуемый образец

В качестве исследуемого образца был выбран сетчатый метаматериал, схематически представленный на рисунке 1. В поперечном сечении он представляет собой трёхслойную структуру Au-MgO-Au толщинами 20-35-20 нм, соответственно, с характерным периодом наноструктурирования 500 нм.

Данный образец был изготовлен методом электронно-лучевой литографии. С помощью растрового электронного микроскопа было получено изображение структуры образца (рис. 1(a)). Толщина широких полосок метаматериала составила 290 нм, а узких - 110 нм, толщина металлических слоёв 23 нм, диэлектрической прослойки - 65 нм.

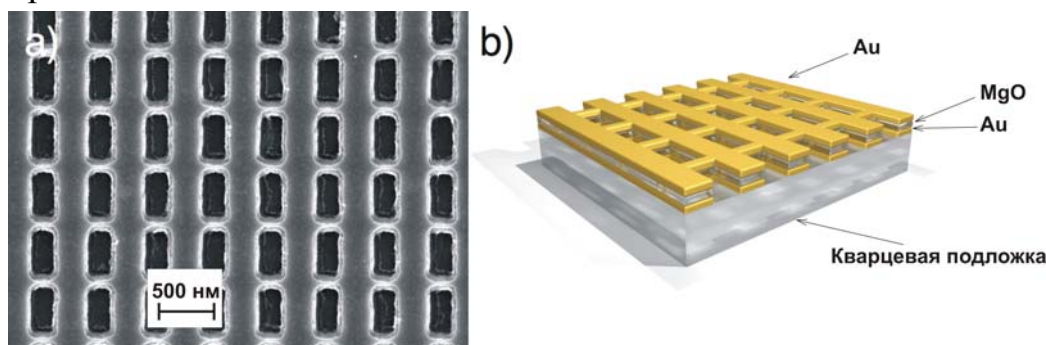


Рис. 1. Исследуемый материал. (a) – изображение, полученное с помощью РЭМ, (b) – схематический вид

В работе [4] было показано, что вблизи длины волны электромагнитного излучения, равной 1,5 мкм, электрические поля в металлических слоях метаматериала находятся в противофазе, что соответствует противоположно текущим токам, в свою очередь приводящим к возбуждению эффективного магнитного момента в данной структуре, который обеспечивает отрицательность эффективной магнитной проницаемости μ_{eff} в этой области спектра электромагнитного излучения. Зависимость линейного поглощения от длины волны электромагнитного излучения также подтверждает идею о возбуждении магнитного резонанса в данной структуре для длин волн вблизи 1,5 мкм.

2.2. Экспериментальная установка

Для исследования временной динамики процессов генерации третьей гармоники в сетчатом метаматериале была собрана оптическая установка, основанная на методике «накачка-зонд» с использованием фемтосекундного лазера с длиной волны 1,56 мкм и длительностью импульса 180 фс (рис. 2). Данная методика позволяет детектировать изменение коэффициента пропускания среды при последовательном воздействии на неё двух фемтосекундных лазерных импульсов в зависимости от времени задержки между ними. Лазерный луч разбивался поляризационным светоделителем на 2 канала, в одном из которых была предусмотрена возможность изменять оптическую длину хода при помощи механизированной линии задержки.

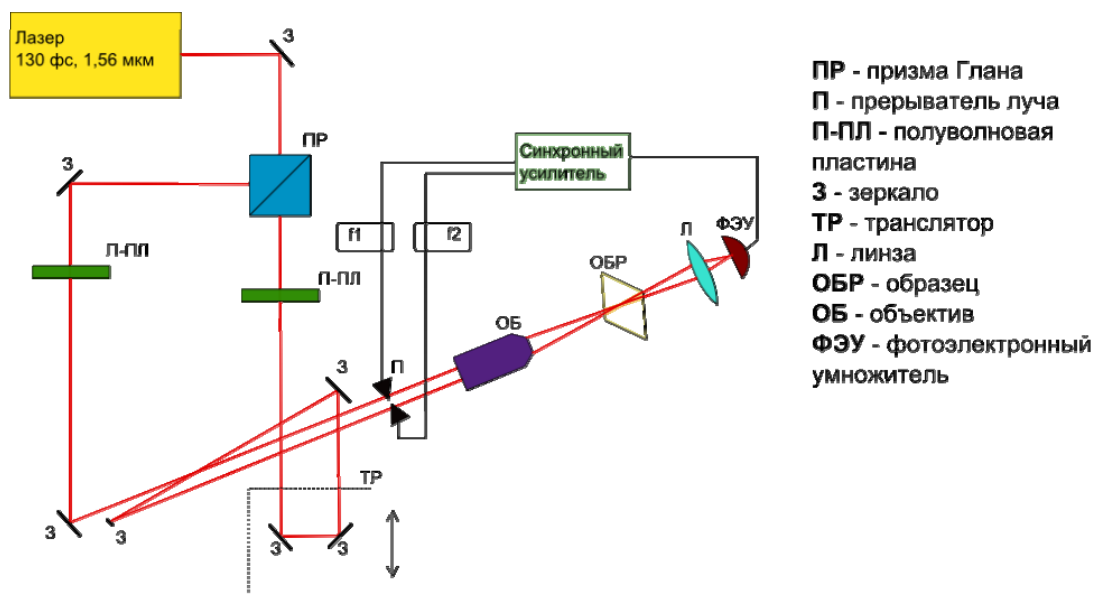


Рис. 2. Схема экспериментальной установки, реализующей метод «накачка-зонд»

После этого лазерные лучи попадали через двухчастотный прерыватель на объектив, фокусирующий их на образец. Излучение генерации третьей гармоники детектировалось с помощью фотоэлектронного умножителя.

2.3. Исследование временной динамики 3-й оптической гармоники

Была получена зависимость нормированного сигнала третьей гармоники от временной задержки между импульсами, представленная на рисунке 3. Вклад в сигнал третьей гармоники для резонансного случая можно разделить на две составляющие. Первая составляющая, так называемая «мгновенная часть», повторяет форму сигнала со стекла. Она описывает процессы когерентного волнового смещения и не является следствием фотоиндуцированных нестационарных процессов, протекающих в метаматериале. Вторая составляющая, так называемая «переходная часть», заметная на временах от 0,5 до 1,5 пс, может быть связана со сверхбыстрыми электрон-фононными релаксационными процессами в металлических частях метаматериала, на что указывают схожие времена релаксации из литературных данных для релаксационных процессов в металлических плёнках и наночастицах.

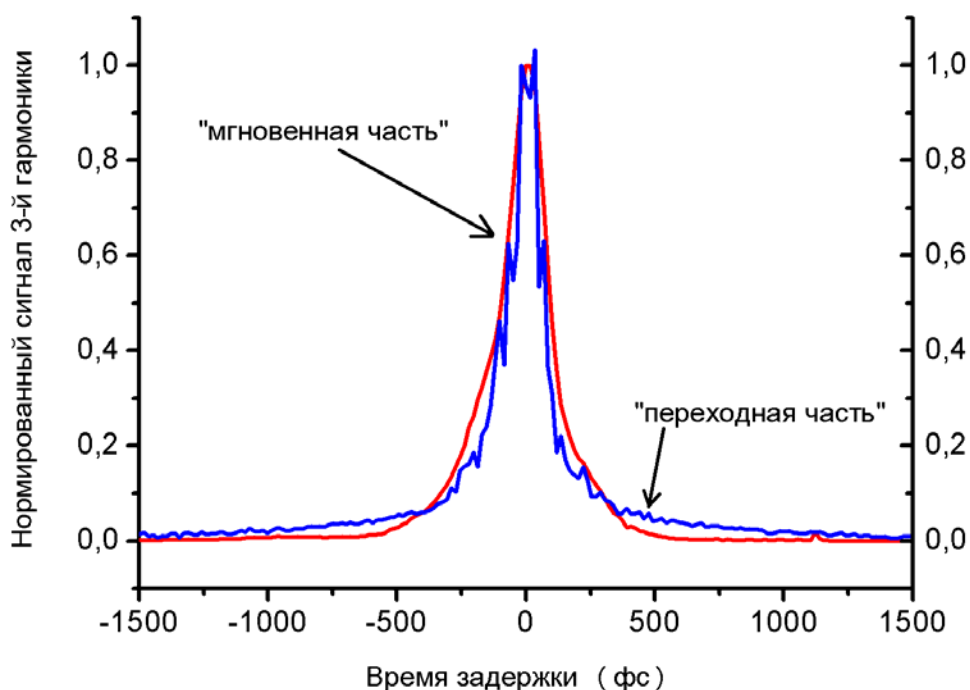


Рис. 3. Зависимость нормированного сигнала третьей гармоники от времени задержки между импульсами: красной сплошной линией - для стекла, синей сплошной линией – для образца

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально исследована временная динамика процессов генерации третьей оптической гармоники сетчатым метаматериалом. Установлено, что вклад в сигнал третьей гармоники можно разделить на две составляющие: мгновенную и переходную. Мгновенный вклад повторяет форму сигнала со стекла, а переходной вклад становится заметным на временах от 0,5 до 1,5 пс и может быть связан со сверхбыстрыми переходными процессами в металлических частях метаматериала.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Shalaev, V. M., Cai, W., Chettiar, U. K., Yuan, H. K., Sarychev, A. K., Drachev, V. P. and Kildishev, A. V. Negative index of refraction in optical metamaterials. *Optics Letters*, 30(24), 3356-3358, (2005).
2. Kim, E., Wang, F., Wu, W., Yu, Z., and Shen, Y. R. Nonlinear optical spectroscopy of photonic metamaterials. *Physical Review B*, 78(11), 113102, (2008).
3. Kim, E. et al. Modulation of negative index metamaterials in the near-IR range. *Applied Physics Letters*, 91(17), 173105, (2007).
4. Reinhold, J. et al. Contribution of the magnetic resonance to the third harmonic generation from a fishnet metamaterial. *Physical Review B*, 86(11), 115401, (2012).

ГИПЕРСПЕКТРАЛЬНОЕ ПРОПУСКАНИЕ КРИСТАЛЛОВ КОНГРУЭНТНОГО НИОБАТА ЛИТИЯ X- И Z-СРЕЗОВ

Е. Пантелей, В.Д. Паранин

Самарский государственный аэрокосмический университет

им. академика С.П. Королева

(национальный исследовательский университет)

(443011, г. Самара, Московское шоссе, 34)

e-mail: vparanin@mail.ru

АННОТАЦИЯ

В работе исследованы спектры пропускания кристаллов ниобата лития конгруэнтного состава x- и z- срезов в спектральной области 300 – 25000 нм. Определена область прозрачности кристаллов 330 – 5500 нм по уровню пропускания $0,5T_{\max}$. Установлено отличие длинноволновых спектров пропускания кристаллов различных срезов, заключающееся в наличии пика пропускания z-среза на длине волны 7090 нм шириной 370 нм по уровню 0,5 и высотой $0,15T_{\max}$. Сделан вывод о возможности применения ниобата лития для создания электрооптических устройств ближнего и среднего инфракрасных диапазонов.

1. ВВЕДЕНИЕ

Кристалл ниобата лития (LiNbO_3) благодаря сочетанию своих уникальных электрооптических, фотоупругих, нелинейных, пьезоэлектрических и акустооптических свойств в комплексе с химической стойкостью и механической прочностью в настоящее время интенсивно применяется во многих приборах. Его можно применять при создании оптических волноводов для интегральной оптики, для преобразования сигналов в инфракрасном диапазоне, узкополосных фильтров телекоммуникационных систем и др. [1-3]. В этой связи изучение оптических свойств и характеристик ниобата лития является интересной и востребованной задачей.

Целью работы являлось исследование пропускания кристаллов ниобата лития конгруэнтного состава x- и z-срезов в широком спектральном диапазоне 300 – 25000 нм. Результаты сравнения спектрального пропускания кристаллов различных производителей могут служить оценкой качества объемной структуры кристалла, а также его поверхностного слоя.

2. СПЕТРОФОТОМЕТРИЯ НИОБАТА ЛИТИЯ

В качестве экспериментальных образцов х- и z-среза использовались кристаллы производства ООО «ЭЛАН+» (Россия, СПб) с размерами 15x15x1,06 мм и 12x12x0,51 мм, соответственно. Кристаллы полировались алмазной суспензией до чистоты поверхности РПШ по ГОСТ 11141-84, неплоскостности поверхности - не более 10", шероховатости $Ra < 2$ нм. Перед измерениями поверхности кристаллов очищалась промывкой в изопропиловом спирте и дистиллированной воде.

Исследования в диапазоне 300 – 1000 нм производилось на спектрофотометре Shimadzu UV-2450 (схема Черни-Тернера) диапазоном регистрации 190-1100 нм. Сужение диапазона измерения обусловлено тем, что меньше 300 нм пропускание ниобата лития близко к нулю, а при длине волны 1000 нм и более значительно возрастает уровень шумов спектрофотометра. Шаг измерения составлял 1 нм, спектральная ширина щели - 1 нм, режим сканирования – однократный. Для каждого измерения определялась индивидуальная базовая линия, что компенсировало сдвиг держателя кристаллов и изменение интенсивности измерительного пучка. Шумы измерения при установленной ширине щели и времени экспозиции в видимом диапазоне не превосходят $\pm 0,25\%$.

При измерениях на Shimadzu UV-2450 необходимо учитывать частичную поляризацию излучения (эллиптичность около 4:1). Для двулучепреломляющих кристаллов ниобата лития это может приводить к появлению интерференции на спектральной зависимости пропускания с размахом пик – впадина до 10%. Для корректного измерения необходимо использовать деполаризатор или ориентировать оптическую ось кристалла перпендикулярно или параллельно оси преимущественной поляризации.

Пропускание в диапазоне 800 – 25000 нм изучалось с помощью Фурье-спектрофотометра Shimadzu IR Prestige 21. Эксперимент проводился в поддиапазонах 800 - 2630 нм с делителем пучка CaF_2 и 2600 – 25000 нм с делителем из KBr. Разрешение в обоих случаях составляло 4 см⁻¹, скорость перемещения зеркала 2,8 (минимальная). Для снижения шумов спектральное пропускание усреднялось по результатам 50 измерений.

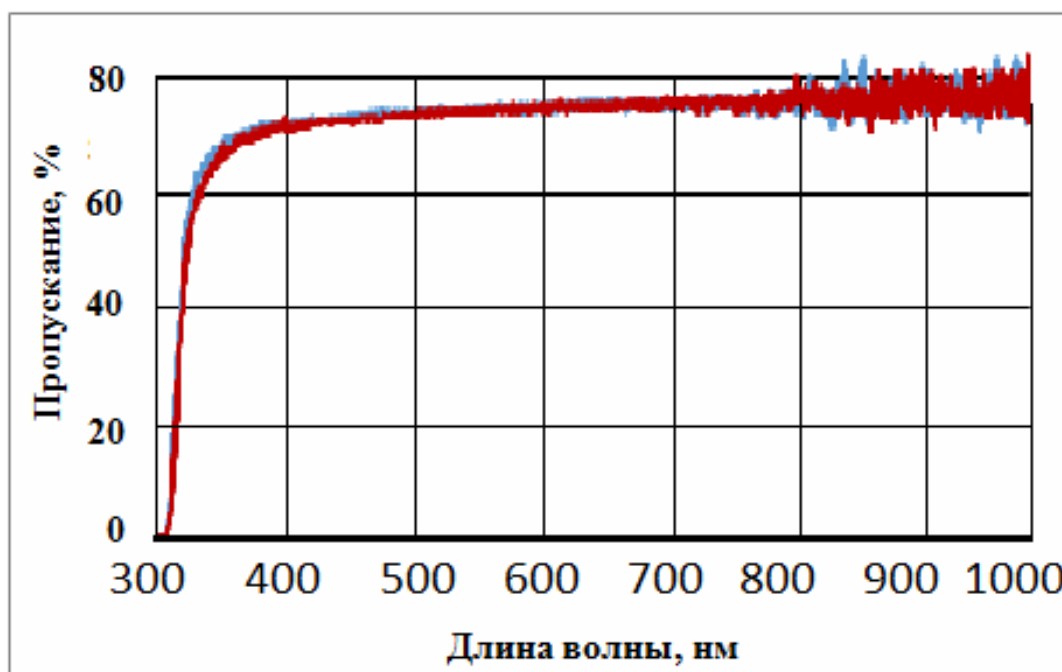


Рис. 1. Спектры кристаллов ниобата лития в диапазоне 300 – 1000 нм:
1) x-срез (синий), 2) z-срез (красный)

Особенностью Фурье-спектрофотометра является интерференционный принцип измерения на основе встроенного гелий-неонового лазера. Применительно к z-срезу ниобата лития, не обладающего двулучепреломлением, это обуславливало интерференцию лазерного луча глубиной пик – впадина до 10%. Для двулучепреломляющего x-среза происходит изменение поляризации лазерного излучения в кристалле, что подавляет интерференцию в кристалле, хотя и не устраняет ее полностью.

Коротковолновые спектры 300 – 1000 нм приведены на рисунке 1.

В области длин волн 315 - 350 нм наблюдается резкий спад пропускания кристаллов. Пропускание практически достигает нуля на длине волны 310 нм для обоих кристаллов. В видимой и ближней инфракрасной области пропускание возрастает на 3 - 4%, что обусловлено небольшим уменьшением показателей преломления и потерь на отражение в длинноволновой части спектра.

Длинноволновые спектры 1282 – 25000 нм приведены на рисунке 2.

Из рисунков 1 и 2 следует, что область прозрачности ниобата лития по уровню пропускания 0,5 лежит в диапазоне 330 – 5500 нм. Это делает возможным использование ниобата лития в среднем инфракрасном диапазоне в устройствах различного назначения.

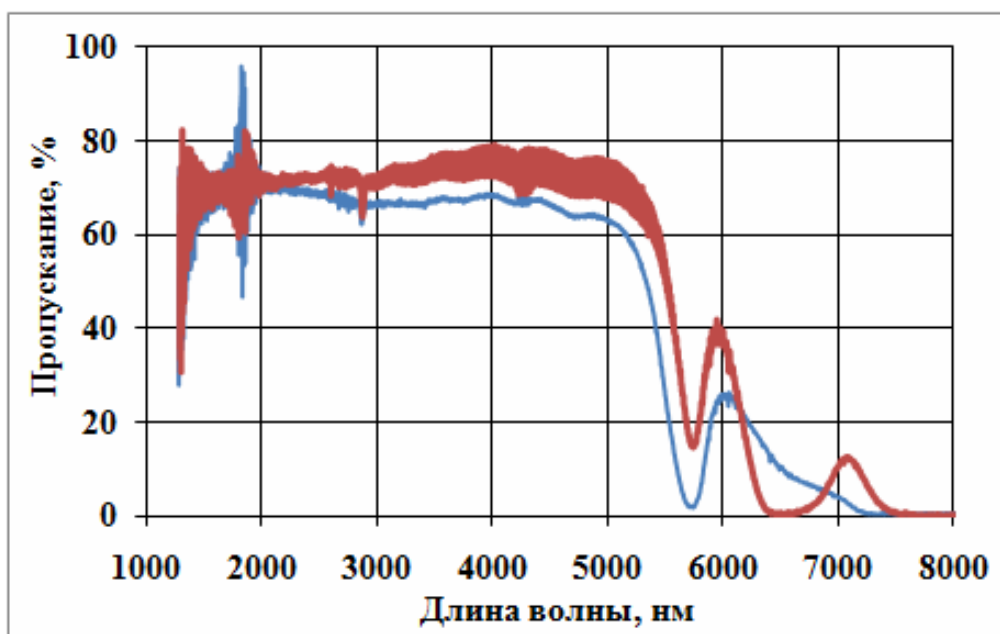


Рис. 2. Спектр кристаллов ниобата лития в диапазоне 1300-25000 нм:
1) x-срез (синий), 2) z-срез (красный)

Особенностью спектров кристаллов z-среза в ближнем и среднем диапазоне является наличие выраженной интерференции. Для ее уменьшения необходимо использовать просветляющие покрытия.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Коротковолновые спектры для x- и z- срезов практически совпадают. Длинноволновые спектры z- среза имеют большее количество пиков, чем спектры x- среза в том же диапазоне.

У двулучепреломляющих кристаллов ниобата лития в видимом диапазоне появляется интерференция на спектральной зависимости пропускания с размахом пик – впадина до 10%, с целью ее устранения необходимо использовать деполяризатор или ориентировать оптическую ось кристалла перпендикулярно или параллельно оси преимущественной поляризации, после чего уточнить уже имеющиеся спектры.

Область прозрачности ниобата лития по уровню пропускания 0,5 лежит в диапазоне 330 – 5500 нм, что делает его перспективным для использования в устройствах медицины, локации, пожарной безопасности и др. работающих в данном диапазоне длин волн.

В длинноволновых спектрах пропускания кристаллов имеются пики пропускания на длине волны 6000 нм у х- и z- срезов, и 7090 нм у z- среза.

Особенностью спектров в ближнем и среднем диапазоне z-среза является наличие ярко выраженной интерференцией.

Критериями для оценки качества объемных структур кристаллов ниобата лития могут служить спектральные пропускания, в связи с этим нужно получить и сравнить спектры ниобата лития различных фирм.

В качестве целей последующих работ и дополнения этой следует изучить ниобат лития с помощью других методов, таких как, эллипсометрия, электронной и лучевой микроскопия.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А.А. Блистанов, Кристаллы квантовой и нелинейной оптики // М.: МИСИС, 2000, 432 с.
2. Ю.С. Кузьминов, Сегнетоэлектрические кристаллы для управления лазерным излучением // М.: Наука, 1982, 400 с.
3. Г.Г. Гурзаян, Нелинейно-оптические кристаллы. Свойства и применение в квантовой электронике // М.: Радио и связь, 1991, 160 с.

АНАЛИЗ КИНЕТИКИ АКТИВНЫХ ФОРМ КИСЛОРОДА

А.А. Першин¹, В.Н. Аязов¹, А.П. Торбин²

¹*Самарский государственный аэрокосмический университет*

им. академика С.П. Королева

(национальный исследовательский университет)

(443011, г. Самара, Московское шоссе, 34)

²*Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН*

(443011, г. Самара, ул. Ново-Садовая, 221)

e-mail: anchizh93@gmail.com

АННОТАЦИЯ

Активные формы кислорода играют важную роль в атмосферных процессах, в горении, в кислородосодержащей плазме, в активных средах лазеров и т.д. Для получения электронно-возбужденного молекулярного кислорода, атомов кислорода и колебательно-возбужденного озона часто используется импульсный лазерный фотолиз озона. В послефотолизной зоне протекает большое число химических и энергообменных процессов с участием активных форм кислорода. В работе составлена кинетическая схема этих процессов и связанная с ней система нелинейных дифференциальных уравнений. Получены как аналитические, так и численные решения уравнений, которые хорошо согласуются с экспериментальными зависимостями. Определено отношение реакционного канала к релаксационному для реакции колебательно-возбужденного озона с атомарным кислородом.

1. ВВЕДЕНИЕ

Активные формы кислорода O , O_2 и O_3 оказывают существенное влияние на атмосферную химию [1] и являются ключевыми компонентами кинетики химических и энергообменных процессов в кислородосодержащей плазме [2, 3]. Недавно в [4] обнаружен эффект неполного восстановления O_3 в экспериментах по импульсному лазерному фотолизу озона. В [5] было сделано предположение, что реакции с участием колебательно-возбужденной молекулы $O_3(v)$ вызывают данный эффект. Результаты многих исследований [6, 7] указывают на то, что в процессе (1) формируется $O_3(v)$ (таблица 1). Дальнейшая ее судьба определяется из соотношения ка-

налов взаимодействия $O_3(v)$ с другими компонентами. Часть молекул $O_3(v)$ стабилизируется благодаря процессам (3) и (5). Взаимодействие колебательно возбужденного озона с атомами кислорода имеет два канала продуктов реакции: химический (4) и релаксационный (5). По оценкам Веста и др. [9] около 30 % от общей скорости потери $O_3(v)$ может относиться к реакционному каналу (4).

Для количественного объяснения недавно обнаруженного эффекта неполного восстановления озона кинетических констант недостаточно, а именно нет конкретных данных о константе ветвления процессов (4-5) γ_r . Целью данной работы является определение кинетических констант реакций (4-5) на основе сравнения расчетных временных профилей концентрации озона с экспериментальными.

Таблица 1. Схема химических реакций в послефотолитной зоне

№	Реакция	Константа скорости
1	$O(^3P) + O_2(X^3\Sigma) + M \rightarrow O_3(v \geq 2) + M$	$k_1^{O_2} = 6.0 \times 10^{-34} (T/300)^{-2.6}$ $\text{см}^6/\text{с}$; $k_1^{Ar} = 0.63 k_1^{O_2}$; $k_1^{CO_2} = 1.5 \times 10^{-33} \text{ см}^6/\text{с}$
2	$O_2(a^1\Delta) + O_3(v \geq 2) \rightarrow 2O_2(X^3\Sigma) + O(^3P)$	$4.1 \times 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$
3	$O_3(v \geq 2) + M \rightarrow O_3 + M$	$k_3^{O_2} = 7 \times 10^{-13} T^{0.5} \exp(-40/T^{1/3})$ $\text{см}^3/\text{с}$; $k_3^{Ar} = 5.9 \times 10^{-15} \text{ см}^3/\text{с}$; $k_3^{CO_2} = 7.5 \times 10^{-13} \text{ см}^3/\text{с}$
4	$O_3(v \geq 2) + O(^3P) \rightarrow 2O_2(X^3\Sigma)$	$1.5 \times 10^{-11} \gamma_r \text{ см}^3/\text{с}$
5	$O_3(v \geq 2) + O(^3P) \rightarrow O_3 + O(^3P)$	$1.5 \times 10^{-11} (1 - \gamma_r) \text{ см}^3/\text{с}$
6	$O(^1D) + M \rightarrow M + O(^3P)$	$k_5^{O_2} = 6 \times 10^{-12} \text{ см}^3/\text{с}$; $k_5^{Ar} = 5 \times 10^{-13} \text{ см}^3/\text{с}$; $k_5^{CO_2} = 1.1 \times 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$
7	$O(^1D) + O_2(X^3\Sigma) \rightarrow O_2(a^1\Delta) + O(^3P)$	$2 \times 10^{-12} \text{ см}^3/\text{с}$
8	$O(^1D) + O_2(X^3\Sigma) \rightarrow O_2(b^1\Sigma) + O(^3P)$	$3.2 \times 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$
9	$O_2(b^1\Sigma) + CO_2 \rightarrow CO_2 + O_2(a^1\Delta)$	$6.1 \times 10^{-13} \text{ см}^3/\text{с}$
10	$O_2(b^1\Sigma) + O_3 \rightarrow O_3 + O_2(a^1\Delta)$	$3.5 \times 10^{-12} \text{ см}^3/\text{с}$
11	$O_2(b^1\Sigma) + O_3 \rightarrow O_3 + O_2(X^3\Sigma)$	$3.5 \times 10^{-12} \text{ см}^3/\text{с}$
12	$O_2(b^1\Sigma) + O_3 \rightarrow O(^3P) + 2O_2(X^3\Sigma)$	$1.5 \times 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$

2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Основные химические и энергообменные процессы протекающие в смеси O-O₂-O₃ после УФ импульсного лазерного фотолиза озона представлены в Табл. 1. Анализ скоростей процессов показывает, что в этой системе можно выделить три временных масштаба. Наиболее быстрыми процессами являются реакции с электронно-возбужденными атомами кислорода O(¹D), которые заканчиваются на временном интервале порядка 10⁻⁸ с в экспериментальных условиях работы [4]. За этот промежуток времени нарабатывается электронно-возбужденные молекулы кислорода O₂(b¹Σ) в процессе (8) и деактивация O(¹D) в процессах (6, 7). Скорости убыли O(¹D), наработки O(³P) и O₂(b¹Σ) описываются следующими балансными уравнениями:

$$\frac{d[O(^1D)]}{dt} = - \sum_i k_{6i} [M_i] [O(^1D)] - k_7 [O(^1D)] [O_2(X^3\Sigma)] - k_8 [O(^1D)] [O_2(X^3\Sigma)] \quad (13)$$

$$\frac{d[O(^3P)]}{dt} = \sum_i k_{6i} [M_i] [O(^1D)] + k_7 [O(^1D)] [O_2(X^3\Sigma)] + k_8 [O(^1D)] [O_2(X^3\Sigma)] \quad (14)$$

$$\frac{d[O_2(b^1\Sigma)]}{dt} = k_8 [O(^1D)] [O_2(X^3\Sigma)]. \quad (15)$$

В квадратных скобках обозначены концентрации частиц, участвующих в химической реакции, [M_i] – концентрации O₂, CO₂, Ar. Решение на этом временном масштабе дается уравнениями

$$\begin{aligned} [O(^1D)] &= [O(^1D)]_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \\ [O_2(b^1\Sigma)] &= k_8 [O_2(X^3\Sigma)] [O(^1D)]_0 \tau (1 - e^{-t/\tau}) \\ [O(^3P)] &= [O(^1D)]_0 (1 - e^{-t/\tau}) + [O(^3P)]_0 \end{aligned}$$

Где $\tau = \frac{1}{\sum_i k_{6i} [M_i] + (k_7 + k_8) [O_2(X^3\Sigma)]}$ - характерное время убыли O(¹D).

При t → ∞ мы получаем следующие концентрации O(³P) и O₂(b¹Σ), которые устанавливаются за время порядка 10⁻⁸ с.

$$[O_2(b^1\Sigma)]_i = k_8 [O_2(X^3\Sigma)] [O(^1D)]_0 \tau \quad (16)$$

$$[O(^3P)]_i = [O(^1D)]_0 + [O(^3P)]_0 \quad (17)$$

Наработанные на первом временном масштабе молекулы $O_2(b^1\Sigma)$ будут тушиться в процессах (9-11) и реагировать с озоном в процессе (12) производя дополнительную наработку атомов кислорода на втором временном масштабе, которые описываются уравнениями

$$\frac{d[O(^3P)]}{dt} = k_{12}[O_3][O_2(b^1\Sigma)] \quad (18)$$

$$\frac{d[O_3]}{dt} = -k_{12}[O_3][O_2(b^1\Sigma)] \quad (19)$$

$$\frac{d[O_2(b^1\Sigma)]}{dt} = -k_9[CO_2][O_2(b^1\Sigma)] - (k_{10} + k_{11} + k_{12})[O_3][O_2(b^1\Sigma)]. \quad (20)$$

Из системы уравнений (18-20) можно получить аналитические зависимости концентраций $O_2(b^1\Sigma)$ и $O(^3P)$ от концентрации O_3 .

$$[O_2(b^1\Sigma)] = k_8[O_2(X^3\Sigma)][O(^1D)]_0 \tau - [O_3]_0 + [O_3] + \frac{k_9[CO_2]}{k_{10} + k_{11} + k_{12}} \ln\left(\frac{[O_3]}{[O_3]_0}\right) \quad (21)$$

$$[O(^3P)] = [O_3]_0 + [O(^3P)]_i - [O_3] \quad (22)$$

Из последних выражений можно получить начальные условия для концентраций $O(^3P)$ и O_3 на третьем временном масштабе, приравняв (21) к нулю. На данном масштабе происходит генерация $O_3(v)$ в процессе (1), его стабилизация в процессах (3) и (5) и гибель в процессах (2) и (4). Данные процессы описываются следующей системой уравнений.

$$\begin{aligned} \frac{d[O_3(v)]}{dt} = & [O(^3P)][O_2(X^3\Sigma)] \sum_i k_{1i}[M_i] - k_2[O_2(a^1\Delta)][O_3(v)] - \\ & - \sum_i k_{3i}[M_i][O_3(v)] - k_4[O(^3P)][O_3(v)] \end{aligned} \quad (23)$$

Здесь полагалось, что $O_3(v)$ находится в состоянии динамического равновесия, то есть выполняется ниже указанное равенство

$$\begin{aligned} \frac{d[O_3(v)]}{dt} = 0 \Rightarrow \\ [O_3(v)] = \frac{[O(^3P)][O_2(X^3\Sigma)] \sum_i k_{1i}[M_i]}{k_2[O_2(a^1\Delta)] + \sum_i k_{3i}[M_i][O_3(v)] + k_4[O(^3P)][O_3(v)]} \end{aligned}$$

С учетом этого, скоростные уравнения для остальных компонент будут иметь следующий вид:

$$\frac{d[O_2(a^1\Delta)]}{dt} = \frac{-k_2[O_2(a^1\Delta)][O(^3P)][O_2(X^3\Sigma)]\sum_i k_{li}[M_i]}{k_2[O_2(a^1\Delta)] + \sum_i k_{3i}[M_i] + (k_4 + k_5)[O(^3P)]} \quad (24)$$

$$\frac{d[O(^3P)]}{dt} = -\frac{\left(\sum_i k_{3i}[M_i] + (2k_4 + k_5)[O(^3P)]\right)[O(^3P)][O_2(X^3\Sigma)]\sum_i k_{li}[M_i]}{k_2[O_2(a^1\Delta)] + \sum_i k_{3i}[M_i] + (k_4 + k_5)[O(^3P)]} \quad (25)$$

$$\frac{d[O_3]}{dt} = \frac{\left(\sum_i k_{3i}[M_i] + k_5[O(^3P)]\right)[O(^3P)][O_2(X^3\Sigma)]\sum_i k_{li}[M_i]}{k_2[O_2(a^1\Delta)] + \sum_i k_{3i}[M_i] + (k_4 + k_5)[O(^3P)]} \quad (26)$$

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И АНАЛИЗ

Делением уравнения (26) на уравнение (25), с последующей подстановкой начальных условий получено выражение, связывающие концентрации O_3 и $O(^3P)$ в виде:

$$[O_3] = \frac{1-\gamma}{1+\gamma} \left\{ [O(^3P)]_0 - [O(^3P)] \right\} + \frac{2\gamma \sum_i k_{li}[M_i]}{(1+\gamma)^2 k_4} \ln \left(\frac{\sum_i k_{3i}[M_i] + (1+\gamma)k_4[O(^3P)]_0}{\sum_i k_{3i}[M_i] + (1+\gamma)k_4[O(^3P)]} \right) + [O_3]_0 \quad (27)$$

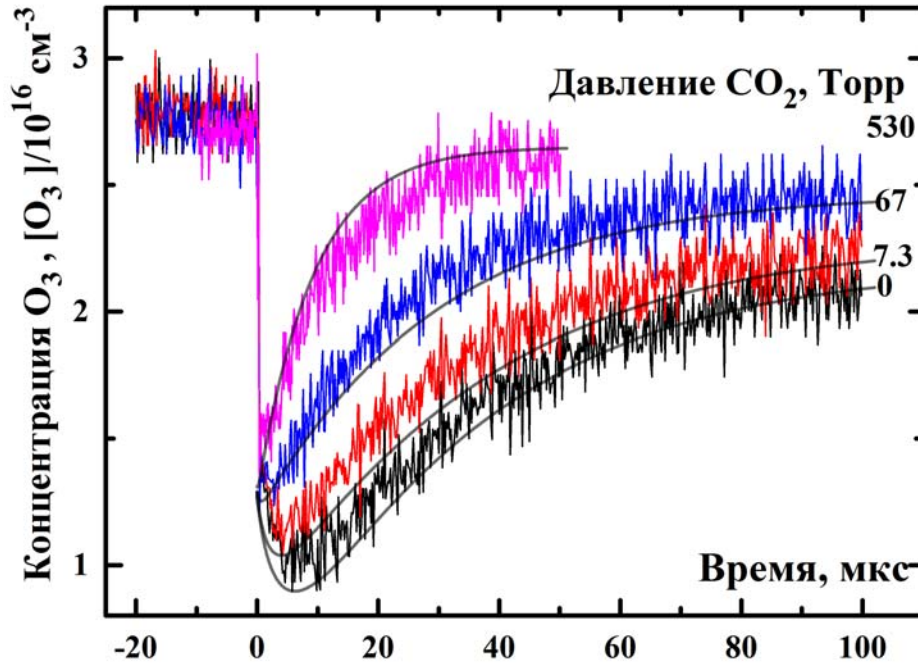


Рис. 1. Временные профили, полученные в эксперименте, и теоретические кривые, рассчитанные в работе

Положив $[O(^3P)]=0$ в (27), получим конечную концентрацию озона. Она выражается следующим равенством:

$$[O_3] = \frac{1-\gamma}{1+\gamma} [O(^3P)]_2 + [O_3]_2 + \frac{2\gamma \sum_i k_{1i} [M_i]}{(1+\gamma)(k_4 + k_5)} \ln \left(\frac{\sum_i k_{3i} [M_i] + (k_4 + k_5) [O(^3P)]_2}{\sum_i k_{3i} [M_i]} \right) \quad (28)$$

Степенью восстановления озона называется отношение разницы концентраций озона после восстановления и после фотолиза к разнице концентраций озона до и после фотолиза.

$$\eta_{rec} = \frac{[O_3]_{\infty} - [O_3]_{ph}}{[O_3]_0 - [O_3]_{ph}}$$

Теоретическое значение концентрации озона после фотолиза $[O_3]_{ph}=[O_3]_2$. Таким образом, данная величина будет определяться выражением:

$$\eta_{rec} = 1 + \frac{1-\gamma}{1+\gamma} \frac{[O(^3P)]_2}{[O_3]_0 - [O_3]_2} + \frac{2\gamma \sum_i k_{1i} [M_i]}{(1+\gamma)(k_4 + k_5)([O_3]_0 - [O_3]_2)} \ln \left(\frac{\sum_i k_{3i} [M_i] + (k_4 + k_5) [O(^3P)]_2}{\sum_i k_{3i} [M_i]} \right) \quad (29)$$

На рис. 1 представлены временные профили концентраций озона после лазерного фотолиза смеси $O_3-O_2-Ar-CO_2$ на длине волны 266 нм для удельной энергии лазерного импульса $E=70$ мДж/см², расходе кислорода $G_{O_2}=0,33$ ммоль/сек, общем давлении газа $P_{tot}=712$ Торр, давлении кислорода $P_{O_2}=180$ Торр, температуре газовой смеси $T=300$ К и начальной плотности озона $[O_3]_0=2.7 \times 10^{16}$ см⁻³. В экспериментах полное давление газовой смеси P_{tot} и полный расход газов G_{tot} поддерживались постоянными. При уменьшении расхода углекислого газа G_{CO_2} его убыль компенсировалась расходом аргона G_{Ar} , так чтобы общий расход составлял $G_{O_2} + G_{CO_2} + G_{Ar} = G_{tot} \approx 1$ ммоль/сек. На рисунке значения концентраций озона при временах $t < 0$ соответствуют его начальным значениям $[O_3]_0$ до лазерного импульса. Под действием лазерного импульса значительная часть озона диссоциирует до значений $[O_3]_{ph}$.

Как видно из рис 1, озон не восстанавливается до первоначальных значений и стремится при $t \rightarrow \infty$ к некоторому значению $[O_3]_{\infty}$. Чем выше

расход углекислого газа, тем выше степень восстановления озона, определяемая из выражения (29).

Степень восстановления озона зависит во многом от величины константы ветвления γ_r для продуктов реакции колебательно-возбужденного озона с атомарным кислородом (процессы 4 и 5). Согласие между расчетными значениями степени восстановления озона η_{rec} с наблюдаемыми на эксперименте достигается при значениях константы ветвления $\gamma_r=0.63\pm0.1$.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, результаты расчетов, представленные в данной работе, показывают, что наблюдаемые в эксперименте степени восстановления O_3 объясняются, если константу ветвления принять равным $\gamma_r=0.63\pm0.1$. Активные формы кислорода O , 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 процессы с участием колебательно-возбужденного 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. А.П. Торбин, А.А. Першин, В.Н. Азязов, Регенерация озона в смеси O_2 - O_3 , *Известия СНЦ РАН*, **16**, 17-21 (2014)
5. V.N. Azyazov, M.C. Heaven, Kinetics of Active Oxygen Species with Implications for Atmospheric Ozone Chemistry. *J. Int. Chem. Kin.*, В печати (2014).
6. A.A. Konnov, Modeling ozone decomposition flames. *Energy & Fuel*, **27**, 501-506 (2013).
7. 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).

8. 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).
9. 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).
10. 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).
11. 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).
12. 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).

ФОРМИРОВАНИЕ ВРАЩАЮЩИХСЯ СВЕТОВЫХ ПОЛЕЙ С ПОМОЩЬЮ ЖК ПМС HOLOEYE NEO-1080P

Д.В. Прокопова^{1,2}, Е.Н. Воронцов¹, Н.Н. Лосевский¹, Е.В. Разуева¹

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

²Самарский государственный университет,
кафедра оптики и спектроскопии
(443011, г. Самара, ул. Академика Павлова, 1)
e-mail: prokopovadv@gmail.com

АННОТАЦИЯ

Описаны результаты экспериментов по формированию вращающихся световых полей, представляющих интерес для определения глубины залегания наноразмерных излучающих частиц. Формирование полей осуществлялось с помощью фазового пространственного ЖК модулятора HOLOEYE NEO-1080. Реализованы два типа двухлепестковых световых полей с различными параметрами вращения, фазовые распределения для которых получены на основе оптики спиральных пучков.

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время большой интерес представляет изучение световых полей, вращающихся при распространении. Это обусловлено тем, что такие поля можно использовать для расширения функциональных возможностей оптических систем манипуляции микрообъектами и в микроскопии для определения глубины залегания наноразмерных излучающих частиц. Для последней задачи необходимо, чтобы оптическая отображающая система формировала изображение точечного источника, вид которого зависел бы от расстояния до источника. В ряде работ [1,2] для этого предлагается использовать специальные фазовые оптические фильтры, которые рассчитывают на основе оптики вращающихся световых полей. Изображения точечного источника, полученные с помощью таких фильтров, представляют собой пары световых пятен (двухлепестковые пятна), ориентация которых в плоскости изображения связана с пространственным положением источника.

В работе проводится поиск фазовых распределений, с помощью которых могут быть сформированы двухлепестковые вращающиеся световые поля. Рассмотрены два способа получения фазовых масок. В первом в качестве исходного поля рассматривается суперпозиция мод Лагерра-Гаусса с параметром вращения $\theta_0 = -2$. Во втором способе за основу взят спиральный пучок с параметром вращения $\theta_0 = 4$, состоящий из двух гауссовых пучков, сдвинутых относительно друг друга. Экспериментально реализованы световые поля с вращением.

2. ФОРМИРОВАНИЕ СВЕТОВЫХ ПОЛЕЙ С ВРАЩЕНИЕМ С ПОМОЩЬЮ ЖК ПМС

2.1 Определение глубины залегания объекта с помощью световых полей с вращением. Принципиальная схема

Для того чтобы определить глубину залегания источника, необходимо модифицировать передаточную функцию оптической системы. Точечный источник должен отображаться в виде пятна, распределение интенсивности в котором зависит от глубины залегания источника. Модификацию передаточной функции оптической системы можно произвести, введя в систему фазовый фильтр.

Рассмотрим некоторый образец толщины d (рисунок 1), в котором находятся светящиеся точечные объекты. Пусть два объекта А и Б находятся на расстоянии Δz друг от друга. Оптическая система строит увеличенные изображения этих объектов в плоскости регистрации. Расстояние между изображениями точек равно Δl .

Если оптическая система преобразует изображение точечного источника в распределение интенсивности, вращающееся при распространении вдоль

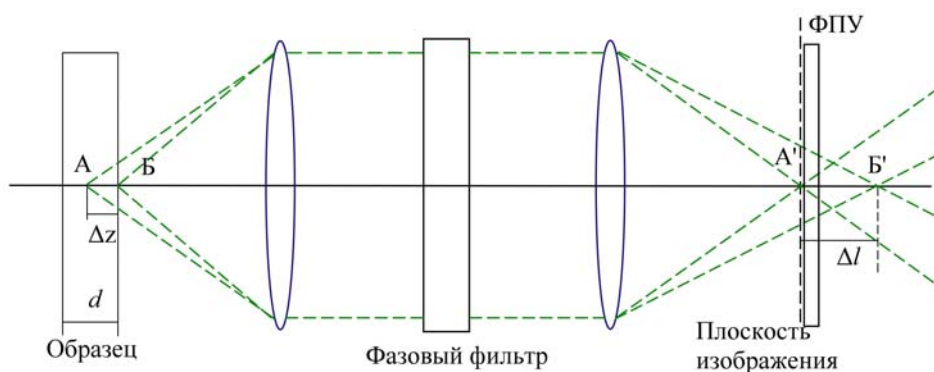


Рис. 1. К определению $\Delta\varphi$ как функции $\Delta\varphi = \Delta\varphi(\Delta z)$

оси Z то, зная заранее зависимость азимутального угла поворота светового распределения от координаты Z , и используя соотношение

$$\Delta l = \Gamma^2 \cdot \Delta z, \quad (1)$$

где Γ – поперечное увеличение оптической системы, можно по углу поворота светового пятна в плоскости регистрации определить глубину залегания светящегося объекта.

2.2 Методы получения фазового элемента

С точки зрения дифракционной оптики фазовые фильтры с рассмотренными выше свойствами имеют функцию рассеяния точки, являющуюся вращающимся световым полем. Поэтому задача расчета данных фазовых фильтров сводится к получению дифракционного элемента, формирующего световое поле с вращением, интенсивность которого представляет собой структуру из двух световых пятен.

Оптика спиральных пучков света предоставляет возможность для выбора фазы на основе аналитического, последовательного подхода. Это обусловлено тем, что теоретическое описание данного класса полей позволяет находить пучки с заранее известными распределениями интенсивности и характеристиками поворота при распространении [3]. Угол поворота θ спирального пучка в плоскости, расположенной на расстоянии z от исходной, определяется выражением

$$\theta(z) = \theta_0 \arctan\left(\frac{2z}{kw^2}\right), \quad (2)$$

где k – волновое число, w – параметр поперечного размера пучка, θ_0 – параметр пучка, определяющий скорость вращения пучка при распространении. Полный угол поворота пучка в зоне Френеля составляет

$$\theta = \theta_0 \frac{\pi}{2}.$$

Так как глубина залегания частицы имеет небольшую величину, интерес представляют быстро вращающиеся световые пучки.

В данной работе для расчета фазовых фильтров использовалось два типа спиральных пучков. Первый из них представляет собой пучок с параметром вращения $\theta_0 = 4$, состоящий из двух гауссовых пучков, сдвинутых относительно друг друга. Как показывают численные эксперименты, в этом

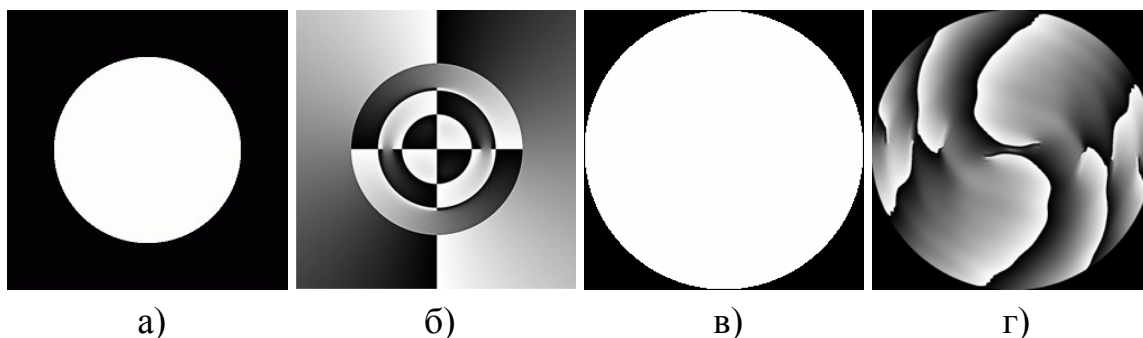


Рис. 2 . Интенсивность в плоскости дифракционного элемента и его фаза: (а,б) - для фазового элемента на основе спирального пучка с параметром вращения $\theta_0 = 4$; (в,г) - для дифракционного элемента, рассчитанного итерационным методом после 6 итераций

случае в качестве фазового элемента достаточно использовать фазу данного спирального пучка. Вид рассчитанного дифракционного элемента показан на рисунке 2. Вид поля, формируемого дифракционным элементом в пространстве, представлен на рисунке 3(а).

Второй тип спиральных пучков представлял собой сумму пучков Лагерра-Гаусса, индексы которых выбраны таким образом, чтобы параметр вращения был равен $\theta_0 = -2$. В данном случае применялась специальная итерационная процедура расчета фазового элемента, за основу которой был принят метод, описанный авторами [1], а в качестве начального распределения фазы выбрана фаза данного спирального пучка. Вид рассчитанного дифракционного элемента показан на рисунке 2 (г). После 6 итераций качественного улучшения структуры интенсивности поля не наблюдалось. Вид поля, формируемого дифракционным элементом в пространстве, представлен на рисунке 3 (б).

2.3 Экспериментальная реализация

Для модификации передаточной функции отображающей системы необходимо внести в систему фазовый фильтр. Фильтр представляет собой дифракционный оптический элемент (ДОЭ), который можно изготовить различными способами: методом литографии на стекле, реализовать на слое бихромированной желатины, использовать многоэлементный жидкокристаллический фазовый пространственный модулятор света (ЖК ПМС). Несмотря на то, что ЖК ПМС по дифракционной эффективности уступает первым двум способам создания дифракционного элемента, он обладает возможностью перестраиваться. Для создания фазового фильтра

используется многоэлементный жидкокристаллический фазовый пространственный модулятор света HOLOEYE NEO-1080P. Основные характеристики устройства следующие: количество управляемых элементов: 1920×1080 пикселей, шаг пикселей: 8 мкм, размер активной области: $15,36 \times 8,64$ мм; количество градаций фазы: 256 (8 bit); глубина фазовой модуляции: 2π ; оптический режим: отражающий; максимальная частота обновления: 60 Гц; максимальная допустимая интенсивность освещения: 2 Вт/см^2 .

Для формирования и исследования данных световых полей была создана экспериментальная установка. Источником излучения являлся твердотельный лазер (мощность до 50 мВт, $\lambda=532$ нм), параллельный пучок от которого направлялся на многоэлементный жидкокристаллический фазовый пространственный модулятор света HOLOEYE NEO-1080P.

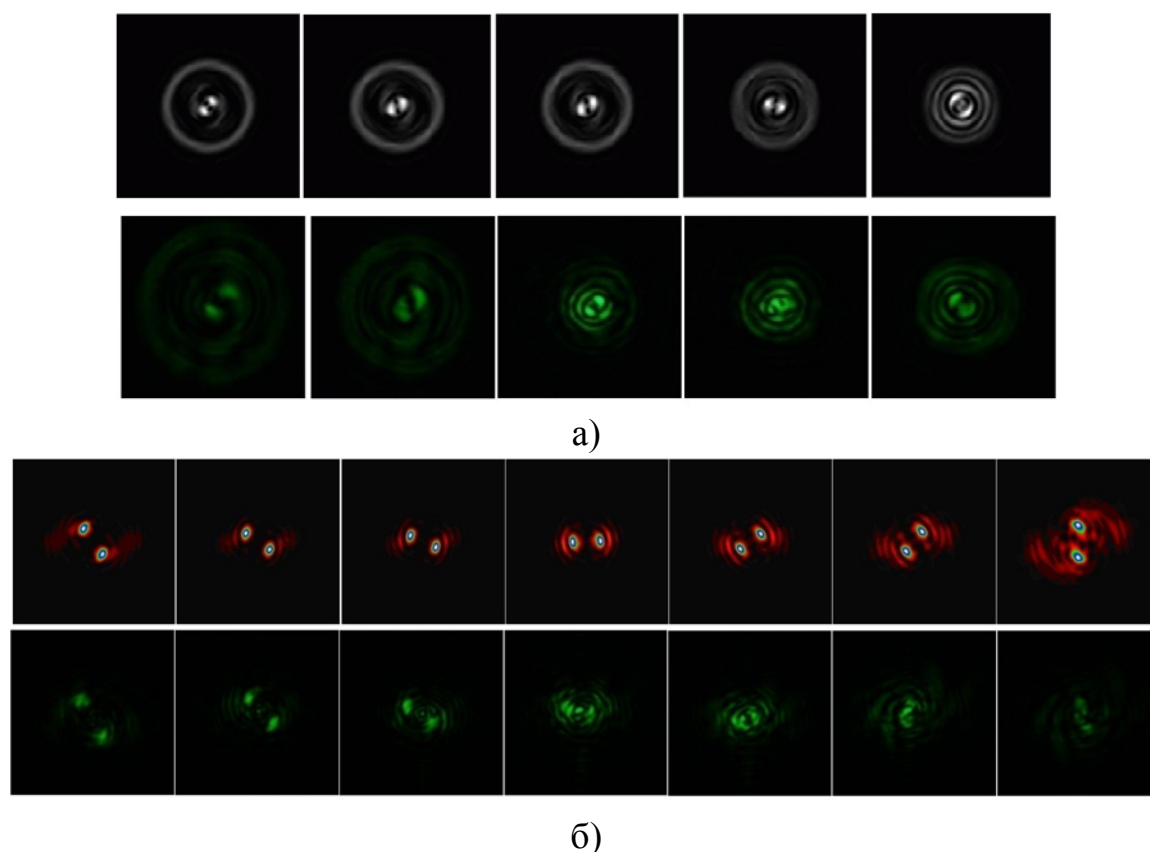


Рис. 3. Распределения интенсивности сформированных полей в сечениях перпендикулярных оси Z: а) для фазового элемента на основе спирального пучка с параметром вращения $\theta_0 = 4$; б) для дифракционного элемента, рассчитанного итерационным методом, после 6 итераций. Верхний ряд - рассчитанные распределения интенсивности, нижний - экспериментально полученные

Исследуемые световые поля формировались путем подачи соответствующего рассчитанного фазового распределения на пространственный модулятор света. Далее полученное поле с вращением фокусировалось. Сформированное распределение интенсивности и его изменение вдоль оси Z фиксировалось с помощью горизонтального микроскопа и цифровой камеры. Перемещением микроскопа вдоль оптической оси системы обеспечивалось фиксирование поля в различных сечениях по оси Z .

Результаты серии экспериментов позволили сравнить расчетные и экспериментальные распределения интенсивности сформированных полей (рисунок 3), а также установить зависимость угла поворота распределения интенсивности сформированных полей в сечениях перпендикулярных оси Z от расстояния до перетяжки (рисунок 4).

Как видно из рисунков, поведение экспериментально сформированных световых пучков при распространении в пространстве совпадает с поведением расчетных. Экспериментально полученная зависимость угла поворота распределения интенсивности в плоскости перпендикулярной оси Z также согласуется с расчетной. Для фазового элемента на основе спирального пучка с параметром вращения $\theta_0 = 4$ не наблюдается изменения зависимости вращения распределения интенсивности при изменении площади освещающего пучка в два раза.

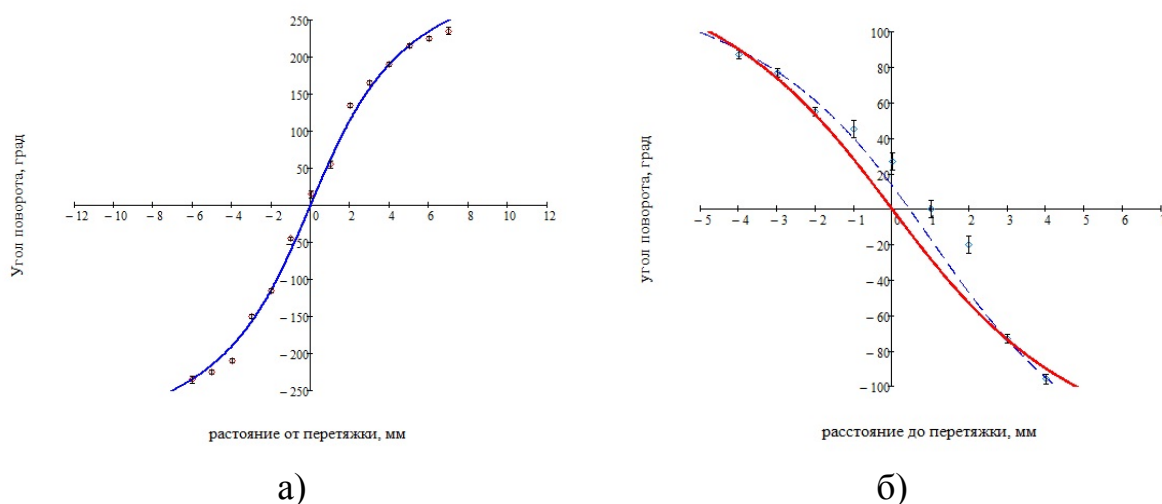


Рис. 4. Зависимость угла поворота распределения интенсивности сформированных полей в сечениях перпендикулярных оси Z от расстояния до перетяжки: а) - для фазового элемента на основе спирального пучка с параметром вращения $\theta_0 = 4$; б) - для дифракционного элемента, рассчитанного итерационным методом, после 6 итераций. Экспериментальные точки, пунктирная линия – аппроксимация экспериментальных данных. Толстая линия - теоретическая зависимость

Однако, следует отметить, что вблизи фокуса наблюдается сильное искажение в распределении интенсивности в плоскости перпендикулярной оси Z , как для первого, так и для второго метода расчета фазовых фильтров. Это связано, по-видимому, с высокой чувствительностью данной области к aberrациям оптической системы, формирующей изображение. Данный вопрос требует дальнейшего изучения.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты экспериментальной реализации с помощью ЖК ПВМС HOLOEYE NEO-1080P световых полей с вращением, представляющих интерес для определения глубины залегания наноразмерных излучающих частиц. Результаты экспериментов позволяют сделать вывод о целесообразности использования исследованных полей в высоко-разрешающей 3D микроскопии.

Работа выполнена при поддержке Программы ОФН РАН "Фундаментальные аспекты физики и технологии полупроводниковых лазеров как основных элементов фотоники и квантовой электроники».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R.P. Pavani, R. Piestun. High-efficiency rotating point spread functions // Optics express, 2008, v. 16, № 5, pp. 3484-3489.
2. Adam S. Backer, Mikael P. Backlund, Alexander R. von Diezmann, Steffen J. Sahl, W.E. Moerner. A bisected pupil for studying single-molecule orientational dynamics and its application to three-dimensional super-resolution microscopy // Applied Physics Letters, 2014, v. 104.
3. Е.Г. Абрамочкин, В.Г. Волостников. Спиральные пучки света// Успехи физических наук, 2004, т.174, № 12, с. 1273-1300.
4. Е.Г. Абрамочкин, В.Г. Волостников. Современная оптика гауссовых пучков // М.:ФИЗМАТЛИТ, 2010, 184 с.
5. Е.Г. Абрамочкин, К.Н. Афанасьев, В.Г. Волостников, А.В. Коробцов, С.П. Котова, Н.Н. Лосевский, А.М. Майорова, Е.В. Разуева. Формирование вихревых световых полей с заданной формой интенсивности для задач лазерной манипуляции микрообъектами // Известия РАН (серия физическая), 2008, т.72, № 1, с. 76-79.

УПРАВЛЯЕМЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ФОТОННЫЕ МОДЫ В СТРУКТУРЕ ХОЛЕСТЕРИЧЕСКИЙ ЖИДКИЙ КРИСТАЛЛ – ФАЗОВАЯ ПЛАСТИНКА – МЕТАЛЛ

М.В. Пятнов, С.Я. Ветров, И.В. Тимофеев

*Сибирский федеральный университет
(660041, г. Красноярск, пр. Свободный, 79)
Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН
(660036, г. Красноярск, Академгородок, 50/38)
e-mail: MaksPyatnov@yandex.ru*

АННОТАЦИЯ

Показана возможность существования в системе холестерический жидкий кристалл-фазовая пластинка-металл изолированной волноводной поверхностной моды, характеристиками которой можно управлять посредством внешних полей. Степень локализации поверхностных мод и коэффициенты пропускания, для света различных поляризаций, существенно различаются. Спектры пропускания при распространении света в прямом и обратном направлении имеют различный характер. Предложена конструкция поляризационного оптического диода, базирующегося на поверхностных фотонных модах.

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы, наряду с изучением объемных свойств одномерных фотонных кристаллов (ФК), активно исследуются поверхностные электромагнитные волны в таких средах [1]. Кроме распространяющихся поверхностных волн можно получить состояние в виде стоячей поверхностной волны, которое имеет нулевое волновое число вдоль поверхности и не переносит энергию. Наблюдать такое состояние можно при падении волн по нормали к слоям ФК. Уравнение Максвелла для электрического поля в этом случае является точным аналогом одноэлектронного уравнения Шредингера для полубесконечного кристалла, решением которого является таммовское поверхностное состояние. В силу этого электромагнитный аналог таммовского электронного состояния называется оптическим таммовским состоянием (ОТС), или, иначе, таммовским плазмон-

поляритоном. ОТС могут возбуждаться между двумя различными фотонными кристаллами, имеющими перекрывающиеся запрещенные зоны или между фотонным кристаллом и средой с отрицательной диэлектрической проницаемостью. На частоте, соответствующей Таммовскому состоянию, возникает узкий пик пропускания, связанный с туннелированием света через ОТС.

Потенциальными применениями ОТС являются датчики и резонансные оптические фильтры, поляритонные лазеры, оптические переключатели, многоканальные фильтры, усилители Фарадеевского вращения, усилители эффекта Керра, органические солнечные элементы поглотители. Недавно предложен и экспериментально реализован лазер на основе таммовской структуры, которая состоит из квантовых ям, внедренных в брэгговский отражатель, поверхность которого покрыта слоем серебра [2].

Важной задачей оптики ФК является получение материалов, спектральными свойствами которых можно эффективно управлять при помощи внешних воздействий. Особым классом одномерных фотонных кристаллов являются холестерические жидкие кристаллы (ХЖК), обладающие уникальными свойствами: широкой областью прозрачности, сильной нелинейностью и высокой чувствительностью к внешним полям [3]. Характерной особенностью ХЖК является сильная зависимость их свойств от поляризации света. Для света с тем же направлением круговой поляризации, что и закрутка ХЖК, существует фотонная запрещенная зона. Свет с противоположной круговой поляризацией не испытывает дифракционного отражения и проходит сквозь структуру. При отражении от ХЖК не происходит изменения знака поляризации.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

В данной работе демонстрируется возможность реализации поверхностных оптических состояний в структуре, включающей ХЖК [4]. Получить, как в случае с ОТС, поверхностное состояние на границе ХЖК и металла при нормальном падении света нам не удалось. Трудность заключается в изменении поляризации волны при отражении от металла и существовании брэгговского отражения не для любой поляризации. Для возникновения локализации света мы должны изменить фазу волны между ХЖК и металлом. С этой целью внедряем между ХЖК и металлом четвертьволновую анизотропную пластинку, вырезанную параллельно оптической оси

и сдвигающую фазу волны на $\pi/2$. На границе ХЖК и фазовой пластинки молекулы холестерика ориентированы вдоль оптической оси пластинки. Рассматриваемая нами структура схематически представлена на рисунке 1. Система состоит из слоя ХЖК толщиной L , фазовой пластинки толщиной d с коэффициентами преломления n'_e , n'_o , для которой $2\pi(n'_e - n'_o)d/\lambda = \pi/2$, и слоя металла. Структура окружена средой с показателем преломления n , равным среднему показателю преломления ХЖК. Для рассматриваемого случая $n'_o = n_o$, $n'_e = n_e$, френелевское отражение на границе ХЖК–фазовая пластинка практически исключается.

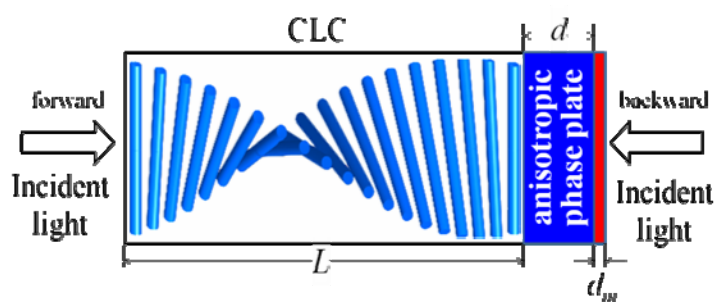


Рис. 1. Схематическое представление структуры

На рисунке 2 представлены спектры пропускания ХЖК, фазовой пластинки и рассматриваемой структуры. В спектре пропускания ХЖК отчетливо проявилась запрещенная зона для света правой круговой поляризации. Спектр пропускания серебряной пленки обозначен штрихпунктирной линией. Из рисунка видно, что пик волноводной поверхностной моды возникает в спектре пропускания (сплошная линия), если внедрить между ХЖК и металлом анизотропную четвертьволновую пластинку, которая управляет фазой световых волн. Затухание поля локализованной моды внутри металла обусловлено отрицательной диэлектрической проницаемостью металлической пленки, в то время как его затухание внутри ХЖК обусловлено брэгговским отражением на границе ХЖК–пластинка.

Распределение электрического поля для длины волны, соответствующей максимуму пропускания в структуре ХЖК–фазовая пластинка–металл, показано на рисунке 3. Из рисунка видно, что свет локализуется вблизи металлической пленки с максимальным значением электрического поля на границе фазовой пластинки и металлической пленки.

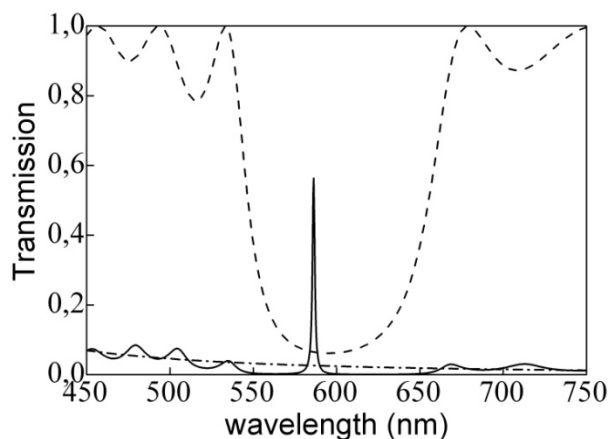


Рис. 2. Коэффициенты пропускания как функции длины волны при нормальном падении света на ХЖК (штриховая линия), на серебряную пленку (штрихпунктирная линия) и на структуру ХЖК-фазовая пластинка-металл (сплошная линия)

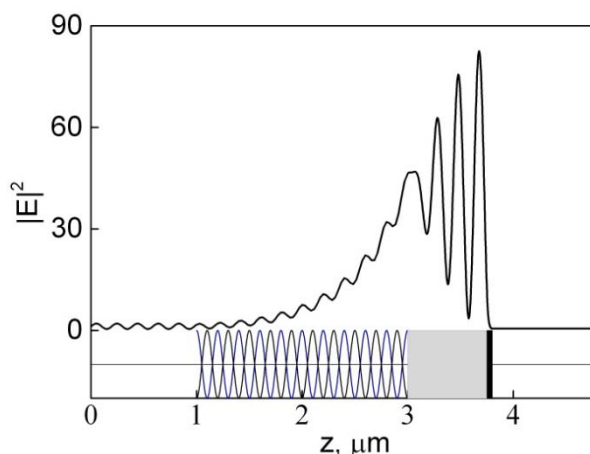


Рис. 3. Распределение квадрата модуля напряженности электрического поля $|E(z)|^2$ в структуре ХЖК-фазовая пластинка-металл для $\lambda=586$ нм. Поле нормировано на входное значение равное единице

Установлено, что локализованная мода возбуждается в образце, только с разным вкладом, светом различных поляризаций. Это обусловлено тем, что из-за наличия диэлектрических границ свет обеих круговых поляризаций возбуждает локализованную моду за счет преобразования поляризаций на диэлектрических границах. Любая поляризация света на выходе его из ХЖК становится эллиптической в разной степени, в зависимости от начальной поляризации.

Изменяя параметры системы, можно контролировать положение пика пропускания через изолированную волноводную поверхностную моду.

Сильную зависимость шага спирали, например, от температуры, по сравнению с другими элементами структуры, можно использовать для эффективного управления частотой пика пропускания, связанного с туннелированием света через поверхностное состояние.

Теперь рассмотрим распространение света через образец в обратном направлении, т.е. свет падает нормально со стороны металла. При распространении света в прямом направлении коэффициент пропускания для света правой дифрагирующей поляризации равен 0.57, в обратном направлении 0.34. Для левой круговой поляризации коэффициенты пропускания при распространении света в прямом и обратном направлении равны 0.09 и 0.32, соответственно. Таким образом, имеет место диодный эффект для обеих круговых поляризаций (рис. 4). Следует отметить, что данный эффект принципиально невозможен в скалярных структурах.

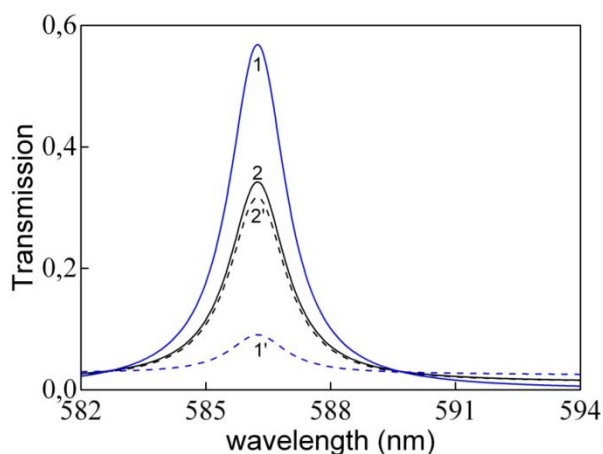


Рис. 4. Спектр пропускания структуры: 1 и 1' соответственно для правой и левой поляризаций при падении света на ХЖК; 2 и 2' соответственно для правой и левой поляризаций при падении света на металл

По этой причине структуру, рассматриваемую в данной работе, можно использовать как поляризационный оптический диод. Преимуществом данного оптического диода является его перестраиваемость и простота в изготовлении, т.к. он состоит всего из трёх элементов.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Продemonстрировано существование поверхностных электромагнитных состояний, локализованных в структуре ХЖК-фазовая пластинка-слой серебра. Спектральными свойствами такой системы можно эффективно управлять из-за высокой чувствительности структурных параметров ХЖК

к внешним воздействиям. Изменение поляризации волны при отражении от металла и особые поляризационные свойства ХЖК вынуждают использовать фазовую пластинку, внедренную между ХЖК и слоем металла. Свет любой поляризации падающей волны локализуется с максимумом интенсивности поля на границе металла и пластинки. Однако, различные эллиптичности волн, прошедших через ХЖК, и их поляризационные свойства приводят к различным коэффициентам пропускания для каждой поляризации. Указана возможность управления положением пика пропускания через изменение шаг спирали ХЖК посредством внешних полей. Отметим также, что найденная поверхностная мода – есть фактически собственная мода микрорезонатора, где в качестве зеркал выступают слои ХЖК и металлической пластинки. Следовательно, появляется возможность получения лазерной генерации в микрорезонаторе, если взять в качестве фазовой пластинки оптически активный материал.

Установлено, что спектры пропускания при распространении света в прямом и обратном направлении имеют различный характер. Данное свойство присуще только хиральным средам, к которым относят и ХЖК. На основе этого предложена конструкция поляризационного оптического диода, базирующегося на поверхностных фотонных модах.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства образования и науки РФ Сибирскому федеральному университету на выполнение НИР в 2014 году (Задание № 3.1276.2014/К) и при поддержке РФФИ (грант № 14-02-31248).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А.П. Виноградов, А.В. Дорофеев, А.М. Мерзликин, А.А. Лисянский// УФН, 2010, т. 180. С. 249-263.
2. C. Symonds, G. Lheureux, J.P. Hugonin, J.J. Greffet, J. Laverdant, G. Brucoli, A. Lemaitre, P. Senellart, and J. Bellessa// NanoLett., 2013, v. 13, p. 3179-3184.
3. В.А.Беляков, А.С.Сонин, Оптика холестерических жидких кристаллов. М.: Наука, 1982, 360 с.
4. S.Ya. Vetrov, M.V. Pyatnov, I.V. Timofeev // Opt. Lett., 2014, v. 39, p. 2743-2746.

ОПТИМАЛЬНЫЙ АЛГОРИТМ МОДЕЛИРОВАНИЯ ДИФРАКЦИИ ФРАУНГОФЕРА В ПАКЕТЕ MATLAB

А.И. Рудницкая

*Поволжский государственный университет
телекоммуникаций и информатики
(443010, г. Самара, ул. Л.Толстого, д. 23)*

АННОТАЦИЯ

Целью работы является разработка численного метода решения интеграла Фраунгофера, оптимального с точки зрения быстродействия и использования оперативной памяти вычислительной машины при работе в вычислительном пакете Matlab. Обоснован и разработан экономичный к ресурсам вычислительной машины алгоритм численного моделирования интеграла Фраунгофера. Проведено сравнение результатов численного моделирования дифракционной картины, с результатами полученными аналитически. Подтверждено полное совпадение результатов.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Для численного моделирования интеграла Фраунгофера исходная двумерная функция должна быть дискретизирована с некоторым шагом.

Если предварительная работа по выбору шага проведена качественно, то количество отсчетов в исходной матрице не может быть уменьшено без потери информации, и очень часто, при моделировании таких задач на пакете Matlab возникает проблема переполнения памяти. Кроме того, при большом количестве отсчетов время выполнения программы может оказаться неприемлемым. Численное моделирование интеграла Фраунгофера представлено в работах [1] и [2].

Учтены некоторые особенности интеграла Фраунгофера:

1. Интеграл Фраунгофера может быть заменен на преобразование Фурье путем отбрасывания множителя в показателе экспоненты (в расчете на дальнейшее масштабирование).

$$\begin{aligned}
F(x) &= \frac{e^{ikz} \cdot e^{\frac{i2\pi}{2z}(x^2+y^2)}}{i\lambda z} \cdot \int_{-a}^a f(x') \cdot e^{-\frac{i2\pi}{\lambda z}xx'} dx' = \\
&= \frac{e^{ikz} \cdot e^{\frac{i2\pi}{2z}(x^2+y^2)}}{i\lambda z} \cdot \int_{-a}^a f(x') \cdot e^{-i2\pi xx'} dx'
\end{aligned} \tag{1}$$

В этом случае разрешение полученной дифракционной картины будет чрезвычайно мало.

2. Двумерный интеграл Фраунгофера может быть представлен следующим образом:

$$\begin{aligned}
F(x, y) &= \frac{e^{ikz} \cdot e^{\frac{i2\pi}{2z}(x^2+y^2)}}{i\lambda z} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x', y') \cdot e^{-\frac{i2\pi}{\lambda z}(xx'+yy')} dx' dy' = \\
&= \frac{e^{ikz} \cdot e^{\frac{i2\pi}{2z}(x^2+y^2)}}{i\lambda z} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{i2\pi}{\lambda z}yy'} \int_{-\infty}^{\infty} f(x', y') \cdot e^{-\frac{i2\pi}{\lambda z}xx'} dx' dy'
\end{aligned} \tag{2}$$

При этом внутреннее интегрирование производится по оси x , а внешнее, соответственно, по оси y . Это дает возможность выполнять вычисления в два этапа. Это свойство будет применено ниже.

Основная задача разработки экономичного алгоритма может быть сформулирована, например, таким образом:

Чтобы исключить потерю информации в процессе нахождения преобразования Фурье необходимо интерполировать исходную функцию.

Для этого можно предложить выполнять преобразование Фурье в два этапа. Сначала построчно по оси x , затем по столбцам по оси y . В матрицу результатов будет записываться только значимая часть строки содержащей преобразование Фурье, т.е. та часть строки, которая представляет интерес для дальнейшего рассмотрения с физической точки зрения.

Такой подход приводит к некоторому снижению скорости вычислений, но гарантирует надежную работу программы при больших размерах исходной матрицы.

2. ОПИСАНИЕ МЕТОДА

В данном разделе обсудим численное моделирование только самого интеграла, без дополнительного множителя:

$$F(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\frac{2\pi}{\lambda z}yy'} \int_{-\infty}^{\infty} f(x', y') \cdot e^{-i\frac{2\pi}{\lambda z}xx'} dx' dy' \quad (3)$$

Прежде всего, заменим его преобразованием Фурье с помощью простого отбрасывания множителя $\frac{1}{\lambda z}$. После численного интегрирования мы выполним обратное преобразование, которое представляет собой простое масштабирование осей x и y .

Для непрерывной трехмерной функции заданной над плоскостью x', y' преобразование Фурье имеет следующий вид:

$$F(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i2\pi yy'} \int_{-\infty}^{\infty} f(x', y') \cdot e^{-i2\pi xx'} dx' dy' \quad (4)$$

Где x, y - координаты в плоскости наблюдения.

В дискретном случае, когда непрерывные пространственные координаты заменяются на последовательности отсчетов $x' = n \cdot \Delta x'$, $y' = m \cdot \Delta y'$, $x = a \cdot \Delta x$, $y = b \cdot \Delta y$ преобразование Фурье выглядит следующим образом:

$$F(a, b) = \Delta x' \cdot \Delta y' \cdot \sum_{n=1}^N e^{-i2\pi \frac{bn}{N}} \cdot \sum_{m=1}^N f(x', y') \cdot e^{-i2\pi \frac{am}{N}} \quad (5)$$

Где индексы a и b представляют собой номера отсчетов в плоскости наблюдения, а n и m - номера отсчетов в области объекта.

Соответствующие им пространственные частоты равны $\Delta x = \frac{a}{N \cdot \Delta x'}$ и $\Delta y = \frac{b}{N \cdot \Delta y'}$, но поскольку в уравнении (3) был отброшен множитель $\frac{1}{\lambda z}$, масштаб дифракционной картины изменится, и шаг в плоскости наблюдения будет:

$$\Delta x = \frac{a \cdot \lambda \cdot z}{N \cdot \Delta x'} \text{ и } \Delta y = \frac{b \cdot \lambda \cdot z}{N \cdot \Delta y'} \quad (6)$$

Предлагаемый метод состоит из трех этапов:

На первом этапе выполняется интерполяция посредством добавления строки нулей к одной строке исходной матрицы слева и справа. Поскольку у пространственного преобразования Фурье шаг в частотной области $\Delta x, \Delta y$ определяется размером изображения в предметной области:

$\Delta x = \frac{a \cdot \lambda \cdot z}{N \cdot \Delta x'}$ и $\Delta y = \frac{b \cdot \lambda \cdot z}{N \cdot \Delta y'}$, а при добавлении большого количества нулей к исходной строке предметная область соответствующим образом увеличивается (Рис., Рис.), то разрешение в спектральной области повышается. При увеличении предметной области (количества отсчетов) в K раз, разрешение в спектральной области увеличивается тоже в K раз.

$$\Delta x = \frac{a \cdot \lambda \cdot z}{K \cdot N \cdot \Delta x'} \text{ и } \Delta y = \frac{b \cdot \lambda \cdot z}{K \cdot N \cdot \Delta y'} \quad (7)$$

На втором этапе вычисляется одномерное преобразование Фурье от масштабированной строки исходной двумерной матрицы уже с увеличенным разрешением. Преобразования Фурье для исходной строки и для исходной строки расширенной добавлением нулей представлены на (Рис., Рис.).

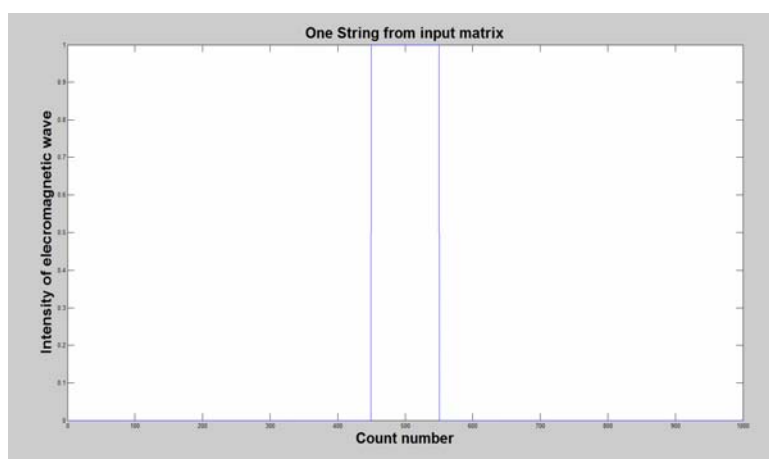


Рис. 1. Одна строка из исходной матрицы до интерполяции

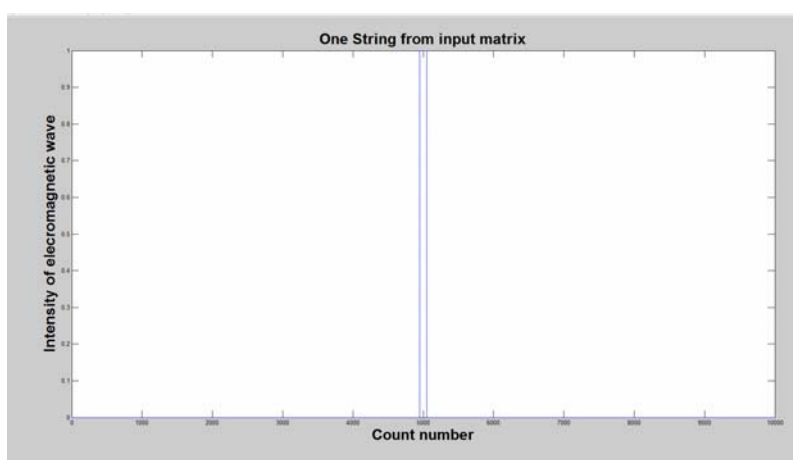


Рис. 2. Одна строка из исходной матрицы после дополнения нулями

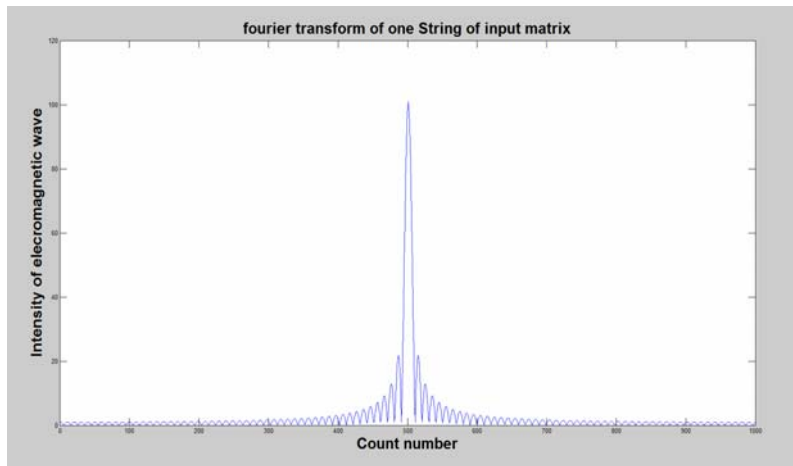


Рис. 3. Преобразование Фурье от исходной строки

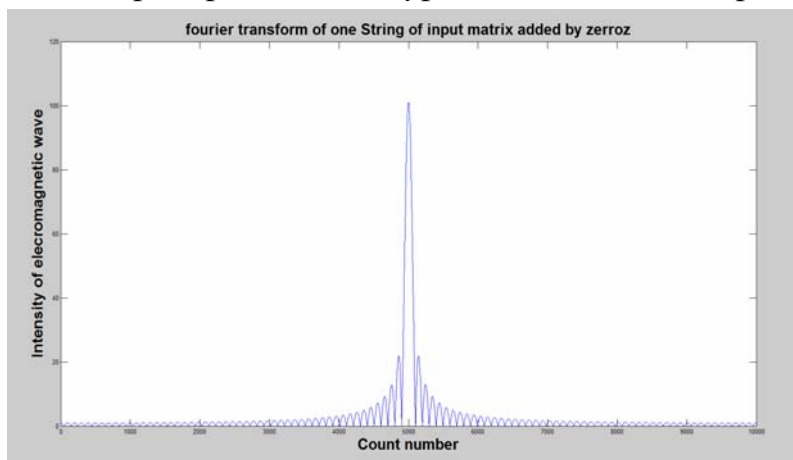


Рис. 4. Преобразование Фурье от дополненной нулями исходной строки

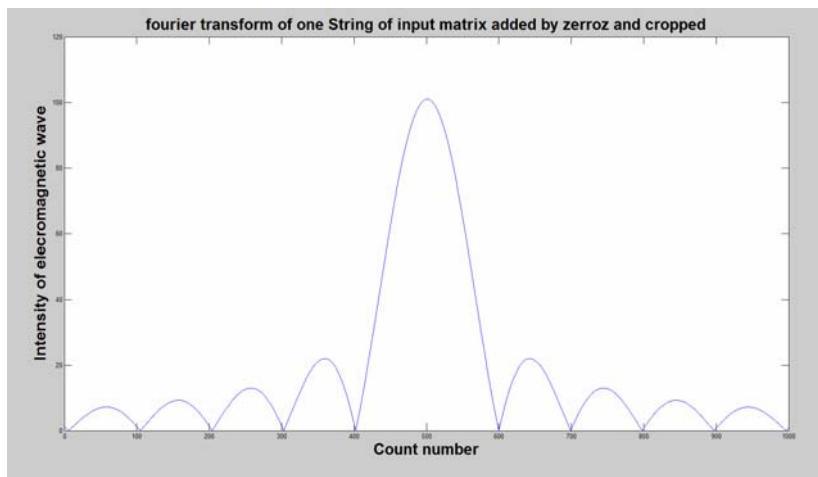


Рис. 5. Интерполированное преобразование Фурье от одной исходной строк

На третьем этапе происходит усечение полученной с помощью преобразования Фурье строки. В матрицу результатов копируется только ее центральная, значимая для наблюдателя часть.

Такая процедура повторяется для всех строк, и затем для всех столбцов исходной матрицы. На (Рис. , Рис.) представлены две дифракционные картины: обычное преобразование Фурье от круглой апертуры и масштабированное с помощью данного метода преобразование Фурье.

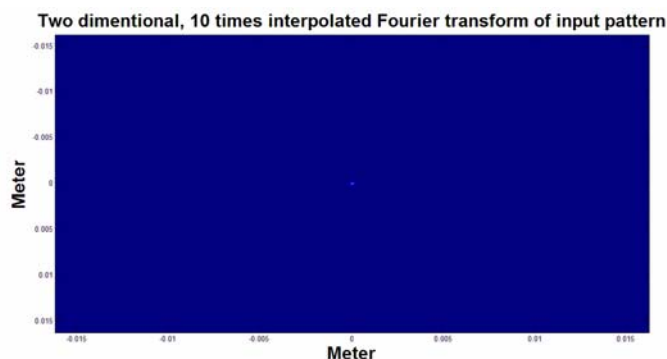


Рис. 6. двумерное преобразование Фурье от исходной матрицы

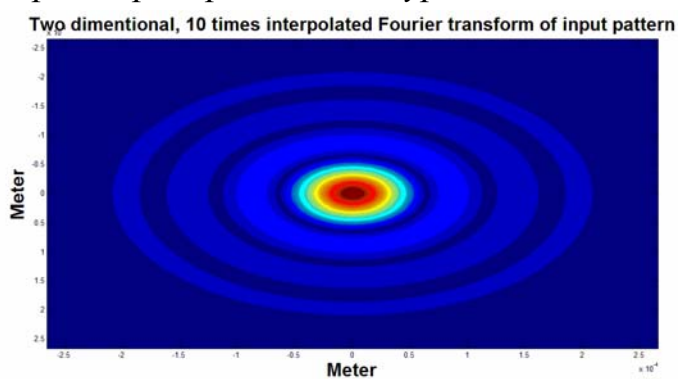


Рис. 7. Интерполированное двумерное преобразование Фурье от исходной матрицы

3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИФРАКЦИОННОЙ КАРТИНЫ ОТ КРУГЛОЙ АПЕРТУРЫ ДЛЯ ДВУХ ДЛИН ВОЛН.

Для проверки работоспособности алгоритма был проведен расчет дифракционной картины от круглого отверстия. Расчет проведен дважды, для двух различных длин волн электромагнитного излучения.

В качестве примера для моделирования взяты следующие данные: на круглое отверстие размером 1 миллиметр падает плоская волна с длиной волны 532 нанометра и 650 нанометров. Расстояние от плоскости отверстия (объекта) до плоскости наблюдения - 0.1 метра. Количество узлов дискретизации по каждой оси - 1000. Интерполяция была проведена с увеличением разрешения в 50 раз.

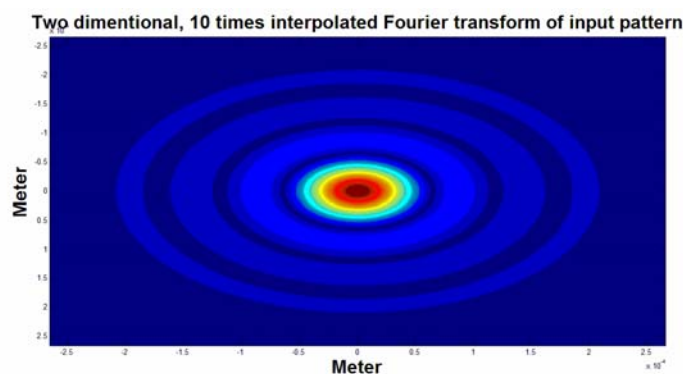


Рис. 8. Длина волны $0.532e-6$ м

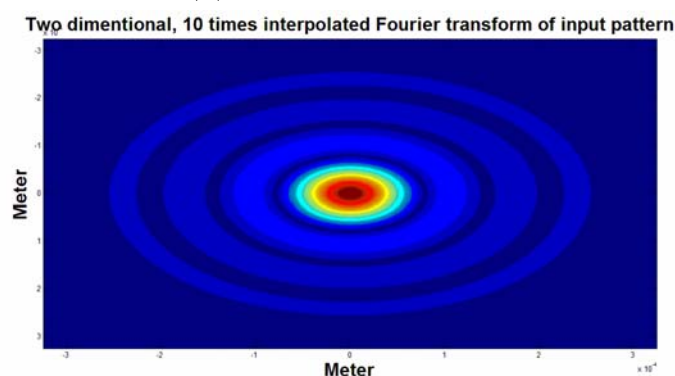


Рис. 9. Длина волны $0.650e-6$ м

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Алгоритм был проверен на примере дифракции на отверстии при нескольких длинах волн электромагнитного излучения. Результаты численного моделирования совпали с результатами, полученными аналитически. Алгоритм также оправдал себя исходя из времени исполнения и незначительному расходу оперативной памяти компьютера.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S. M. Schultz, "Using MATLAB to help teach Fourier optics," Proc. SPIE 6695, Optics and Photonics for Information Processing, pp. 66950I-1 - 66950I-10, 2007.
2. D. Voelz, Computational Fourier Optics. A MATLAB Tutorial, Bellingham, Washington, USA: SPIE press, 2011.
3. E. W. M. Born, Principles of optics, New york: Pergamon press Inc. , 1986.

УРАВНЕНИЕ ФОККЕРА-ПЛАНКА ДЛЯ КВАНТОВОЙ РЕЛАКСАЦИИ С ПАМЯТЬЮ

Ф.М. Скоробогатый, А.В. Горохов

*Самарский государственный университет,
кафедра общей и теоретической физики
(443011, г. Самара, ул. Академика Павлова, 1)
E-mail: frederico889@gmail.com*

АННОТАЦИЯ

В представлении когерентных состояний группы $SU(2)$ выведено уравнение Фоккера-Планка (УФП) для релаксации кубита в приближении короткого времени памяти. В явном виде найден пропагатор УФП и аналитически рассчитан профиль контура линии излучения в зависимости от параметров модели.

1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из актуальных проблем лазерной физики и квантовой оптики является изучение эволюции системы атомов в лазерном поле в различных условиях. Как правило, такие задачи теоретически исследуются в так называемом Марковском приближении. Марковские стохастические процессы в физических приложениях являются наиболее простыми и всесторонне изученными с математической точки зрения [1]. Существенным признаком Марковского процесса является отсутствие какого-либо влияния промежуточных состояний на эволюцию системы, которая определяется только значением параметров процесса в начальный момент времени. Однако подобные процессы являются крайне узким классом процессов более общего вида, которые принято называть немарковскими процессами. Немарковские процессы учитывают возможное наличие памяти в системе. Исследование немарковских эффектов особенно актуально в связи с потенциальными приложениями двухуровневых моделей в квантовых информационных системах, поскольку эффекты памяти на малых временах могут существенно изменить временное поведение системы и рассчитываемые времена декогеренции.

Целью настоящей работы является отыскание вида УФП для релаксации кубита в термостате с нулевой температурой. Развиваемый здесь подход является достаточно общим и может быть обобщен и на более сложные системы, как многоуровневых атомов, так и ансамбли двухуровневых атомов с межатомным взаимодействием.

2. МОДЕЛЬ РЕЛАКСАЦИИ КУБИТОВ С ПАМЯТЬЮ

Моделью нашей системы будут двухуровневые атомы (кубиты) во внешнем лазерном случайном поле с учетом взаимодействия с термостатом. Для такой системы полный гамильтониан имеет вид суммы гамильтонианов подсистем и гамильтониана взаимодействия:

$$\hat{H} = \hat{H}_A + \hat{H}_T + \hat{H}_{\text{int}} + \hat{H}_{\text{reg}} \quad (1)$$

где $\hat{H}_A$ - гамильтониан системы N свободных двухуровневых атомов:

$$\hat{H}_A = \sum_{\alpha=1}^N \hbar \omega_0 \hat{J}_0^{(\alpha)}, \quad (2)$$

$\hat{H}_T$ - гамильтониан термостата:

$$\hat{H}_T = \sum_j \hbar \omega_j \hat{b}_j^+ \hat{b}_j, \quad (3)$$

$\hat{H}_{\text{int}}$ - оператор взаимодействия между атомами и термостатом:

$$\hat{H}_{\text{int}} = \hbar \sum_{\alpha=1}^N \sum_{j=1}^{\infty} \left(f_j \hat{J}_+^{(\alpha)} \hat{b}_j + \bar{f}_j \hat{J}_-^{(\alpha)} \bar{b}_j^+ \right). \quad (4)$$

Здесь ω_0 – частота внутриатомного перехода, $\hat{b}_j, \hat{b}_j^+$ – операторы уничтожения и рождения осцилляторов диссипативной системы (термостата), f_j - константа взаимодействия j -го осциллятора термостата с атомом, $J_0^{(\alpha)}, J_{\pm}^{(\alpha)}$ - генераторы неприводимого представления группы $SU(2)$, действующие на состояния двухуровневого атома с номером α .

Влияние внешнего лазерного возмущения также учитывается слагаемым вида:

$$\hat{H}_{\text{reg}} = \hbar \sum_{\alpha} \left[\xi_{\alpha}(t) \hat{J}_+^{(\alpha)} + \bar{\xi}_{\alpha}(t) \hat{J}_-^{(\alpha)} \right], \quad (5)$$

здесь $\xi(t) = \xi_0 e^{-i(\omega_0 - \delta\omega)t}$ - функция, пропорциональная произведению напряженности внешнего поля и дипольного элемента перехода между атомными уровнями, $2\xi_0$ - частота Раби, $\delta\omega$ - отстройка частоты лазерного поля от частоты атомного перехода.

Переходя в представление взаимодействия по свободной атомной подсистеме и термостату, найдем полный оператор взаимодействия:

$$\begin{aligned} \hat{V}(t) &= e^{\frac{i}{\hbar}(\hat{H}_A + \hat{H}_T)t} (\hat{H}_{int} + \hat{H}_{reg}) e^{-\frac{i}{\hbar}(\hat{H}_A + \hat{H}_T)t} = \\ &= \hbar \sum_{\alpha} \left[\xi_{\alpha}(t) \hat{J}_{+}^{(\alpha)} e^{i\omega_0 t} + \bar{\xi}_{\alpha}(t) \hat{J}_{-}^{(\alpha)} e^{-i\omega_0 t} \right] + \hbar \sum_j \left[f_j \hat{J}_{+}^{(\alpha)} \hat{b}_j e^{-i(\omega_j - \omega_0)t} + \bar{f}_j \hat{J}_{-}^{(\alpha)} \hat{b}_j^{+} e^{i(\omega_j - \omega_0)t} \right]. \end{aligned} \quad (6)$$

В этом представлении уравнение Лиувилля для матрицы плотности всей системы имеет вид:

$$i\hbar \frac{\partial \hat{\rho}_{\alpha\Gamma}}{\partial t} = [\hat{V}(t), \hat{\rho}_{\alpha\Gamma}]. \quad (7)$$

Интегрируя его, и учитывая то, что малая подсистема не воздействует существенным образом на термостат, получим уравнение для редуцированной матрицы плотности атомной подсистемы. При выводе редуцированного уравнения используется приближение отсутствия начальных корреляций между атомами и термостатом и факторизуемость начальной матрицы плотности.

В случае изолированного атома:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} &= -\frac{i}{\hbar} \sum_j \int_0^t d\tau \left(|f_j|^2 <N> [J_- J_+ \rho(t-\tau) - J_+ \rho(t-\tau) J_-] e^{-i(\omega_j - \omega_0)\tau} + \right. \\ &\quad \left. + |f_j|^2 (<N> + 1) [J_+ J_- \rho(t-\tau) - J_- \rho(t-\tau) J_+] e^{i(\omega_j - \omega_0)\tau} + h.c. \right) \end{aligned} \quad (8)$$

где $<N> = \exp\left(\frac{\hbar\omega_j}{k_b T} - 1\right)^{-1}$ - среднее число бозонов в резервуаре на частоте ω_j .

Пусть время релаксации системы τ меньше характерного времени релаксации населенностей τ_{relax} , тогда мы можем разложить матрицу плотности в ряд по τ , ограничиваясь первыми двумя членами [3]:

$$\hat{\rho}(t-\tau) \approx \hat{\rho}(t) - \tau \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t}, \quad (9)$$

Первое слагаемое учитывает марковское приближение, а второе - эффект памяти.

Подставляя (8) в (9), и полагая, что $\langle N \rangle = 0$ - (нулевая температура термостата), получаем:

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}_{reg}, \hat{\rho}(0)] - \hat{L}_M \hat{\rho} - \hat{L}_{NM} \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t}, \quad (10)$$

где

$$\hat{L}_M \hat{\rho} = \frac{\gamma}{2} (J_+ \hat{\sigma}_- \hat{\rho} - 2J_- \hat{\rho} J_+ + \hat{\rho} J_+ J_-), \quad (11)$$

$$\hat{L}_{NM} \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = \frac{1}{2} \frac{\partial \gamma}{\partial (i\omega_0)} \left(J_+ J_- \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} - 2J_- \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} J_+ + \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} J_+ J_- \right). \quad (12)$$

Здесь $\gamma \sim |f_j|^2|_{\omega_j=\omega_0}$ - константа релаксации. Эффект памяти вызван взаимодействием атома с термостатом, поэтому мы можем заменить производную в уравнении (10) Марковским членом, что соответствует следующему порядку итерации в так называемой TCL технике проекционного оператора [1]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\hat{L}_M \hat{\rho} \quad (13)$$

Подставляя (13) в (10), получим:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}_{reg}(t), \hat{\rho}(0)] - \frac{\gamma}{2} (J_+ J_- \hat{\rho} - 2J_- \hat{\rho} J_+ + \hat{\rho} J_+ J_-) - i\kappa [J_+ J_- J_+ J_-, \hat{\rho}]. \quad (14)$$

Здесь $\kappa = \frac{1}{4} \gamma \cdot \frac{d\gamma}{d\omega} \Big|_{\omega=\omega_0}$ - параметр памяти системы.

Уравнение (14) является более простым по сравнению с традиционными интегро-дифференциальными уравнениями, которые учитывают эффекты памяти. Однако оно справедливо только для процессов с короткой памятью. При этом расчет показывает, что немарковские поправки в (14) не влияют на вероятности заселения атомных уровней, которые оказываются аналогичными Марковскому случаю.

3. УРАВНЕНИЕ ФОККЕРА-ПЛАНКА И ЕГО РЕШЕНИЕ

Дальнейшее рассмотрение связано с нахождением уравнения Фоккера-Планка (УФП) для операторного уравнения (14). Будем следовать методу, изложенному в работе [4].

Учтем, что матрица плотности $\hat{\rho}(t)$ атомной подсистемы действует в подпространстве неприводимого полносимметричного представления группы $SU(2)$. Используем для матрицы плотности диагональное представление Глаубера - Сударшана:

$$\hat{\rho}(t) = \int_{\mathcal{C}} d\mu_j(z) P(z, \bar{z}, t) |z\rangle\langle z|, \quad (15)$$

где $P(z, \bar{z}, t)$ - контравариантный символ матрицы плотности, $|z\rangle$ - когерентные состояния группы $SU(2)$, $d\mu_j(z)$ - инвариантная мера на однородном пространстве $SU(2)/U(1)$, определяемая следующим образом:

$$\int_{\mathcal{C}} d\mu_j(z) |z\rangle\langle z| = \hat{I}, \quad (16)$$

$$\text{Здесь } d\mu_j(z) = \frac{2j+1}{\pi} \frac{d \operatorname{Re}(z) d \operatorname{Im}(z)}{(1+z\bar{z})^2}.$$

Операторы группы $SU(2)$ действуют на проекторы $|z\rangle\langle z|$ следующим образом [4]:

$$\hat{J}_+ |z\rangle\langle z| = \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{2j\bar{z}}{1+z\bar{z}} \right) |z\rangle\langle z|, \quad (17)$$

$$\hat{J}_- |z\rangle\langle z| = \left(-z^2 \frac{\partial}{\partial z} + \frac{2jz}{1+z\bar{z}} \right) |z\rangle\langle z|, \quad (18)$$

$$\hat{J}_0 |z\rangle\langle z| = \left(z \frac{\partial}{\partial z} - j \frac{1-z\bar{z}}{1+z\bar{z}} \right) |z\rangle\langle z|, \quad (19)$$

Подставляя формулу (15) в операторное уравнение (14) и учитывая выражения (16) - (21), мы можем получить УФП, которое выписано здесь для случая одного кубита ($j=1/2$):

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} = & \frac{\gamma}{2} \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(z + \frac{\partial}{\partial z} z^2 + \frac{\partial}{\partial z} z^2 \bar{z}^2 \right) f + \frac{\partial}{\partial \bar{z}} \left(\bar{z} + \frac{\partial}{\partial \bar{z}} \bar{z}^2 + \frac{\partial}{\partial \bar{z}} z^2 \bar{z}^2 \right) f \right] + \\ & + i\kappa \left[z^2 \frac{\partial^2 f}{\partial z^2} - \bar{z}^2 \frac{\partial^2 f}{\partial \bar{z}^2} + 3 \left(z \frac{\partial f}{\partial z} - \bar{z} \frac{\partial f}{\partial \bar{z}} \right) \right], \end{aligned} \quad (20)$$

$$\text{где } f(z, \bar{z}; t) = \frac{P(z, \bar{z}; t)}{(1+z\bar{z})^2}.$$

Если j мало, как в рассматриваемом случае, данное уравнение можно эффективно решить при помощи разложения по сферическим функциям:

$$f(z, \bar{z}; t) = \sum_{l=0}^{2j} \sum_{m=-l}^m F_{lm}(t) Y_{lm}(z, \bar{z}). \quad (21)$$

Функции $Y_{lm}(z, \bar{z})$ образуют полную и ортонормированную систему функций на сфере Блоха $\bar{C} = U(1) \setminus SU(2) \approx S_2$ с мерой $d\mu(z) = \frac{d \operatorname{Re}(z) d \operatorname{Im}(z)}{(1 + z\bar{z})^2}$.

Они удовлетворяют системе уравнений:

$$\left[(1 + z\bar{z})^2 \frac{\partial^2}{\partial z \partial \bar{z}} + l(l+1) \right] Y_{lm}(z, \bar{z}) = 0, \quad \left(\bar{z} \frac{\partial}{\partial \bar{z}} - z \frac{\partial}{\partial z} \right) Y_{lm}(z, \bar{z}) = m Y_{lm}(z, \bar{z}), \quad (22)$$

где $(1 + z\bar{z})^2 \frac{\partial^2}{\partial z \partial \bar{z}}$ - оператор Лапласа-Бельтрами на сфере Блоха.

Подставляя разложение (21) в УФП (20) и используя ортонормированность сферических функций, можно получить систему уравнений для коэффициентов F_{lm} . Явный вид сферических функций, которые необходимы в случае одного кубита, следующий:

$$\begin{aligned} Y_{00}(z, \bar{z}) &= \frac{1}{\sqrt{\pi}}, \quad Y_{1-1}(z, \bar{z}) = \sqrt{\frac{6}{\pi}} \frac{z}{1 + z\bar{z}}, \\ Y_{10}(z, \bar{z}) &= \sqrt{\frac{3}{\pi}} \frac{1 - z\bar{z}}{1 + z\bar{z}}, \quad Y_{11}(z, \bar{z}) = -\sqrt{\frac{6}{\pi}} \frac{\bar{z}}{1 + z\bar{z}} \end{aligned} \quad (23)$$

В результате здесь необходимо найти решение системы 4-х дифференциальных уравнений.

$$\begin{cases} \dot{F}_{00}(t) = 0, \\ \dot{F}_{1-1}(t) = -\frac{\gamma}{2} F_{1-1}(t) + \frac{i\kappa}{4} F_{11}(t), \\ \dot{F}_{10}(t) = \sqrt{3}\gamma F_{00}(t) - \gamma F_{10}, \\ \dot{F}_{11}(t) = -\frac{\gamma}{2} F_{11}(t) - \frac{i\kappa}{4} F_{1-1}. \end{cases} \quad (24)$$

Известно [4], что общее решение УФП может быть записано через пропагатор (или функцию Грина), которая в данном случае имеет вид:

$$K(z, \bar{z}; t | z', \bar{z}'; 0) = F_{00}(t) Y_{00}(z, \bar{z}) + F_{1-1}(t) Y_{1-1}(z, \bar{z}) + F_{10}(t) Y_{10}(z, \bar{z}) + F_{11}(t) Y_{11}(z, \bar{z}), \quad (25)$$

где коэффициенты F_{lm} , должны удовлетворять начальным условиям, обеспечивающим обращение пропагатора в двумерную δ -функцию Дирака на сфере Блоха.

После простых, но громоздких вычислений пропагатор принимает следующий вид:

$$K(z, \bar{z}; t | z', \bar{z}', 0) = \left[e^{-\gamma t} \left(6(-1 + z\bar{z})z'\bar{z}' - 2e^{\gamma t}(-2 + z\bar{z})(1 + z'\bar{z}') + \right. \right. \\ \left. \left. + 6e^{-\frac{\gamma t}{2}} \left((\bar{z}z' + z\bar{z}') \cosh \left[\frac{\kappa t}{2} \right] + i(-zz' + \bar{z}\bar{z}') \sinh \left[\frac{\kappa t}{2} \right] \right) \right) \right] / [\pi(1 + z\bar{z})(1 + z'\bar{z}')] \quad (26)$$

Зная пропагатор, мы можем перейти к нахождению формы контура линии излучения.

4. КОНТУР ЛИНИИ СПЕКТРА ИЗЛУЧЕНИЯ

Контур линии излучения может быть рассчитан согласно следующей формуле [4]:

$$g(\omega) = \text{Re} \int_0^\infty dt e^{i\omega t} \langle \hat{J}_+(t) \hat{J}_-(0) \rangle, \quad (27)$$

где $\langle \hat{J}_+(t) \hat{J}_-(0) \rangle$ - корреляционная функция атомных операторов перехода:

$$\langle \hat{J}_+(t) \hat{J}_-(0) \rangle = \iint \langle z | \hat{J}_+^0(t) | z \rangle K(z, \bar{z}; t | z', \bar{z}'; 0) P_{\hat{J}_-, \hat{\rho}(0)}(z', \bar{z}'; 0) d\mu(z, \bar{z}) d\mu(z', \bar{z}'),$$

здесь $\hat{J}_+^0(t) = \hat{U}_0^{-1}(t) \hat{J}_+ \hat{U}_0(t)$, $\hat{U}_0(t)$ - оператор эволюции изолированного атома,

а $P_{\hat{J}_-, \hat{\rho}(0)}$ - P-символ произведения операторов $\hat{J}_- \cdot \hat{\rho}(0)$, где $\hat{\rho}(0)$ - матрица плотности атома в начальный момент времени $t = 0$.

Для расчета удобно положить, что в начальном состоянии кубит был приготовлен в когерентном состоянии $|z_0\rangle$, тогда $\hat{\rho}(0) = |z_0\rangle\langle z_0|$ и поэтому

$$P_{\hat{J}_-, \hat{\rho}(0)} = \frac{3}{\pi} \left(\frac{z'}{1 + z'\bar{z}'} + \frac{z'(3 - 5z'\bar{z}')}{(1 + z'\bar{z}')^2} \frac{1 - z_0\bar{z}_0}{1 + z_0\bar{z}_0} + \frac{2z'\bar{z}'(3 - z'\bar{z}')}{(1 + z'\bar{z}')^2} \frac{z_0}{1 + z_0\bar{z}_0} + \frac{8z'^2}{(1 + z'\bar{z}')^2} \frac{\bar{z}_0}{(1 + z_0\bar{z}_0)} \right).$$

Учитывая нормировку: $\int_{-\infty}^{\infty} g(\omega) d\omega = 1$ и вычисляя Фурье-образ от корреляционной функции, находим профиль контура линии излучения кубита с учетом памяти

$$g(\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\gamma/2}{((\omega - \omega_0) - \kappa)^2 + \gamma^2/4}. \quad (28)$$

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Видно, что рассчитанный профиль контура линии тривиально отличается от лоренцева контура для двухуровневого атома, получаемого в Марковском приближении (сдвигом максимума на величину, пропорциональную параметру немарковости κ). Он также получился имеющим ту же ширину линии, равную γ . Отсюда ясно, что исследуя экспериментально спектр флуоресценции одиночного двухуровневого атома, вряд ли возможно измерить параметр κ . Необходимо искать такие условия, в которых даже короткая память привела бы к существенному и заметному искажению профиля линии. Такие эффекты можно обнаружить либо учитывая следующие порядки малости в разложении (9), либо рассматривая системы более сложные, чем один кубит, например, систему двух кубитов с учетом их диполь-дипольного взаимодействия. См. по этому поводу, например, статью [5], где, однако, не рассматривалось сведение операторного кинетического уравнения с памятью к уравнению типа Фоккера-Планка. Решение этой задачи будет опубликовано нами отдельно.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Breuer H.-P., Petruccione F. / Theory of Open Quantum Systems. Oxford: Oxford University Press, 2002. 630 p.
2. Горохов А.В., Михайлов В.А., Семин В.В. Уравнение Фоккера-Планка в теории релаксации двухуровневых атомов во внешних полях, //Теоретическая физика, 2008. Т. 9. С. 171-178.
3. Gangopadhyay G., Ray D. Non-Markovian master equation for linear and nonlinear systems.// Phys. Rev. A. 1992. V. 46. N3. P. 1507-1515.
4. Горохов А.В. Методы теории групп в задачах квантовой физики. Ч. 3.Куйбышев: Изд-во Куйбышевского госуниверситета. 1983. 97 с.
5. Семин В.В., Горохов А.В., Немарковская релаксация квантовых систем и вычисление формы спектральных линий // Письма в ЭЧАЯ. 2011. Т. 8. № 5(168). С. 785-789.

РАСЧЁТ И ИССЛЕДОВАНИЕ ВТОРИЧНОЙ ОПТИКИ ДЛЯ СВЕРХМОЩНЫХ СВЕТОДИОДОВ (CREE XLAMP XR-G WHITE)

К.В. Становова, А.А. Белоусов

*Самарский государственный аэрокосмический университет
им. академика С.П. Королева
(национальный исследовательский университет),
кафедра технической кибернетики
(443086, г. Самара, Московское шоссе, 34)
sky2412@gmail.com, adark@narod.ru*

АННОТАЦИЯ

Представлен метод расчёта преломляющей поверхности, формирующей заданное распределение освещённости с большими угловыми размерами при протяжённом источнике излучения. Метод основан на градиентной оптимизации преломляющей поверхности, представленной в виде бикубического сплайна в сферических координатах.

1. ВВЕДЕНИЕ

Использование светоизлучающих диодов (СИД) становится всё более масштабным [1]. СИД компактны, устойчивы к вибрациям и механическим ударам, имеют большой срок службы и большую эффективность.

В настоящей работе проведён расчёт вторичной оптики светодиодного прожектора. Данное светотехническое устройство позволяет равномерно освещать заданные области большой площади, при малом размере самого прожектора.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Геометрия задачи представлена на рисунке 1. В качестве источника излучения предлагается использовать светодиодный прожектор. Светодиодный планарный прожектор состоит из набора СИД, установленных в одной плоскости. Каждый СИД снабжён преломляющим оптическим элементом (вторичной оптикой), который формирует требуемое распределение освещённости.

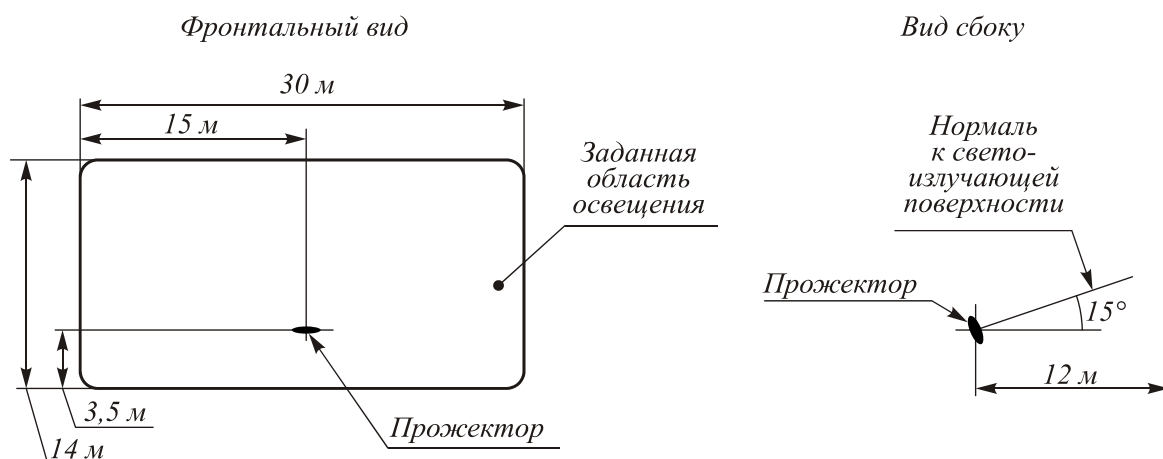


Рис. 1. Схема расположения светодиодного прожектора и освещаемой области

Необходимо рассчитать оптический преломляющий элемент из условия формирования требуемого распределения освещённости в заданной области от протяжённого источника излучения. Форма этого элемента будет одинакова для всех СИД планарного прожектора.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЁТА

Оптический элемент был получен при помощи метода расчёта преломляющей поверхности для формирования заданного распределения освещённости [2]. Данный метод позволяет рассчитать оптический элемент, формирующий заданное распределение освещённости с большими угловыми размерами при протяжённом источнике излучения. Метод использует непараксиальное приближение и учитывает френелевские потери при преломлении на границе оптического элемента.

Метод основан на градиентной оптимизации преломляющей поверхности, представленной в виде бикубического сплайна в сферических координатах. Его параметрами являются значения радиус-вектора и его производных в узлах сплайновой сетки [3]. При расчёте, использовалась сетка (φ_i, ψ_j) , $\varphi_i = i\pi/4$, $i = 0, 1, \dots, 8$, $\psi_j = j\pi/7$, $j = 0, 1, \dots, 7$. Она имеет 64 узла, что соответствует 256 параметрам оптимизации (64 значения радиус-вектора, 128 значений его первых производных и 64 значения смешанной производной). В случае формирования симметричных распределений освещённости в прямоугольной или эллиптической области достаточно определить функцию $r(\varphi, \psi)$ только в первом квадранте. Это позволяет более чем в четыре раза снизить количество параметров оптимизации.

Для градиентной оптимизации использовался поиск по методу Бройдена-Флетчера-Голдфарба-Шанно [4]. В качестве начального приближения для оптимизации был взят оптический элемент, формирующий равномерное распределение освещённости в круглой области [5,6]. Сплайновая сетка (определённая в первом квадранте) имела 24 узла, что соответствовало 61 параметру оптимизации (с учётом свойств симметрии). Оптимизация заняла порядка 2 часов на компьютере с процессором Intel® Core™2 Quad 9400.

На рисунке 2 представлен рассчитанный оптический элемент. Данная оптическая поверхность была рассчитана для СИД Cree XLamp XP-G White (рисунок 3). Световой поток данного СИД составляет 92 люмен/Ватт, размер излучающего тела $1,5 \times 1,5$ мм. На рисунке 4 представлена диаграмма направленности излучения такого источника. Расположение рассчитанного преломляющего элемента и СИД показано на рисунке 5.

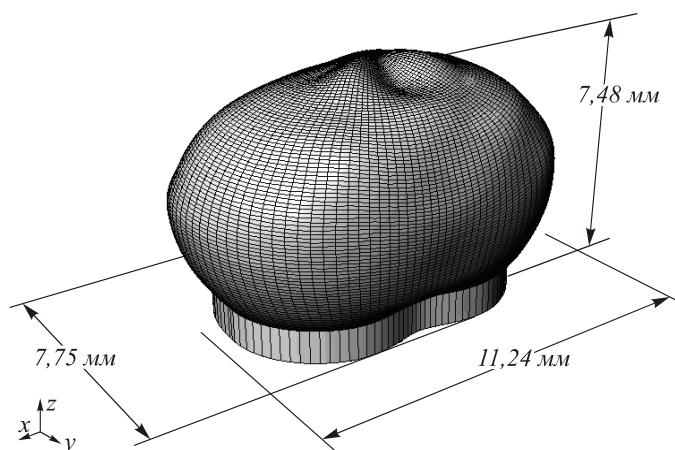


Рис. 2. Геометрия рассчитанного оптического элемента

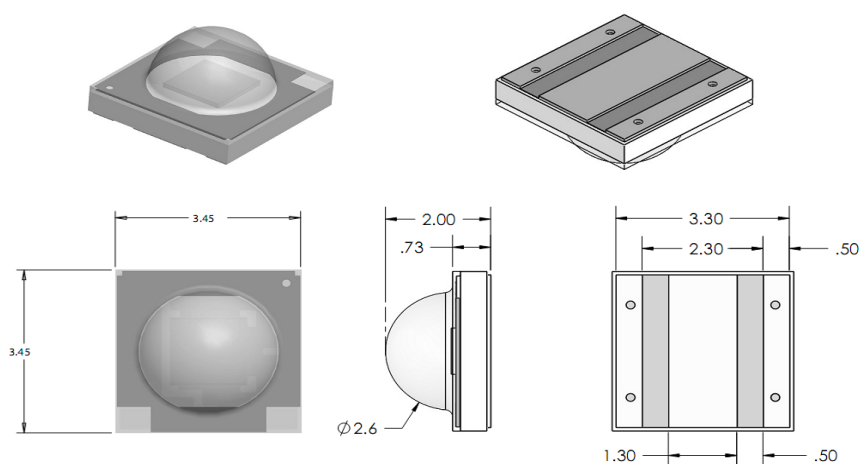


Рис. 3. СИД Cree XLamp XP-G White (размеры приведены в мм)

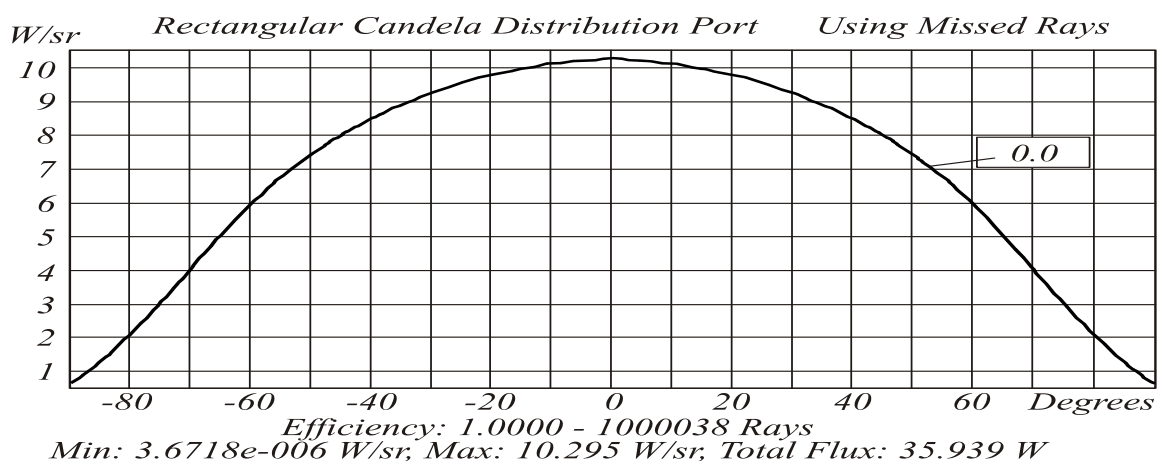


Рис. 4. Диаграмма направленности излучения СИД

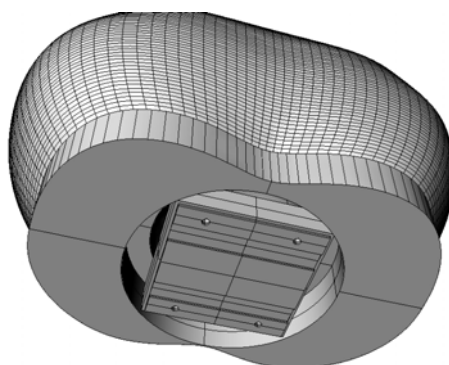


Рис. 5. Расположение СИД относительно рассчитанного оптического элемента

На рисунке 6 изображено распределение освещённости, формируемое рассчитанным оптическим элементом на выходной плоскости. Энергетическая эффективность элемента составляет 75,4 %, а неравномерность освещённости – менее 9,9 %. Распределение освещённости на рисунке 6 получено с помощью специализированного программного обеспечения TracePro®. Моделирование проводилось для одного миллиона лучей.

При производстве светотехнических устройств крайне важна точность изготовления оптических элементов.

Чтобы понять, насколько точно был построен оптический преломляющий элемент, сравним диаграммы направленности, полученную при помощи TracePro® (рисунок 4.) и экспериментальной установки (standa 052302).

На рисунке 7 приведены значения диаграмм направленности рассчитанного и спроектированного оптического элемента в сечении 90°.

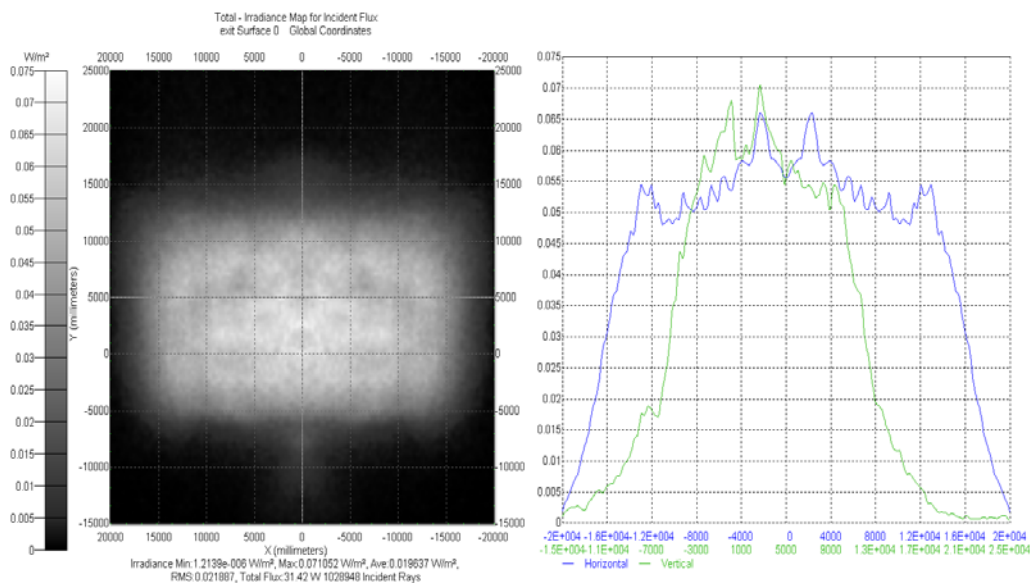


Рис. 6. Распределение освещённости, формируемое рассчитанным оптическим элементом

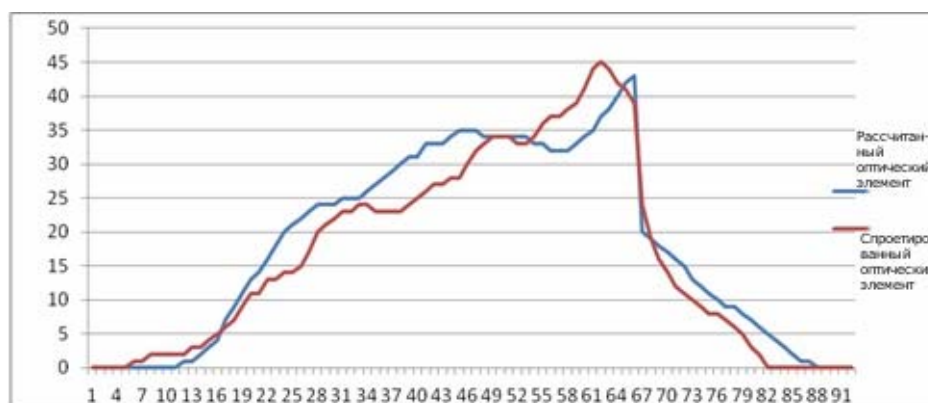


Рис. 7. Сравнение диаграмм направленности рассчитанного и спроектированного оптического элемента в сечении 90^0

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе получены следующие результаты:

- рассчитана вторичная оптика светодиодного прожектора, формирующего равномерное распределение освещённости в прямоугольной области 30×14 м (в качестве источника излучения был использован светоизлучающий диод Cree XLamp XP-G White);
- энергетическая эффективность рассчитанного оптического элемента превосходит 75 %,
- относительное среднеквадратичное отклонение формируемого распределения освещённости от заданного – менее 10%.

- при помощи анализа диаграмм направленности проведено исследование, показывающее точность производства светотехнического устройства.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Muschaweck, J. Tailored LED lowbeam headlamps / J. Muschaweck // Laser + Photonik. – 2004. – V. 2004/02. – P. 26-28.
2. Моисеев, М.А. Расчёт преломляющего оптического элемента для формирования заданного распределения освещённости при протяжённом источнике излучения / М.А. Моисеев, Л.Л. Досколович // Компьютерная оптика. – 2009. – Т. 34, № 2. – С. 194-202.
3. Boor, C.De A Practical Guide to Splines / Carl De Boor – N.Y.: Springer, 2001. – 346 pp.
4. Gill, Ph.E. Practical Optimization / Ph.E. Gill, W. Murray, M.H. Wright – N.Y.: Springer, 1981. – 401 pp.
5. Моисеев, М.А. Расчет радиально-симметричных преломляющих поверхностей с учётом френелевских потерь / Л.Л. Досколович, М.А. Моисеев // Компьютерная оптика. – 2008. – Т. 32, № 2. – С. 201-203
6. Белоусов, А.А. Расчет вторичной оптики светодиодного прожектора для формирования заданного распределения освещенности / Моисеев М.А. // Вестник Самарского государственного аэрокосмического университета имени академика С.П. Королева (национального исследовательского университета). – 2008. – Т.24, № 4 – С. 148-158

АНАЛИЗ АМПЛИТУДЫ ВОССТАНОВЛЕННОЙ С ДИНАМИЧЕСКОЙ ГОЛОГРАММЫ ВОЛНЫ С УЧЕТОМ ИЗМЕНЯЮЩИЙСЯ ВО ВРЕМЕНИ ИНТЕНСИВНОСТИ ОПОРНОЙ ВОЛНЫ

А.В. Федорова

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

АННОТАЦИЯ

Получена система дифференциальных уравнений, описывающая временную зависимость амплитуды волны, восстановленной с динамической голограммы, с учетом временной зависимости опорной волны. Проанализированы зависимости положения максимума и длительности амплитуды объектной волны от длительности световой волны, от запаздывания сигнальной волны относительно опорной волны.

1. ВВЕДЕНИЕ

Наряду с изучением пространственных характеристик волны с обращенным волновым фронтом (ОВФ), получаемой в результате записи-считывания динамической голограммы, актуальной задачей является анализ временной структуры волны с ОВФ. Знание пространственно-временных характеристик показывает возможность применения динамической голограммы в задачах коррекции фазовых искажений [1,2].

Среди большого числа нелинейных сред, используемых для получения волны с ОВФ, широкое применение получили среды, описываемые системой энергетических уровней [3,4].

Существует ряд работ, позволяющих при условии неизменности во времени амплитуд опорной и считывающей волн с использованием понятия временного отклика установить однозначную связь между временными зависимостями комплексной амплитуды объектной и сигнальной волн. Показано, что в системе, состоящий из N энергетических уровней, времен-

ной отклик представляет из себя сумму $N-1$ экспоненциальных функций [5].

Представляет интерес изучение временной структуры волны с ОВФ при учете изменения во времени амплитуды опорной волны.

В настоящей работе для тонкой динамической голограммы, моделируемой двухуровневой системой энергетических уровней, проведен анализ временной зависимости волны с ОВФ с учетом изменяющейся во времени по гауссову закону амплитуд и сигнальной опорной волн.

2. МОДЕЛЬ ДВУХУРОВНЕВОЙ НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЫ

Имеем среду, моделируемую двухуровневой схемой энергетических уровней, с заселенностями основного (состояние 1) и возбужденного (состояние 2) уровней соответственно N_1 и N_2 . Под действием излучения интенсивностью I наблюдается переход частиц из состояния 1 в состояние 2 с вероятностью $\sigma_{12}I$. Переход частиц из состояние 2 в состояние 1 может происходить как спонтанно с вероятностью δ_{21} , так и вынужденно с вероятностью $\sigma_{21}I$.

Кинетическое уравнение для заселенности основного энергетического уровня имеет вид:

$$\frac{dN_1}{dt} = -N_1 \{ I(\sigma_{12} + \sigma_{21}) + \delta_{21} \} + N \{ I\sigma_{12} + \delta_{21} \}, \quad (1)$$

где $\sigma_{12}(\sigma_{21})$ - сечение поглощения (испускания) между 1 и 2 энергетическими уровнями, N – общая концентрация молекул. Справедливо условие: $N = N_1 + N_2$.

С заселенностью основного и возбужденного уровней связан коэффициент поглощения α следующим соотношением: $\alpha = \sigma_{12}N_1 - \sigma_{21}N_2$.

3. ВЫВОД ОСНОВНЫХ УРАВНЕНИЙ, ОПИСЫВАЮЩИХ ЗАПИСЬ И СЧИТЫВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКОЙ ГОЛОГРАММЫ

Пусть на нелинейную среду толщиной l падают две плоские волны (опорная и сигнальная), записывающие голограмму с комплексными амплитудами $A_1 = A_{10}(t)\exp(-i\vec{k}_1\vec{r})$ и $A_3 = A_{30}(t)\exp(-i\vec{k}_3\vec{r})$, где $\vec{k}_{1,3}$ - волновые вектора, $\vec{r}$ – радиус-вектор (рис. 1).

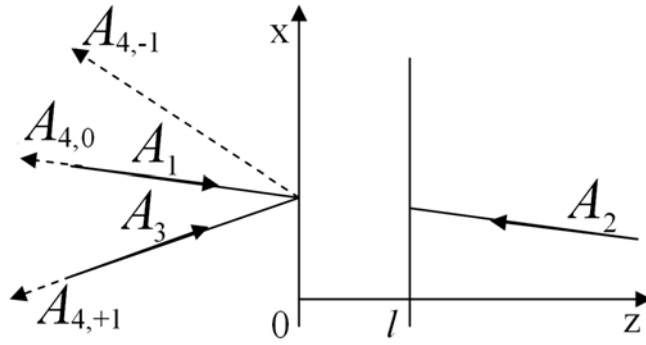


Рис. 1. Схема записи-считывания голограммы

Распределение интенсивности волн, записывающих голограмму, имеет вид:

$$I = AA^* = I_0 + A_{10}A_{30}^* \exp\left[-i(\vec{k}_1 - \vec{k}_3)\vec{r}\right] + A_{10}^*A_{30} \exp\left[+i(\vec{k}_1 - \vec{k}_3)\vec{r}\right], \quad (2)$$

где $I_0 = A_{10}A_{10}^* + A_{30}^*A_{30}$.

Периодическое изменение интенсивности излучения приводит к периодическому изменению заселенностей энергетических уровней.

Представим заселенности энергетических уровней в виде суммы:

$$N_m = \sum_{j=-\infty}^{\infty} N_{mj} \exp(-ijKx), \quad m = 1, 2, \quad (3)$$

где $K = (\vec{k}_1 - \vec{k}_3)_x$.

Выражение (3) записано при условии падения волн A_1 и A_3 на нелинейную среду под одинаковыми углами $((\vec{k}_1 - \vec{k}_3)_z = 0)$.

С учетом разложения числа частиц по гармоническим решеткам кинетическое уравнение для заселенности основного уровня распадается на два дифференциальных уравнения, которые имеют вид:

$$\frac{dN_{10}}{dt} = N[I_0(t)\sigma_{21} + \delta_{21}] - \frac{N_{10}}{\tau}, \quad (4)$$

$$\frac{dN_{11}}{dt} = -N_{10}A_{10}A_{30}^*(\sigma_{12} + \sigma_{21}) - \frac{N_{11}}{\tau} + N\sigma_{21}A_{10}A_{30}^*, \quad (5)$$

где $\frac{1}{\tau} = I_0(\sigma_{12} + \sigma_{21}) + \delta_{21}$.

При записи уравнений (4), (5) использовались следующие приближения:

- пространственное изменение заселенностей происходит по гармоническому закону ($N_{m1} \gg N_{m2} \gg \dots$);
- глубина модуляции заселенностей небольшая $N_{m0} \gg N_{m1}$.

Пусть одновременно с записью происходит считывание голограммы. Для этого на нелинейную среду навстречу волне A_1 распространяется считывающая волна с амплитудой $A_2 = A_{20} \exp(-i\vec{k}_2 \vec{r})$ ($\vec{k}_2 + \vec{k}_1 = 0$). В результате дифракции волны A_2 на решетке коэффициента поглощения, образованной при интерференции волн A_1 и A_3 , возникает волна A_4 .

Если нелинейная среда тонкая, $\alpha l \ll 1$, то амплитуда объектной волны за нелинейной средой имеет вид:

$$A_4 = A_2 \exp(-\alpha l). \quad (6)$$

Подставив в (6) выражение для коэффициента поглощения

$$\alpha = (\sigma_{12} + \sigma_{21}) [N_{10} + N_{11} \exp(-iKx) + N_{11}^* \exp(iKx)] - \sigma_{21} N, \quad (7)$$

получим

$$A_4 = A_2 \exp \left\{ -l(\sigma_{12} + \sigma_{21}) [N_{10} + N_{11} \exp(-iKx) + N_{11}^* \exp(iKx)] + l\sigma_{21} N \right\}. \quad (8)$$

Из (8) следует, что за нелинейной средой будет распространяться 3 волны ($A_4 = A_{4,0} + A_{4,+1} + A_{4,-1}$). Используя язык дифракции, это значит, что волны дифрагируют в 0 и ± 1 порядки. Навстречу волне A_3 распространяется волна, дифрагирующая в +1 порядке с амплитудой:

$$A_{4,+1} = A_2 \exp \left[-l(\sigma_{12} + \sigma_{21}) N_{10} + l\sigma_{21} N \right] l(\sigma_{12} + \sigma_{21}) N_{11}(t), \quad (9)$$

Из (9) следует, что временная зависимость волны $A_{4,+1}$ определяется временной зависимостью N_{11} .

4. ОБСУЖДЕНИ РЕЗУЛЬТАТОВ

Будем записывать динамическую голограмму световыми волнами, интенсивность которых меняется по гауссову закону:

$$A_1 A_1^* = B_1 \exp \left[-\frac{(t - t_0)^2}{\xi^2} \right], \quad A_3 A_3^* = B_3 \exp \left[-\frac{(t - t_0 - \tau)^2}{\xi^2} \right].$$

Здесь B_1 , B_3 – коэффициенты, определяющие максимальную интенсивность опорной и сигнальной волн, ξ – длительность световой волны, t_0 – время достижения интенсивности опорной волны максимального значения, τ – параметр запаздывания сигнальной волны относительно опорной волны. Для характеристики записи динамической голограммы введем

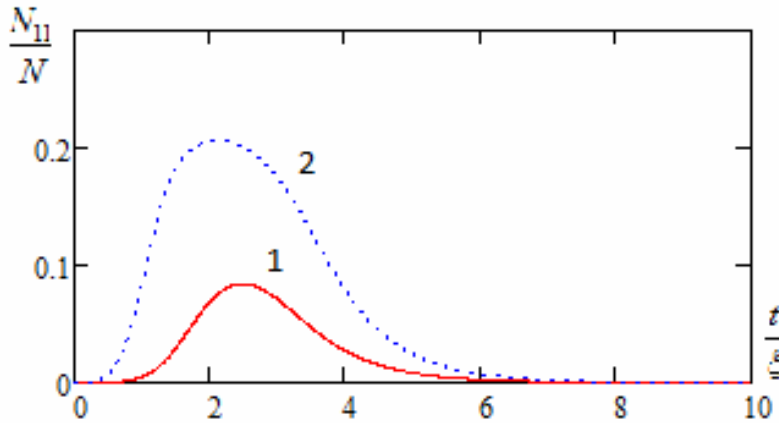


Рис. 2. Зависимость от времени амплитуды объектной волны при параметрах $\xi B_1 \sigma_{12} = 1$ (1), 3 (2), $t_0/\xi = 2$, $\eta = 0.6$ (1), 0.2 (2)

параметр $\eta = \frac{\delta_{21}}{2B_1 \sigma_{12}}$, характеризующий отношение вероятностей спонтанного перехода из состояния 2 в состояние 1 к вероятности вынужденного перехода частиц из состояния 1 в состояние 2.

На рисунке 2 при отсутствии запаздывания между опорной и сигнальной волнами ($\tau = 0$) и $B_1 = B_3$ приведены характерные графики временной зависимости модуля амплитуды объектной волны, полученные численным решением уравнений (4) – (5) с использованием пакета программ Mathcad 14.

Из графиков видно, что со временем интенсивность опорной волны сначала увеличивается, достигает максимального значения при $t_{\max}$, затем уменьшается. Разность между временами достижения максимального значения интенсивностей объектной и опорной волн ($t_{\max} - t_0$) с увеличением интенсивности волн, записывающих динамическую голограмму, уменьшается.

С увеличением интенсивности волн, записывающих динамическую голограмму, длительность объектной волны возрастает. Причем в диапазоне изменения параметра $0.25 \leq \xi \sigma_{12} B_1 \leq 2$ и $0.15 \leq \eta \leq 12$ характер зависимости с точностью $\pm 5\%$ близок к линейному. Увеличение вероятности спонтанного перехода частиц из состояния 2 в состояние 1 приводит к уменьшению длительности объектной волны.

На рис. 3 – рис. 5 приведены графики зависимости смещения максимума объектной волны (рис. 3), величины максимума (рис. 4), длительности

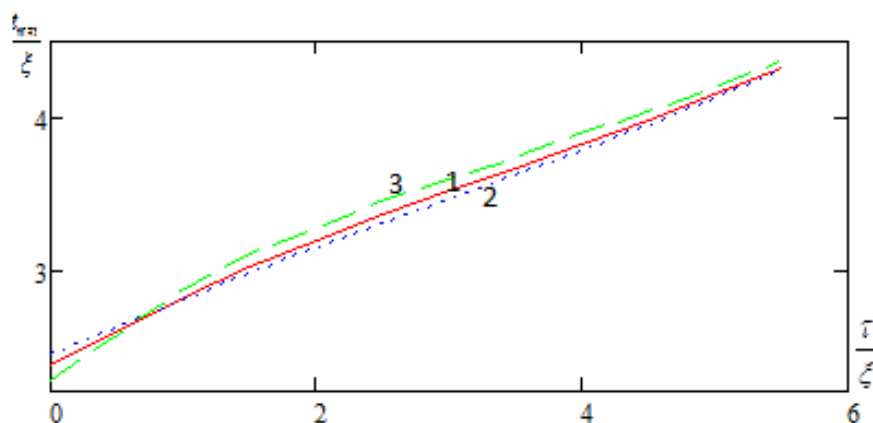


Рис. 3. Зависимость смещения максимума амплитуды объектной волны по времени от запаздывания одной из волн при разных отношениях вероятностей $\xi B_1 \sigma_{12} = 1(1), 0.5(2), 2(3)$, $t_0/\xi = 2$, $\eta = 1(1), 2(2), 0.5(3)$

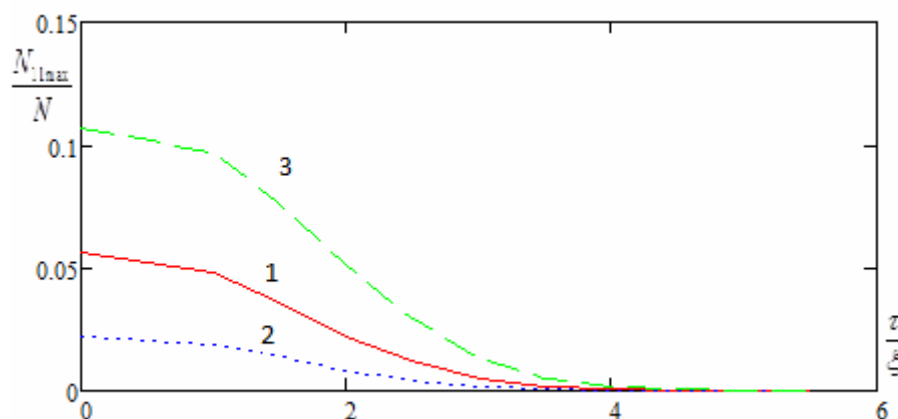


Рис. 4. Зависимости величины максимума амплитуды объектной волны от запаздывания одной волн при разных отношениях вероятностей $\xi B_1 \sigma_{12} = 1(1), 0.5(2), 2(3)$, $t_0/\xi = 2$, $\eta = 1(1), 2(2), 0.5(3)$

объектной волны (рис. 5) от времени запаздывания сигнальной волны относительно опорной при разных интенсивностях волн, записывающих динамическую голограмму. Увеличение временного сдвига между опорной и сигнальными волнами приводит к смещению максимума интенсивности объектной волны по закону близкому к линейному. При этом изменение интенсивности волн, записывающих динамическую голограмму, слабо влияет на характер зависимости $t_{\max}$ от τ . При фиксированной интенсивности волн, записывающих голограмму, с увеличением вероятности спонтанного перехода частиц из состояния 1 в состояние 2, скорость смещения максимума интенсивности объектной волны возрастает.

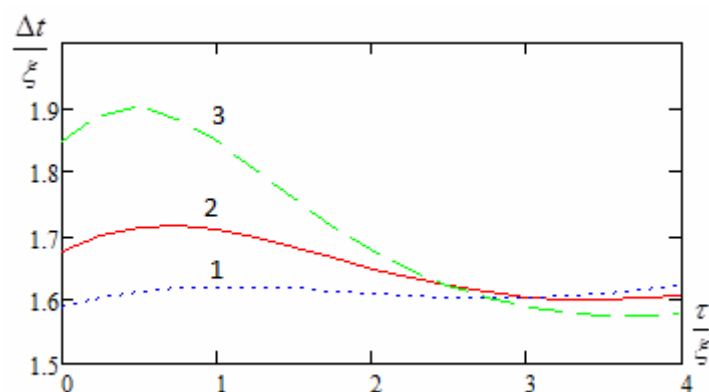


Рис. 5. Зависимость длительности объектной волны от запаздывания $\xi B_1 \sigma_{12} = 1$ (1), 0.5 (2), 2 (3), $t_0/\xi = 10$, $\eta = 1$ (1), 2 (2), 0.5 (3)

Увеличение запаздывания между опорной и сигнальной волнами приводит к монотонному уменьшению наибольшего значения модуля амплитуды объектной волны. Причем интенсивность волн, записывающих динамическую голограмму, практически не влияет на изменение этого уменьшения (рис. 4).

При длительности волн, записывающих динамическую голограмму, равных времени вынужденного перехода частиц из состояния 1 в состояние 2 ($\xi B_1 \sigma_{12} = 1$) и равных вероятностям спонтанного и вынужденного переходов ($\xi B_1 \sigma_{12} = \delta_{21}$) длительность объектной волны слабо зависит от временного сдвига сигнальной волны относительно опорной. При $\xi B_1 \sigma_{12} \neq 1$ с увеличением τ в начале наблюдается увеличение длительности объектной волны, а затем уменьшение с последующим выходом на постоянное значение (рис. 5).

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получена система дифференциальных уравнений, позволяющая численными методами проанализировать амплитуду волны, восстановленной с динамической голограммы, с учетом временной зависимости сигнальной и опорной волн.

Для опорной и сигнальной волн, изменяющихся во времени по гауссову закону, показано, что увеличение их интенсивности приводит к уменьшению разности между временами, при которых амплитуды опорной и объектной волн принимают наибольшее значение. Длительность объектной волны слабо зависит от временного сдвига опорной волны от-

носителем сигнальной при условии, если длительность волн, записывающих динамическую голограмму равна времени перехода частиц из основного в возбужденное состояние. Если это условие не выполняется, то длительность объектной волны с увеличением относительного сдвига опорной и сигнальной волн растет, достигая максимума, а затем уменьшается и выходит на постоянное значение.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В.В. Ивахник Обращение волнового фронта при четырехволновом взаимодействии. // Самара: Самарский университет, 2010, 246 с.
2. В.Г. Дмитриев Нелинейная оптика и обращение волнового фронта. // М.: Физматлит, 2003. 256 с.
3. Д.В. Горбачев, О.Г. Романов, А.Л. Толстик Преобразование сингулярных световых пучков при невырожденном четырехволновом взаимодействии в растворах красителей. // Известия РАН. Серия физическая, 2009.
4. А.Г. Сизых, Е.А. Тараканова Фотоиндуцированные процессы в твердых полимерных растворах красителей в интерференционном поле лазерного излучения. // Квантовая электроника, 1998, т. 25, № 12, с. 1126-1130.
5. Е.В. Воробьева, В.В. Ивахник, В.И. Никонов Запись динамической голограммы в растворе красителя с учетом диффузии.// Общая физика и электроника, 2005, с. 365-370.

ОСОБЕННОСТИ ОПТИЧЕСКОГО ОТКЛИКА И РЕЛАКСАЦИИ НЕМАТИКА, ДОПИРОВАННОГО КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ CDSE/ZNS

Д.П. Щербинин, Е.А. Коншина, И.Ф. Галин

Университет ИТМО

(197101, г. Санкт-Петербург, Кронверкский проспект, 49)

e-mail: shcherbinin.dmitrij@gmail.com

АННОТАЦИЯ

Данное исследование посвящено изучению электрооптических свойств жидкокристаллических сред, допированных полупроводниковыми квантовыми точками CdSe/ZnS с концентрацией в интервале 0,5-1,5 мг/мл. Получены экспериментальные зависимости времени отклика и релаксации, порогового напряжения эффекта Фредерикса и максимальной фазовой задержки от концентрации квантовых точек.

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из новых подходов к улучшению электрооптических свойств жидких кристаллов (ЖК) является допирование их наночастицами. Исследование динамики процессов отклика и релаксации жидких кристаллов, допированных наночастицами представляет интерес как для фундаментальных, так и прикладных исследований в области физики конденсированного состояния, а также практического использования нанокompозитных сред в фотонных устройствах. Добавление наночастиц изменяет параметр ориентационного порядка жидкого кристалла, который влияет на диэлектрическую анизотропию и коэффициенты упругости. Допирование 5CB наночастицами CdS средним размером 3,5 нм и концентрацией 0,1 и 0,2 вес. % приводило к уменьшению параметра ориентационного порядка и времени оптического отклика твист ячеек. Однако при этом наблюдалось увеличение времени релаксации в исходное состояние [1]. Замедление процесса релаксации жидкого кристалла обусловлено понижением коэффициента упругости ЖК при добавлении КТ [1]. Значительное уменьшение времени оптического отклика до 200 мкс наблюдалось в твист-ячейке с толщиной 8 мкм и содержанием 1 мг/мл квантовых точек CdSe/ZnS. Ускорению процесса переключения способствует уменьшение порогового напряжения

эффекта Фредерикса при допировании ЖК наночастицами. Вместе с тем с увеличением содержания полупроводниковых квантовых точек (КТ) CdSe/ZnS в нематике с положительной диэлектрической анизотропией наблюдалось понижение фазовой задержки, что связано с увеличением начального угла наклона директора ЖК [2].

Оптический отклик нематического жидкого кристалла сопровождается модуляцией интенсивности и фазы оптического сигнала. Время отклика определяется динамикой процесса переориентации директора в слое жидкого кристалла [3]. Ускорению процесса переориентации молекул нематика способствуют увеличение начального угла наклона директора и уменьшение энергии сцепления ЖК с поверхностью [4]. На время оптического отклика ЖК устройств существенное влияние оказывают параметры электрического поля. Наиболее эффективное воздействие на переориентацию ЖК молекул оказывает приложение постоянного потенциала электрического поля. [5,6] Для направленного создания нанокомпозитных сред на основе жидких кристаллов, допированных наночастицами, актуальным является проведение исследований динамики процесса переориентации молекул нематика и влияние на него концентрации наночастиц. Целью этой работы было исследование динамики отклика и релаксации ЖК ячеек с нематическим жидким кристаллом допированных полупроводниковыми квантовыми точками CdSe/ZnS и влияния на время переключения концентрации наночастиц.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

2.1. Способ изготовления ЖК ячеек

Все исследования проводились на плоскопараллельных ячейках с фиксированным зазором, состоящих из двух стеклянных подложек, на поверхность которых были нанесены слои прозрачного проводящего электрода на основе окислов индия и олова. Для создания гомогенной ориентации ЖК в качестве ориентирующего слоя использовался натертый полиимид. Толщину зазора ЖК ячеек контролировали путем измерения емкости пустой ячейки. В работе использовали ЖК-1282 (НИОПИК) с оптической анизотропией $\Delta n = 0,17$ на длине волны 632,8 нм и диэлектрической анизотропией $\Delta \epsilon = 9,9$ на частоте 1 кГц. Полупроводниковые КТ CdSe/ZnS типа ядро-оболочка размером 3.5 нм использовали для допирования ЖК. Навески КТ 0.05, 0.1 и 0.15 мг/мл добавлялись в нематическую мезофазу ЖК. Перед заполнением ячеек суспензия ЖК с КТ перемешивались в ульт-

развуковой ванне около 1 часа. В таблице 1 приведены данные о толщине слоя ЖК и концентрация КТ исследуемых ЖК ячеек.

2.2. Измерение электрооптических характеристик ЖК ячеек

При проведении экспериментов по измерению электрооптических характеристик ЖК ячеек была использована классическая оптическая схема. Ячейка с ЖК размещалась между двумя скрещенными поляризаторами. В качестве источника излучения использовался полупроводниковый лазерный диод с длиной волны 0,65 мкм. Исследования особенностей оптического отклика и релаксации ЖК ячеек проводились с помощью многокомпонентной модульной системы управления на основе LTR34, позволяющей гибко изменять параметры электрического поля. С помощью компьютерной программы проводились автоматический ввод/вывод и обработки аналоговых и цифровых данных, а также управления оптическим откликом ЖК устройств. [Свидетельство о гос. регистрации №20116115197 от 9 сентября 2011г. Программа для управления параметрами электрического поля в ЖК устройствах.] Измерения динамических характеристик ЖК ячеек проводилось при приложении переменного электрического поля с напряжением pick-to-pick 30 В и частотой 1 кГц. Временные зависимости оптического отклика и релаксации регистрировались с помощью компьютерной программы для тестирования ЖК ячеек. [Свидетельство о гос. регистрации № 2012611388 от 12.04.2012. Программа для тестирования оптических жидкокристаллических компонентов.]

Таблица 1. Параметры ЖК ячеек

№ ЖК ячейки	Толщина НЖК, мкм	Концентрация КТ, мг/мл
1	14,5	0
2	13,2	0,5
3	13,4	1
4	13.6	1.5

2.3. Влияние допирования квантовыми точками CdSe/ZnS на оптический отклик и релаксацию нематического жидкого кристалла

Увеличение концентрации КТ в ЖК ячейках приводило к снижению порогового напряжения, как видно из зависимости на рис. 1. Значения порогового напряжения получены путем экстраполяции зависимостей фазовой

задержки от эффективного напряжения, приложенного к ЖК ячейкам [ОЖ 2006]. Изменение величины порога связано с уменьшением параметра порядка, который влияет на коэффициент упругости и диэлектрическую анизотропию жидкого кристалла, в соответствии с формулой

$$U_{th} = \pi \sqrt{K_{11}} / \sqrt{\epsilon_o \Delta \epsilon}, \quad (1)$$

где K_{11} – коэффициент упругости splay деформации, $\Delta \epsilon$ - диэлектрическая анизотропия ЖК и ϵ_0 диэлектрическая проницаемость вакуума.

Оценка начального угла наклона директора в ЖК ячейках, по изменению максимального значения фазовой задержки показала, что при вариации концентрации от 0,5 до 1,5 мг/мл он изменялся на ~8 градусов. Зависимость максимальной фазовой задержки измеренной классическим способом показана на рисунке 2. Зависимость рассчитанного угла преднаклона представлена на рисунке 3.

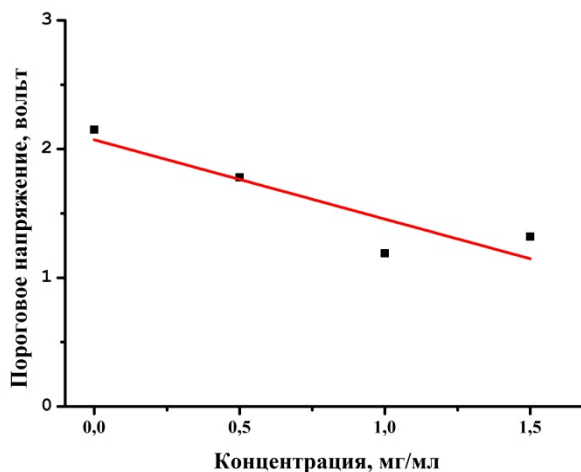


Рис. 1. Изменение порогового напряжения ЖК ячеек в результате допирования $KT\ CdSe/ZnS$

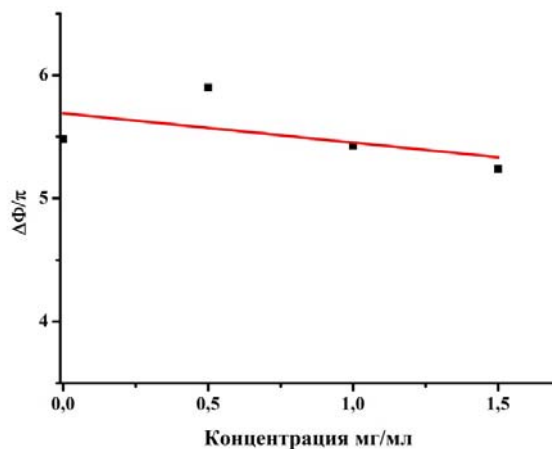


Рис. 2. Изменение фазовой задержки ЖК ячеек в результате допирования $KT\ CdSe/ZnS$

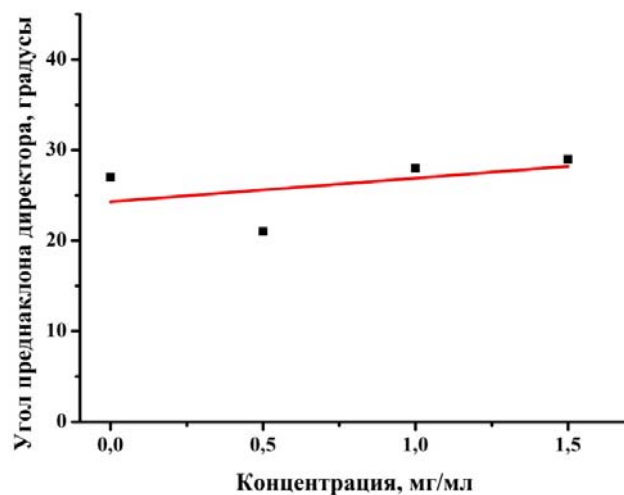


Рис. 3. Изменение угла преднаклона директора ЖК ячеек в результате допирования КТ CdSe/ZnS

Понижение порога должно способствовать уменьшению времени оптического отклика ЖК ячеек допированных КТ в соответствии с формулой

$$\tau_{on} = \frac{\gamma_1}{\varepsilon_0 \Delta \varepsilon(f_l)} \frac{d^2}{(U^2 - U_{th}^2)}, \quad (2)$$

где γ_1 – вязкость и d – толщина слоя ЖК. Экспериментальная зависимость времени полного отклика от концентрации КТ на рисунке 4 свидетельствует о том, что с увеличением её от 0,5 до 1,5 мг/мл время отклика ЖК ячейки уменьшается.

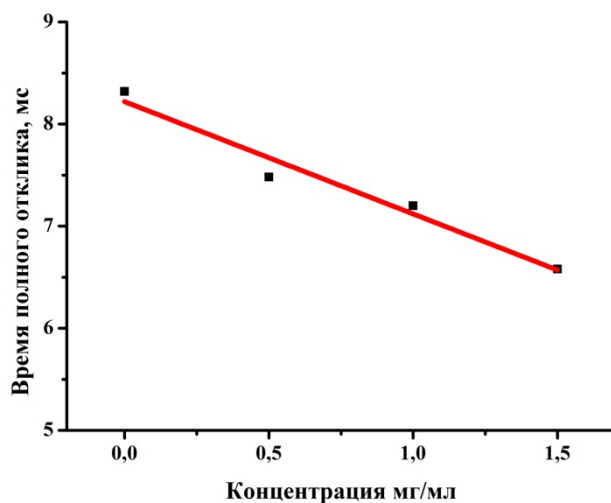


Рис. 4. Изменение времени полного отклика ЖК ячеек в результате допирования КТ CdSe/ZnS

Вместе с тем добавление КТ в ЖК привело к замедлению процесса релаксации. Время естественной релаксации при SB-деформации нематика зависит от вязкости и коэффициента упругости K_{33} в соответствии с формулой

$$\tau_{off} = \gamma_1 d^2 / \pi^2 K_{33} \quad (3)$$

Увеличение концентрации КТ должно приводить к уменьшению параметра ориентационного порядка и понижению упругости нематика, что вызывает увеличение времени релаксации. Кроме того, введение в ЖК матрицу различных примесей, в том числе и квантовых точек может увеличивать концентрацию объемного заряда, накапливаемого на межфазных границах ЖК ячейки, что так же способствует увеличению времени релаксации. Зависимость времени естественной релаксации от концентрации квантовых точек показана на рисунке 5.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы провели экспериментальные исследования оптических и динамических характеристик ЖК ячеек с нематическим жидким кристаллом, гомогенно ориентированным натертым полиимидом и допированным полупроводниковыми квантовыми точками CdSe/ZnS. Полученные зависимости свидетельствуют о том, что с увеличением концентрации КТ до 1,5 мг/мл наблюдается понижение порогового напряжения, связанное с изменением параметра порядка и изменением анизотропных и вязкоупругих свойств. При этом наблюдалось увеличение угла преднаклона директора до 8° . Показано, что увеличение концентрации квантовых точек до 1,5 мг/мл время оптического отклика уменьшалось в 1,5 раза.

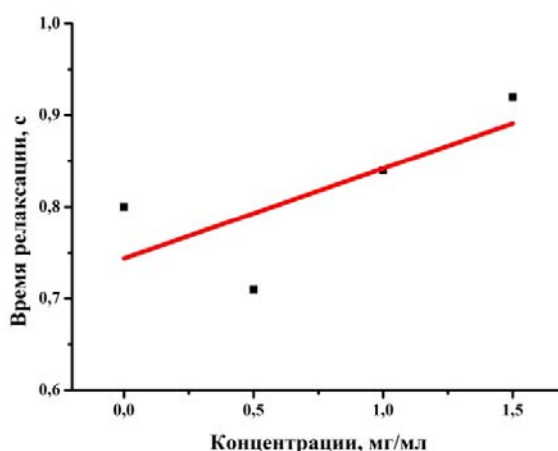


Рис. 5. Изменение времени оптической релаксации ЖК ячеек в результате допирования КТ CdSe/ZnS

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kinkead B., Hegmann T. Effects of size, capping agent and concentration of CdSe and CdTe quantum dots doped into a nematic liquid crystal on the optical and electro-optic properties of the final colloidal liquid crystal mixture. // J. of Material Chemistry, 2010, v. 20, p. 448-458.
2. Коншина Е.А., Гавриш Е.О., Орлова А.О., Артемьев М.В. Влияние полупроводниковых квантовых точек на оптические и электрические характеристики жидкокристаллических ячеек // Письма в ЖТФ. – 2011, т. 37, в. 21, с. 47-54.
3. Wang H., Wu T. X., Zhu X., Wu S.-T. Correlations between liquid crystal director reorientation and optical response time of a homeotropic cell // J. of Appl. Phys., 2004, v. 95, No 10, p. 5502-08.
4. Nie X., Xianyu H., Lu R., Wu T.X. Pretilt Angle Effects on Liquid Crystal Response Time // J. of Display Technology, 2007, v. 3, No. 3, p. 280-83.
5. Коншина Е.А., Федоров М.А., Амосова Л.П., Исаев М.В., Костомаров Д.С. Динамика спада оптического пропускания в ячейках с двухчастотным нематическим жидким кристаллом // Письма в ЖТФ, 2008. т. 34, № 9, с. 87-94.
6. Golovin A. B., Shiyanovskii S. V., Lavrentovich O. D. Fast switching dual-frequency liquid crystal optical retarder, driven by an amplitude and frequency modulated voltage // Appl. Phys. Lett., 2003, v. 83, No. 19, p. 3864-3866

ТВЕРДОТЕЛЬНЫЙ ЛАЗЕР СИНЕГО СПЕКТРА ПРИ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКОМ ПРЕОБРАЗОВАНИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ИАГ:ND³⁺ - ЛАЗЕРА НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 1.34 МКМ

А.О Щукина, М.Н. Ершков

Ковровская государственная технологическая академия

им. В.А. Дегтярёва

(601900, г. Ковров, ул. Маяковского, 19)

e-mail: anna_shukina92@mail.ru

АННОТАЦИЯ

Теоретически и экспериментально исследована генерация лазерного излучения синего спектрального диапазона, полученная путем нелинейного преобразования частоты ИАГ:Nd³⁺-лазера на длине волны 1.34 мкм. Синее излучение на длине волны 0.446 мкм получено методом генерации третьей гармоники при сложении излучений основной (1.34 мкм) и второй (0.667 мкм) гармоник ИАГ:Nd³⁺-лазера. Выходная энергия импульса синего лазера составляет 5 мДж при длительности 50 нс.

1. ВВЕДЕНИЕ

Лазерные системы, позволяющие реализовать генерацию излучения в сине-голубой области спектра, в настоящее время представляют большой интерес для решения различных практических задач. Синее излучение ($\lambda \sim 450$ нм) попадает в минимум поглощения морской воды [1], что позволяет эффективно использовать его в военной технике (подводная локация, связь), при проведении геодезических исследований, в системах подводного видения[2]. Особый интерес представляют полностью твердотельные лазеры синего спектра, обеспечивающие генерацию излучения с высокой энергией и малой длительностью импульса, а также обладающие высокой эффективностью и надежностью[3-6].

Для получения лазерной генерации синего спектра в нашей работе исследуется метод генерации суммарной частоты третьей гармоники ИАГ:Nd³⁺-лазера, работающего на длине волны 1.34 мкм.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

В теоретической части работы было выполнено численное моделирование генерации синего излучения на длине волны $\lambda_{3\omega}=0.446$ мкм как суммарной частоты при сложении в кристалле DKDP основной и второй гармоник излучения ИАГ:Nd³⁺-лазера. Расчетная схема представлена на рисунке 1. Целью выполненного расчета являлось определение оптимальных условий для получения синего излучения с высокой интенсивностью излучения и высокой эффективностью нелинейно-оптического преобразования.

Численное моделирование генерации основано на решении следующей системы укороченных уравнений для вещественных амплитуд и обобщенной фазы:

$$\frac{\partial a_1}{\partial z} + \delta_1 a_1 + \sigma_1 a_2 a_3 \sin \psi = 0$$

$$\frac{\partial a_2}{\partial z} + \delta_2 a_2 + \sigma_2 a_1 a_3 \sin \psi = 0$$

$$\frac{\partial a_3}{\partial z} + \delta_3 a_3 + \sigma_3 a_1 a_2 \sin \psi = 0$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} - \Delta K + \left(\sigma_1 \frac{a_2 a_3}{a_1} + \sigma_2 \frac{a_1 a_3}{a_2} - \sigma_3 \frac{a_1 a_2}{a_3} \right) \cos \psi = 0,$$

где a_1 , a_2 и a_3 – амплитуды электрической напряженности поля первой, второй и третьей гармоник ($a_1 = \sqrt{I^\omega}$, $a_2 = \sqrt{I^{2\omega}}$, $a_3 = \sqrt{I^{3\omega}}$, I^ω , $I^{2\omega}$ и $I^{3\omega}$ – интенсивности излучений основной, второй и третьей гармоник); $\psi = \varphi_1 + \varphi_2 - \varphi_3 + \Delta K \cdot z$ – обобщенная фаза; φ_1 , φ_2 и φ_3 – начальные фазы оптических гармоник; δ_1 , δ_2 и δ_3 – коэффициенты линейного поглощения ($\delta_1=0.025$ см⁻¹, $\delta_2=\delta_3=0.05$ см⁻¹); σ_1 , σ_2 и σ_3 – коэффициенты нелинейной связи ($\sigma_1 = 5.0 \cdot 10^{-6}$ В⁻¹, $\sigma_2 = 9.3 \cdot 10^{-6}$ В⁻¹, $\sigma_3 = 1.4 \cdot 10^{-6}$ В⁻¹).

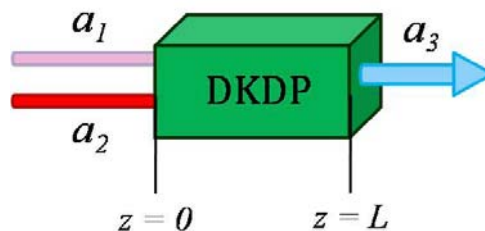


Рис. 1. Расчетная схема генерации синего излучения на $\lambda=0.446$ мкм

Расчет производился в квазистатическом приближении при использовании временной гауссовой формы импульса складываемых излучений с длительностью импульса по уровню e^{-1} соответственно 20 нс, 50 нс и 100 нс. Определялись значения интенсивности третьей гармоники и эффективность преобразования при изменении доли энергии второй гармоники $\chi = \frac{E_{2\omega}}{E_{\omega} + E_{2\omega}} = 0..1$ относительно суммарной энергии E_{sum} складываемых излучений для уровней $E_{sum} = E_{\omega} + E_{2\omega} = 0.1$ Дж; 1 Дж и 2 Дж. Результаты численного моделирования представлены на рисунках 3 и 4.

Из результатов, представленных на рисунках 2 и 3, следует, что при увеличении суммарной энергии складываемых излучений наибольшие

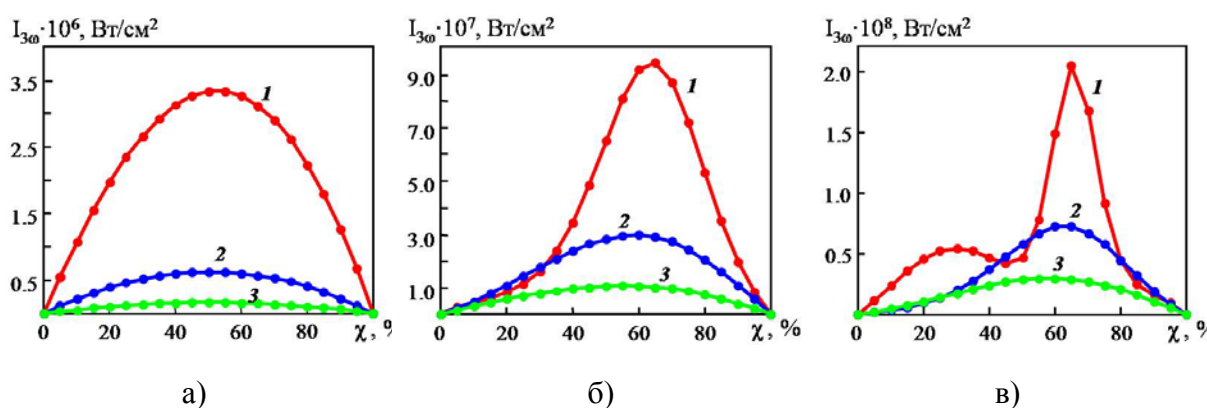


Рис. 2. Зависимости интенсивности излучения третьей гармоники от величины χ : а) при $E_{sum} = 0.1$ Дж, б) при $E_{sum} = 1$ Дж, в) при $E_{sum} = 2$ Дж; 1 – $\tau_i = 20$ нс, 2 – $\tau_i = 50$ нс, 3 – $\tau_i = 100$ нс

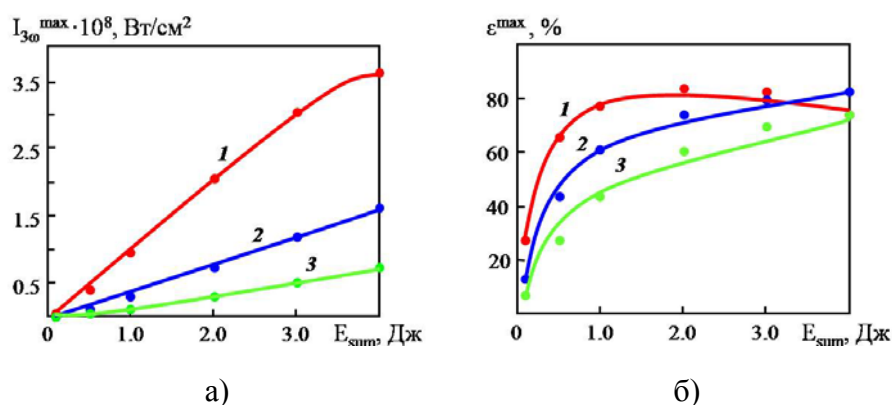


Рис. 3. Зависимости параметров генерации третьей гармоники от уровня E_{sum} : а) максимальные значения интенсивности; б) максимальные значения эффективности преобразования; 1 – $\tau_i = 20$ нс, 2 – $\tau_i = 50$ нс, 3 – $\tau_i = 100$ нс

значения интенсивности третьей гармоники достигаются при меньших длительностях импульса, что объясняется увеличением общей суммарной интенсивности преобразуемого излучения. Максимальные значения достигаются при определенных оптимальных соотношениях энергий складываемых излучений: $\chi_{\text{опт}} = 50\%$ при $E_{\text{sum}}=0.1$ Дж, $\chi_{\text{опт}} = 60\%$ при $E_{\text{sum}}=1$ Дж и $E_{\text{sum}}=2$ Дж. При данных значениях $\chi_{\text{опт}}$ и $\tau_i = 20$ нс максимальные значения интенсивности излучения на $\lambda=0.446$ мкм составили: $I_{3\omega}^{\text{max}} = 3.3 \cdot 10^6 \text{ Вт/см}^2$ при $E_{\text{sum}}=0.1$ Дж, $I_{3\omega}^{\text{max}} = 9.4 \cdot 10^7 \text{ Вт/см}^2$ при $E_{\text{sum}}=1$ Дж, $I_{3\omega}^{\text{max}} = 2.04 \cdot 10^8 \text{ Вт/см}^2$ при $E_{\text{sum}}=2$ Дж. Соответствующие максимальные значения эффективности преобразования составляют: $\epsilon_{3\omega}^{\text{max}} = 27.3\%$, $\epsilon_{3\omega}^{\text{max}} = 77.1\%$, $\epsilon_{3\omega}^{\text{max}} = 83.6\%$.

Таким образом, для реализации максимально эффективного преобразования излучения ИАГ:Nd³⁺-лазера на $\lambda=1.34$ мкм в синем спектральном диапазоне необходимо увеличивать энергию излучения, сокращать длительность импульса и использовать оптимальные соотношения энергий складываемых длин волн.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

В экспериментальной части работы представлены результаты генерации излучения синего спектра, полученного путем последовательного нелинейно-оптического преобразования излучения ИАГ:Nd³⁺ лазера на $\lambda=1.34$ мкм во вторую ($\lambda_{2\omega}=0.67$ мкм) и третью ($\lambda_{3\omega}=0.446$ мкм) гармоники. Оптическая схема экспериментальной лазерной установки представлена на рисунке 4. Установка состоит из следующих основных элементов: задающего генератора, лазерного усилителя и нелинейно-оптического преобразователя частоты. Задающий генератор состоит из ИАГ:Nd³⁺ - активного элемента размером $\varnothing 6.3 \times 100$ мм и V-образного резонатора длиной 40 см. В резонаторе использовали дополнительное селектирующее зеркало Z_2 (коэффициент отражения на длине волны 1.34 мкм $R_{1.34} > 99\%$, на длине волны 1.064 мкм $R_{1.064} < 1\%$), что позволило исключить развитие генерации на $\lambda=1.064$ мкм. Коэффициенты отражения концевых зеркал Z_1 и выходного зеркала Z_4 на $\lambda=1.34$ мкм составили соответственно 100% и 50%.

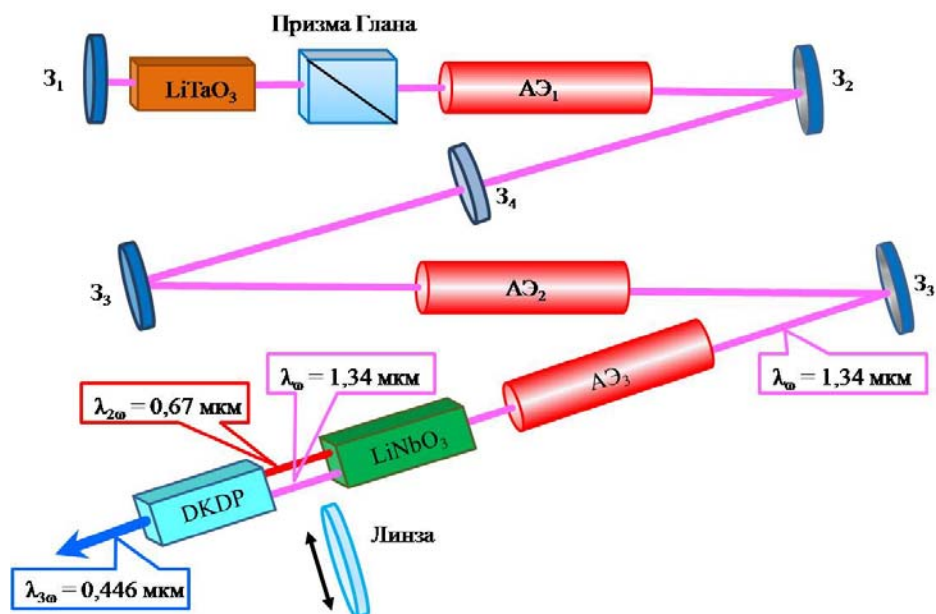


Рис. 4. Оптическая схема лазерной установки

Для реализации режима модуляции добротности применили электрооптический затвор на основе ячейки Поккельса, состоящей из кристалла LiTaO_3 и призмы Глана. Однопроходный лазерный усилитель состоял из двух ИАГ: Nd^{3+} - активных элементов АЭ₂ и АЭ₃ Ø6.3×130 мм, торцы которых просветлены на $\lambda=1.064$ мкм. Зеркала З₃ с $R_{1,34}=100\%$ направляли излучение лазерного генератора в усилитель. В генераторе и усилителе использовалась ламповая накачка активных элементов с энергией до 60 Дж, длительностью импульсов 250 мкс и частотой следования 2 Гц. Нелинейно-оптический преобразователь состоял из двух последовательно расположенных кристаллов. Для генерации второй гармоники на длине волны 0.67 мкм использовался кристалл LiNbO_3 (8×10×20 мм). Генерация суммарной частоты на $\lambda=0.446$ мкм была реализована в кристалле DKDP (Ø20×60 мм).

Полученные зависимости выходных параметров излучения оптических гармоник и эффективностей преобразования представлены на рисунке 5. Максимальное значение энергии излучения генератора на $\lambda=1.34$ мкм составило 30 мДж. Длительность импульса являлась постоянной при всех уровнях накачки и составляла 50 нс. После прохождения усилителя энергия импульса увеличилась до 130 мДж. В результате удвоения частоты в кристалле LiNbO_3 была получена генерация второй гармоники на $\lambda=0.67$ мкм. Максимальная энергия импульса на $\lambda=0.67$ мкм составила 29 мДж при эффективности преобразования 30 %. При сложении

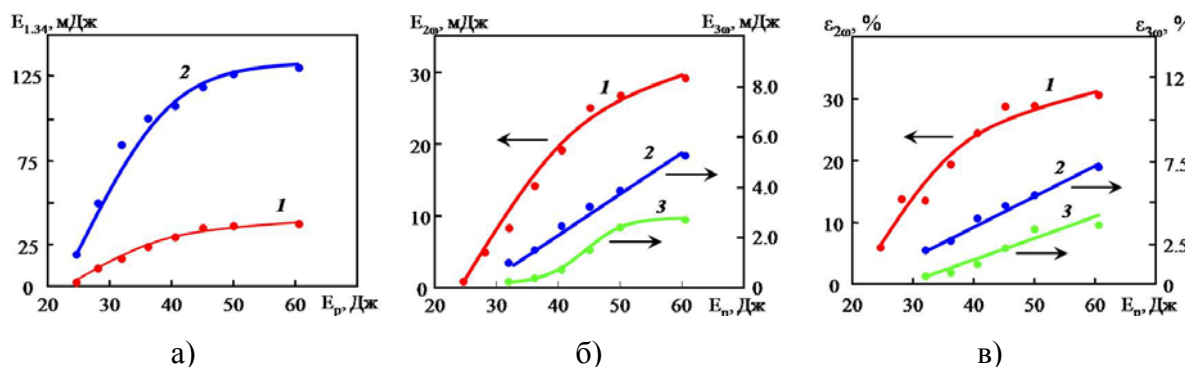


Рис. 5. Зависимости параметров генерации от энергии накачки: а): энергия излучения на длине волны 1.34 мкм: 1 – генератор, 2 – усилитель; б) энергия излучения оптических гармоник: 1 – второй гармоники, 2 – третьей гармоники (схема с линзой), 3 – третьей гармоники (схема без линзы); в) эффективность преобразования: 1 – во вторую гармонику, 2 – в третью гармонику (схема с линзой), 3 – в третью гармонику (схема без линзы)

излучений основной и второй гармоник в кристалле DKDP наблюдалась генерация синего излучения на $\lambda=0.446 \mu\text{m}$. В схеме преобразования без линзы (рисунок 4) максимальное значение энергии синего излучения и эффективности преобразования составили $E_{3\omega}^{\text{max}} = 2.7 \text{ мДж}$ и $\epsilon_{\text{max}} = 3.5 \%$. С целью повышения параметров генерации третьей гармоники использовали собирающую линзу с фокусным расстоянием 1 м, применение которой позволило повысить суммарную интенсивность складываемых излучений в кристалле DKDP. В результате энергия синего излучения достигла $E_{3\omega}^{\text{max}} = 5.3 \text{ мДж}$ при эффективности преобразования 7 %

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе выполнено теоретическое моделирование генерации третьей гармоники на длине волны $0.446 \mu\text{m}$, реализованной при сложении излучений основной ($1.34 \mu\text{m}$) и второй ($0.667 \mu\text{m}$) гармоник ИАГ: Nd^{3+} -лазера в кристалле DKDP. Определены условия, позволяющие реализовать генерацию синего излучения с высокими значениями интенсивности и эффективности преобразования.

Экспериментально реализована генерация третьей гармоники ИАГ: Nd^{3+} -лазера на $\lambda=1.34 \mu\text{m}$, длина волны которой соответствует синему спектральному диапазону, с энергией в импульсе 2.7 мДж при эффективности преобразования 3.5 %. Применение дополнительной фокусирующей линзы позволило повысить энергию третьей гармоники до 5.3 мДж и эффективность преобразования до 7%.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. G.M. Hale, M.R.Querry, Optical constants of water in the 200 nm to 200 μm wavelength region // *Appl.Opt*, 1973, №12, p. 555–563.
2. В.Е. Карасик, В.М. Орлов, Лазерные системы видения: учебное пособие // Москва: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2001, 352 с.
3. Ю.Д. Заварцев, А.И. Загуменный, Ф. Зероук, С.А. Крутовой, В.А. Михайлов, В.В. Подрешетников, А.А. Сироткин, И.А. Щербаков, Квazитрехуровневый Nd:GdVO₄-лазер на $\lambda=456$ нм с диодной накачкой // *Квантовая электроника*, 2003, т.33, №7, с.651–654.
4. М.А.Казарян, С.В. Кружалов, Н.А. Лябин, Ю.М. Мокрушин, В.А. Парфенов, А.М. Прохоров, О.В. Шакин, Перестраиваемый импульсно-периодический конвертор в синей области спектра с накачкой лазером на парах меди // *Квантовая электроника*, 1998, т.25, №9, с.773–774.
5. Herault E., Lelek M., Balembois F., Georges P, Pulsed blue laser at 491 nm by Nonlinear Cavity Dumping // *OPTICS EXPRESS*, 2008, v.16, №24. p. 19419-19426.
6. Haibo Peng, Wei Hou, Yahui Chen, Dafu Cui, Zuyan Xu, Generation of 7.6-W blue laser by frequency-tripling of a Nd:YAG laser in LBO crystals // *OPTICS EXPRESS*, 2006, v.14, №14. p. 6543-6549.

СЕМИНАР БИОФОТОНИКА

**СЕКЦИЯ АСПИРАНТОВ
И
МОЛОДЫХ СПЕЦИАЛИСТОВ**

КОМБИНИРОВАННЫЙ МЕТОД СПЕКТРОСКОПИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ И АВТОФЛУОРЕСЦЕНТНОГО АНАЛИЗА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ НОВООБРАЗОВАНИЙ ЛЕГКОГО

Д.Н. Артемьев, И.А. Братченко

Самарский государственный аэрокосмический университет

им. академика С.П. Королева

(национальный исследовательский университет)

(443011, г. Самара, Московское шоссе, 34)

e-mail:artemyevdn@gmail.com

АННОТАЦИЯ

В работе предложено использование комбинированного метода определения типа новообразований легкого за счет использования спектроскопии комбинационного рассеяния (КР) и автофлуоресценции (АФ). Регистрация спектров КР и АФ производилась одновременно с использованием излучения возбуждения с длиной волны 785 нм. Это позволило создать метод, позволяющий быстро сканировать обширные области биотканей для выявления новообразований за счет использования АФ сигнала, и определять тип новообразования за счет использования спектроскопии КР с точностью более 80%.

1. ВВЕДЕНИЕ

Число ежегодно регистрируемых злокачественных новообразований растет, и по прогнозам медицинских специалистов в ближайшие десятилетия число людей, получивших онкологические заболевания, будет неуклонно увеличиваться [1]. При этом показатели эффективности диагностики злокачественных новообразований отличаются для различных видов рака, но в общем случае остаются неудовлетворительными на этапе ранней диагностики врачами общей практики. Низкий уровень начальной диагностики раковых заболеваний способствует развитию новообразования и, в конечном итоге, увеличивает риски смертельного исхода. В связи с этим необходимо использование инструментальных методов диагностики.

Одним из удобных методов неинвазивного анализа новообразований является спектроскопия комбинационного рассеяния (КР). Использование данного метода для анализа раковых новообразований легкого было продемонстрировано рядом авторов в *ex vivo* исследованиях [2]. Так, например, в работе [2] была продемонстрирована высокая эффективность метода комбинационного рассеяния по диагностике рака легкого: достигнута чувствительность метода в 94% и специфичности в 92%. Однако, при переходе к массовым скрининговым исследованиям точность метода существенно уменьшилась и составила 77%. Данная тенденция сохраняется и для исследований других биотканей. Последнее связано с высокой вариативностью интенсивности пиков комбинационного рассеяния от концентрации биохимических компонентов тканей. В связи с этим актуальным является развитие методов вариативного анализа комбинационного рассеяния для диагностики новообразований человека.

Для повышения чувствительности и специфичности исследований в работе предложено использование двухстадийного метода определения типа новообразования с использованием спектроскопии комбинационного рассеяния. Для увеличения информативности исследований и ускорения процесса поиска новообразований в работе предложено использовать автофлуоресцентный отклик ткани при определении границ новообразования.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

2.1. Экспериментальная установка

В данной работе использовалась экспериментальная установка, реализующая принципы КР спектроскопии. Основные элементы: полупроводниковый лазер (LML-785.0RB-04), оптический КР модуль (PBL 785), спектрограф (Sharmrock SR-303i) с интегрированной цифровой камерой (ANDOR DV-420A-OE) и компьютер. Для выделения комбинационного рассеяния использовался оптический модуль, который отрезал вклад оптического волокна и предотвращал попадание возбуждающего излучения в регистрирующий канал спектрографа.

Использование данного спектрографа обеспечивает разрешение 0.05 нм при низком уровне собственных шумов. Для исключения вклада автофлуоресценции в КР спектре использовался метод полиномиальной ап-

проксимации с дополнительной фильтрацией случайных шумовых эффектов. В данной работе анализ КР спектров производился в диапазоне 1200-1800 см^{-1} .

2.2. Исследуемые образцы

В исследовании приняли участие 46 человек (12 женщин, 34 мужчины, европейцы). Данные о пациентах, участвовавших в исследовании представлены в таблице 1. В серии экспериментов *ex vivo* была проведена регистрация спектров 46 образцов: 23 аденокарциномы, 19 плоскоклеточного рака, 5 карциноидов.

Регистрация спектров КР проводилась с помощью оптического модуля, который располагают непосредственно над исследуемой областью на расстоянии 6-7 мм. Проводилась регистрация серии спектров области новообразования и здоровой кожи, время обследования одного образца биоткани составляло не более 5 минут. Полученные данные анализировали, сравнивая их с результатами гистологического исследования.

Таблица 1. Данные об исследуемых образцах

Исследуемые образцы					Расположение	
Окончат. диагноз	Ср. возраст, г. (диапазон)	Муж.	Жен.	Кол-во образцов	Правое легкое	Левое легкое
Плоскоклеточный рак	64 (55–72)	18	-	18	10	8
Аденокарцинома	63 (42–79)	13	10	23	9	14
Карциноид	60 (57- 66)	3	2	5	3	2

3. АНАЛИЗ КР СПЕКТРОВ НОВООБРАЗОВАНИЙ ЛЕГКОГО

Рассмотрим характерные нормированные спектры комбинационного рассеяния для новообразований и здоровой ткани легкого, представленные на рисунке 1. Максимум спектра комбинационного рассеяния соответствует сдвигу КР 1450 см^{-1} , которому отвечает деформационным колебаниям (изгибная мода) связей CH_2/CH_3 , которая встречается в фосфолипидах и белках, таких как коллаген. Наряду с данной полосой уверенно регистрируются полосы: 1210 см^{-1} (продольные колебания $\text{C}-\text{C}_6\text{H}_5$ в триптофане и фенилаланине), 1335 см^{-1} (вращательные колебания CH_3CH_2 в коллагене и нуклеиновых кислотах), 1550 см^{-1} (продольные колебания $\text{C}=\text{C}$ в каратиноидах, триптофане и порфирине, и в фенилаланине соответственно), 1660 см^{-1}

(продольные колебания C=O в амиде I, α -спиралях и белках, таких как коллаген и эластин, продольные колебания C=C в жирах), 1780 см^{-1} (продольные колебания C=O в фосфолипидах) [2, 3].

Особенности КР спектра и различия в интенсивностях отдельных полос для опухоли по сравнению со здоровой тканью легкого отражают молекулярные и клеточные изменения, связанные со злокачественной трансформацией биоткани. Наличие существенных различий интенсивностей пиков в полосах $1300\text{--}1340$ и $1650\text{--}1670\text{ см}^{-1}$ КР спектра исследуемых образцов опухоли и здоровой ткани позволяет провести дифференциацию типов данных тканей с использованием спектроскопии КР. Для определения типа исследуемой ткани предложен метод фазового анализа интенсивностей комбинационного рассеяния покровных тканей, описанный в следующем разделе.

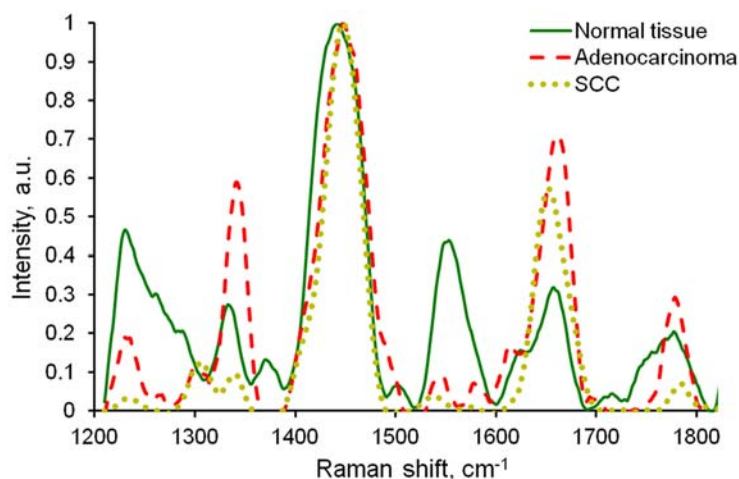


Рис. 1. Нормализованные *ex vivo* КР спектры здоровой ткани легкого, аденокарциномы и плоскоклеточного рака в области $1200\text{--}1800\text{ см}^{-1}$

4. ДВУХСТАДИЙНЫЙ ФАЗОВЫЙ МЕТОД ДИАГНОСТИКИ НОВООБРАЗОВАНИЙ

Проведенные исследования позволяют сформулировать и предложить способ анализа КР спектров новообразований - метод расчета фазовых критериев определения злокачественных патологий относительно других типов биоткани. Для этих целей был предложен двухстадийный фазовый метод [4].

Исходно полученные параметры спектра КР последовательно анализируют. На первом этапе вводятся две фазовые характеристики: отношение максимумов интенсивности рассеяния I_{1320} в полосе $1300\text{--}1340\text{ см}^{-1}$ и I_{1660} в

полосе 1640-1680 см⁻¹ по отношению к интенсивности КР в полосе 1440-1460 см⁻¹ (рисунок 2а). На втором этапе диагностики рассматривались абсолютные изменения интенсивностей в полосах 1320, 1450 и 1660 см⁻¹ в ненормированных КР спектрах новообразований относительно здоровой ткани (рисунок 2б).

Анализ рисунка 2а показывает, что с использованием классификатора с квадратичным дискриминантным анализом чувствительность определения злокачественности опухоли легкого составила 89,2% при специфичности в 72,9% на первом этапе. Однако данный фазовый анализ КР спектров не позволяет разделить случаи плоскоклеточного рака от аденокарциномы. Использование двухстадийного метода для разделения аденокарциномы и плоскоклеточного рака позволяет достичь значения чувствительности 90,9% и специфичности 71,4%.

Следует отметить, что на рисунке 2 дополнительно показаны данные для карциноидных опухолей, которые также могут встречаться в легких. Положение на фазовой плоскости позволяет уверенно заявить о том, что исследуемый тип ткани – злокачественное новообразование.

Один из дальнейших возможных путей повышения точности диагностики – использование анализа собственной автофлуоресценции биотканей. Регистрация АФ сигнала возможна со временами, гораздо меньшими, чем требуется для регистрации КР спектров. Поэтому добавление анализа автофлуоресценции к анализу КР спектров и создание комбинированного метода анализа может оказаться полезным при диагностике новообразований.

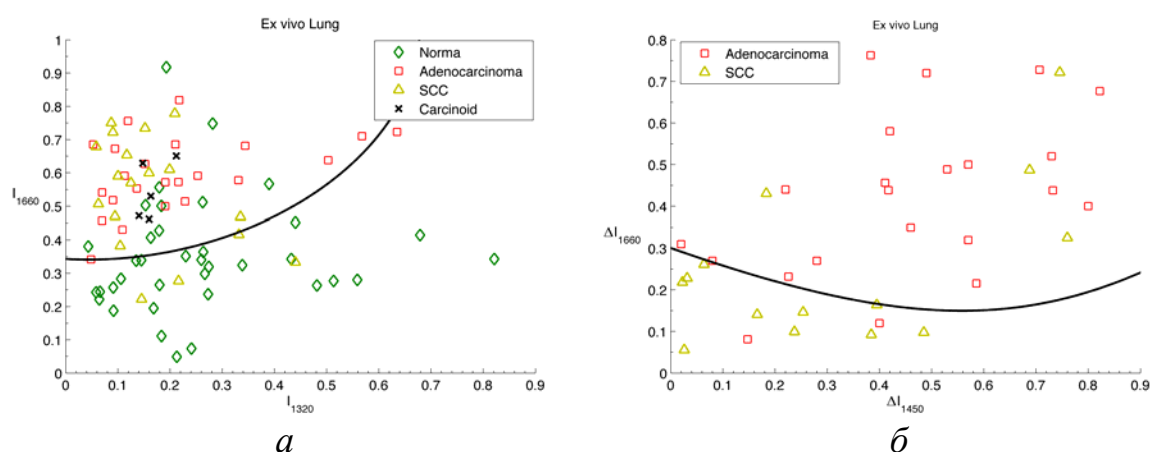


Рис. 2. Классификация новообразований легкого двухстадийным фазовым методом *ex vivo*: а – разделение нормальной и патологической ткани, б – разделение плоскоклеточного рака и аденокарциномы

5. АНАЛИЗ АВТОФЛУОРЕСЦЕНЦИИ

В проведенном исследовании также осуществлялся анализ собственной автофлуоресценции (АФ), от которой было необходимо избавиться для выделения КР сигнала от образца. АФ спектроскопия неоднократно использовалась для обнаружения патологий легкого и других биотканей человека. В данном исследовании проводился анализ собственной автофлуоресценции новообразований легкого с длиной волны возбуждения равной 785 нм. Это позволило определять автофлуоресцентные характеристики биотканей без привлечения дополнительного оборудования.

На форму спектра автофлуоресценции в выбранном диапазоне оказывают влияние нуклеиновые кислоты, жиры, гемоглобин и белки такие как: эластин, коллаген и кератин. Характерный спектр автофлуоресценции новообразований легкого и нормальной ткани представлен на рисунке 3. На рисунке 3 видно, что спектр АФ тканей легкого представляет собой нелинейную, экспоненциально спадающую зависимость.

По интенсивности АФ новообразования хорошо дифференцируются со здоровой тканью легкого. Уровень сигнала от здоровой ткани легкого почти на порядок превосходит интенсивность сигнала от аденокарциномы и плоскоклеточного рака. Данные результаты говорят о том, что одним из направлений применения флуоресцентного анализа может являться быстрое (так как АФ сигнал успевает накапливаться за десятые доли секунды) нахождение границ опухоли без определения типа новообразования. Точность определения границ новообразований в данном случае зависит только от диаметра лазерного пучка, который возбуждает сигнал собственной АФ биоткани. В данном случае диаметр лазерного пучка равнялся 1 мм.

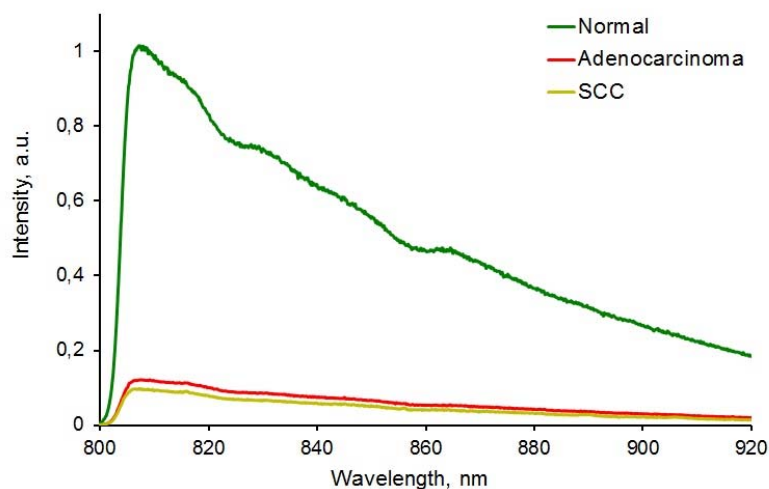


Рис. 3. Типичные нормализованные спектры автофлуоресценции здоровой ткани и новообразований легкого *ex vivo*

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Совместное использование АФ и КР спектроскопии позволяет быстро определять наличие патологии, и её границы; а при необходимости и провести дополнительный анализ типа новообразования в конкретной точке. Таким образом, предлагаемый подход позволяет сократить время диагностики за счет использования быстрого АФ сканирования и повысить точность исследования за счет использования двухстадийного анализа КР спектров.

Важным является факт использования сравнения индивидуальных характеристик спектра КР полученных при исследовании новообразования и здоровой ткани каждого пациента (второй этап исследования). Такой подход позволяет индивидуализировать метод анализа новообразований. Высокие показатели чувствительности особенно важны для возможной организации массового скрининга новообразований при профилактических осмотрах, т.к. в этом случае метод не дает ложных отрицательных результатов, и вероятность пропуска заболевания стремится к нулю.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. C.D. Mathers, D. Loncar, Projections of global mortality and burden of disease from 2002 to 2030. // PLoS Med., 2006, 3, e442, doi:10.1371/journal.pmed.0030442.
2. Z. Huang, A. McWilliams, H. Lui, D.I. McLean, S. Lam, H. Zeng, Near-infrared Raman spectroscopy for optical diagnosis of lung cancer. // Int J Cancer., 2003, 107(6), p. 1047-1052.
3. O. Yusuke, S. Hideyuki, T. Tatsuji, F. Chie, S. Hidetoshi, Discrimination analysis of human lung cancer cells associated with histological type and malignancy using Raman spectroscopy. // Journal of Biomedical Optics, 2010, 15(1), 017009.
4. V.P. Zakharov, I.A. Bratchenko, S.V. Kozlov, A.A. Moryatov, O.O. Myakinin, D.N. Artemyev, Two-step Raman spectroscopy method for tumor diagnosis. // Proc. SPIE 9129, 2014, doi:10.1117/12.2052121.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СЫРЬЯ И ПРЕПАРАТОВ КАЛЕНДУЛЫ ЛЕКАРСТВЕННОЙ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА ВЫСОКОЭФФЕКТИВНОЙ ЖИДКОСТНОЙ ХРОМАТОГРАФИИ

И.А. Платонов¹, Л.В. Павлова¹, А.В. Куркина², П.В. Афанасьева²

¹ Самарский государственный аэрокосмический университет

им. академика С.П. Королева

(национальный исследовательский университет)

(443011, г. Самара, Московское шоссе, 34)

² Самарский государственный медицинский университет,

кафедра фармакогнозии с ботаникой и основами фитотерапии

(443099, г. Самара, ул. Чапаевская, 89)

e-mail: polafanasyeva@rambler.ru

АННОТАЦИЯ

Проведено исследование экстракта календулы лекарственной 70% с помощью метода ВЭЖХ на обращенно-фазовой колонке; подвижная фаза 0,01 М KH_2PO_4 , подкисленный H_3PO_4 до pH $3,00 \pm 0,01$, и метанол. Подобраны оптимальные условия для получения экстракта из цветков календулы лекарственной: экстрагент - 70% этиловый спирт, соотношение – 1:5, метод модифицированной мацерации.

1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема создания современных отечественных импортозамещающих лекарственных средств является одной из актуальных задач современной фармации. Одним из перспективных в этом отношении лекарственных растений является календула лекарственная (*Calendula officinalis* L.). Широкий спектр фармакологического действия цветков календулы (антимикробное, противовоспалительное, регенерирующее) обусловлен содержанием различных классов биологически активных соединений (БАС), таких как: каротиноиды, флавоноиды (гликозиды кемпферола, кверцетина и изорамнетина) [1]. В настоящее время актуальными являются вопросы разработки методик стандартизации сырья и препаратов календулы лекарственной с использованием современных методов анализа, одним

из которых является высокоэффективная жидкостная хроматография (ВЭЖХ).

В соответствии с Государственной Фармакопеей СССР XI издания на сырье и препараты календулы отсутствуют разделы «Качественные реакции» и «Количественное определение». Подлинность фитопрепаратов (настойка, экстракт) определяют, используя реакцию с концентрированной серной кислотой на сапонины, с хлоридом окисного железа на дубильные вещества. Качество препаратов также оценивается по содержанию суммы окисленных веществ [2].

На наш взгляд, несмотря на сложный химический состав цветков календулы лекарственной, стандартизацию сырья данного растения целесообразно осуществлять по флавоноидам. Именно флавоноиды в первую очередь обуславливают фармакологические свойства препаратов. По литературным данным, доминирующим и диагностическим флавоноидом цветков календулы лекарственной является нарциссин. Также флавоноидный состав календулы представлен следующими биологически активными веществами: рутин, кверцетин и изокверцетин [3].

В связи с этим целью нашего исследования является разработка методики количественного определения доминирующих биологически активных соединений в жидком экстракте календулы лекарственной методом ВЭЖХ со спектрофотометрическим детектированием.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Объектами исследования являлись жидкий экстракт календулы лекарственной (1:2), полученный на кафедре фармакогнозии с ботаникой и основами фитотерапии на основе цветков календулы, заготовленных в августе 2013 г. на фармакопейном участке Ботанического сада СамГУ. Также использовались стандартные образцы нарциссина, рутина, кверцетина, изокверцетина и астрагалина. ВЭЖХ-анализ проводили на жидкостном хроматографе Biotronic; хроматографическая колонка Phenomenex Luna C18(2) (250 мм x 4,6 мм, 5 мкм), элюент А – метанол; элюент В - 0,01 М KH_2PO_4 , подкисленный H_3PO_4 до pH $3,00 \pm 0,01$, расход подвижной фазы - 0,6 мл/мин, объем инжестируемой пробы 20 мкл. Режим элюирования – градиентный, трехступенчатый: элюент А 10% 9 мин; подъем до 50% за 1 мин, 30 мин - 70% А. Рабочая длина волны 254 нм.

В связи с этим расчет количественного содержания всех изучаемых сорбатов проводили по нарциссину по формуле (1):

$$X = \frac{S * m_{ст} * 0,02 * 25 * 50 * 100 * 100}{S_{ст} * m * 25 * 0,02 * 5 * (100 - W)} = \frac{S * m_{ст} * 100000}{S_{ст} * m * (100 - W)} \quad (1)$$

где S – площадь пика нарциссина на хроматограмме испытуемого образца; S_{ст} – площадь пика нарциссина на хроматограмме стандартного образца; m – навеска сырья, г; m_{ст} – масса нарциссина в растворе РСО, г; W – влажность сырья, %.

Содержание доминирующего соединения (нарциссина) в исследуемом экстракте, установленное методом ВЭЖХ составило 1,08±0,10%. Время удерживания нарциссина составило 37,42±0,10 мин.

Таблица 1. Характеристика некоторых флавоноидов календулы лекарственной.

№	Наименование БАС	Время удерживания	Количественное содержание в экстракте
1	нарциссин	37,42±0,10 мин	1,08±0,10%.
2	рутин	32,64±0,12 мин	0,28%±0,10%.
3	кверцетин	43,87±0,10 мин	0,04%±0,10%.
4	изокверцетин	43,46±0,13 мин	0,06%±0,10%.

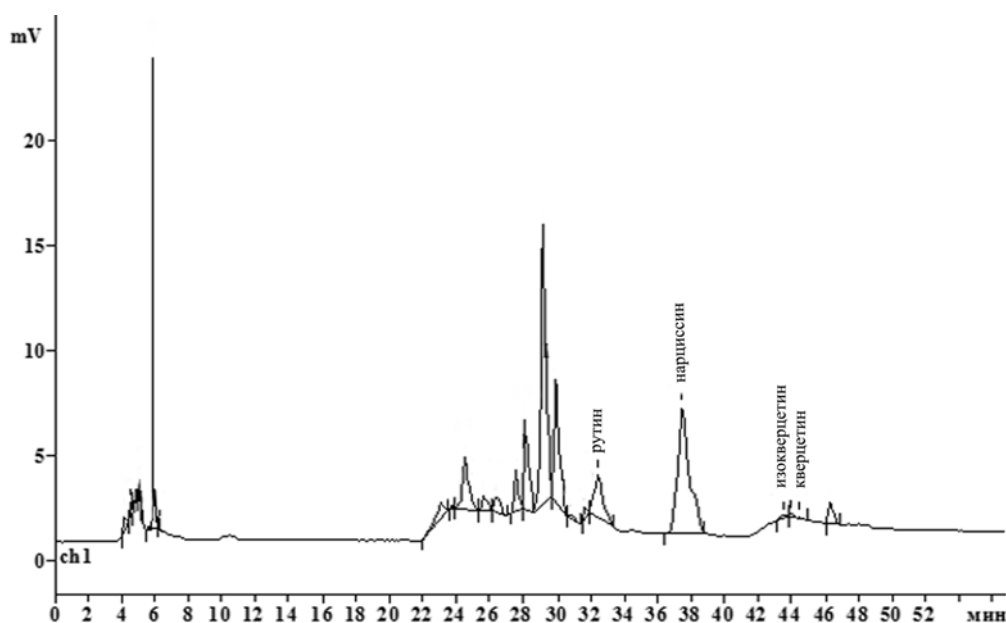


Рис. 1. ВЭЖХ-хроматограмма экстракта календулы лекарственной

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в ходе исследования разработана методика количественного определения доминирующего флавоноида нарциссина методом обращенно-фазной ВЭЖХ. Условия проведения анализа: подвижная фаза - 0,01 М KH_2PO_4 , подкисленный H_3PO_4 до pH $3,00 \pm 0,01$, и метанол (9:1); расход подвижной фазы: 0,6 мл/мин; детекция при 254 нм. Среднее время удерживания нарциссина составляет $37,42 \pm 0,10$ мин. Содержание нарциссина в сырье, установленное с использованием данной методики составило $1,08 \pm 0,10\%$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В. А. Куркин, Фармакогнозия, изд. 2-е, перераб. и доп. // Самара: ООО «Офорт»; ГОУВПО «СамГМУ Росздрава», 2007, 1239 с.
2. Государственная фармакопея СССР. Одиннадцатое издание. Вып. 2. М.: Медицина, 1990, 400 с.
3. О.В. Шарова, Флавоноиды цветков календулы лекарственной. // Химия растительного сырья, 2007, № 1, с. 65-68.

SLIM ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИНАМИКИ БИОЛОГИЧЕСКИХ КЛЕТОК БЕЗ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ФАЗОВОГО МОДУЛЯТОРА

О.А. Изотова, А.Л. Кальянов, В.П. Рябухо

*Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,
(410012, г. Саратов, ул. Астраханская, 83)
e-mail: izotovaolga3192@yandex.ru*

АННОТАЦИЯ

SLIM представляет собой оптический метод измерения динамики биологических клеток, включающий в себя измерение движения мембраны и движения частиц внутри клетки. Данная работа посвящена модификации существующих на данный момент схем при помощи замены жидkokристаллического фазового модулятора интерферометром Майкельсона, позволяющим задавать небольшую (порядка долей длины волны) разность хода между рассеянной на объекте и нерассеянной компонентами оптического поля, что позволяет количественно определить фазовую карту объекта. Такое решение позволит повысить энергетическую эффективность схемы и ее быстродействие.

1. ВВЕДЕНИЕ

Одними из наиболее распространенных клеток в организме человека являются эритроциты. Они играют важную роль при выполнении всех его функций, т.к. отвечают за перенос кислорода от легких к тканям. Появление различных заболеваний оказывает влияние на микроциркуляцию крови, вследствие чего изменяется и структура эритроцитов. Наблюдение и анализ этих изменений позволяют определить характер заболевания и провести его предварительную диагностику [1].

В данной работе, для получения изображений клеток крови и наблюдения их динамики используется метод SLIM, представляющий собой одну из разновидностей фазовой микроскопии. Главной особенностью данного метода является внесение произвольного фазового набег между нерассеянной волной и волной, рассеянной на исследуемом объекте, что, как правило, в существующих на данный момент схемах, достигается при ис-

пользовании пространственного фазового модулятора (SLM). Установка определенного значения разности хода позволяет построить численную фазовую карту объекта [1-3].

В данной работе предлагается модификация оптической схемы микроскопа путем замены SLM интерферометром Майкельсоном, одно из зеркал которого сдвигается на фиксированную величину для создания дополнительного фазового набега. Такое решение позволяет оптимизировать работу схемы и повысить ее доступность.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

2.1. Принцип SLIM

В основе метода фазовой микроскопии лежат внесение произвольной фазовой задержки между рассеянным на объекте и не рассеянным оптическими полями и принцип пространственной фильтрации изображения. Отличительной чертой метода SLIM, представленного в данной работе, является наличие SLIM модуля, вносящего фазовый сдвиг между полями, пропорциональный $\pi/2$. Детерминированность задаваемой разности фаз позволяет определить значение фазы объекта в каждой точке и построить количественную фазовую карту [3].

2.2. Экспериментальная схема SLIM

В оптической схеме SLIM, представленной на рис.1, излучение светодиода LED проходит через осветительную систему микроскопа по Келлеру, апертура которой имеет форму кольца. Оптическое поле через апертуру микрообъектива МО направляется на тубусную линзу TL. В задней фокальной плоскости тубусной линзы формируется изображение объекта - плоскость изображения IP, которое затем обрабатывается с помощью SLIM модуля для получения контрастных фазовых изображений. SLIM модуль представляет собой $4f$ систему, в которой выполняется пространственная фильтрация объектного поля. В существующих оптических схемах в SLIM модуле используется пространственный жидкокристаллический модулятор, создающий сдвиг фаз, пропорциональный $\pi/2$. Наличие фазовой задержки между рассеянной и нерассеянной волнами позволяет получить информацию о фазе объекта [3-5].

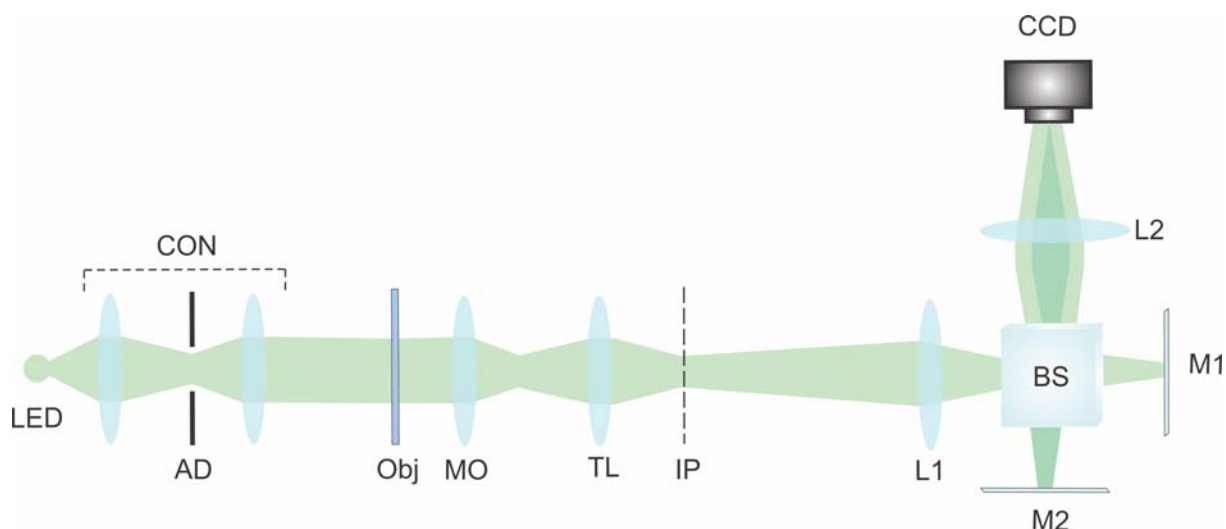


Рис. 1. Экспериментальная схема. LED – светодиод, AD- апертурная диафрагма, CON - конденсор, Obj - объект исследования, MO - микрообъектив, TL - тубусная линза, IP - плоскость изображения, L1,L2 - Фурье линзы, BS - светоделительный куб, M1,M2 - зеркала, CCD – камера

Пространственные фазовые модуляторы удобны в эксплуатации, однако, быстродействие схемы при их использовании зависит от скорости работы модулятора, которая, зачастую, ограничена 60 Гц (например, HOLOEYE Photonics AG, PLUTO-VIS). Также, применение модулятора является затратным. Для повышения доступности и эффективности установки, в данной работе для создания фазового набега использован интерферометр Майкельсона. Линза L1 выполняет Фурье-преобразование пространственного спектра объекта. Светоделительная призма BS разделяет поле на две компоненты. Апертуры, совмещенные с зеркалами M1 и M2, выделяют рассеянную и нерассеянную составляющие поля. Рассеянная на исследуемом объекте компонента является объектным плечом интерферометра. Зеркало M2, на которое попадает нерассеянная волна (опорное плечо интерферометра) для создания дополнительной разности фаз смещается при помощи пьезоэлектрического элемента на небольшую величину, порядка долей длины волны. Линза L2 выполняет второе Фурье-преобразование. Объектное поле формирует изображение объекта в плоскости детектора, на которое накладывается опорное поле. В результате поля интерферируют и интерференционная картина регистрируется CMOS-матрицей (DCC-1545m, Thorlabs, Германия).

В данной работе зеркало сдвигалось последовательно с шагом $\pi/2$, создавая разность фаз между компонентами поля $0; \pi/2; \pi; 3\pi/2$ соответственно.

2.3 Полученные результаты

Изображения клеток крови, зарегистрированные CCD камерой, представлены на рис.2. Количественное восстановление фазы объекта происходит методом фазовых шагов, что в дальнейшем позволяет проводить измерения динамики клеток и их параметров.

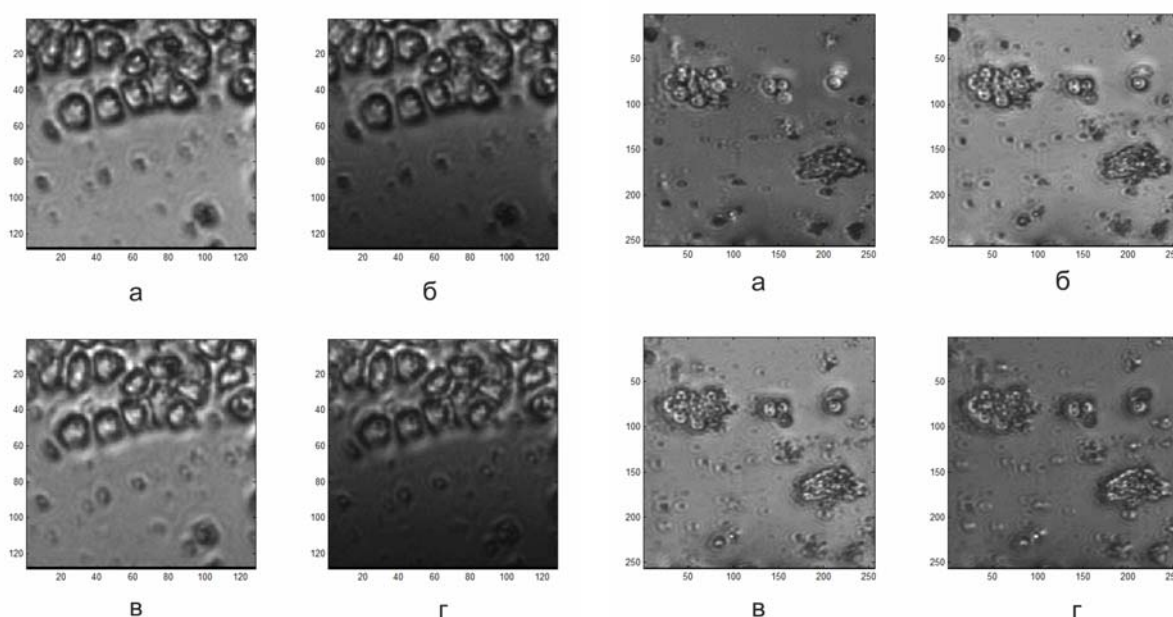


Рис. 2. Фазовые изображения при разных величинах сдвига фаз: а) 0 ; б) $\pi/2$; в) π ; г) $3\pi/2$

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Метод SLIM позволяет получить контрастные фазовые изображения объектов, например, клеток крови. В данной работе предложена модернизация существующей на данный момент схемы SLIM при помощи замены пространственного фазового жидкокристаллического модулятора системой интерферометра Майкельсона, что позволяет повысить быстродействие схемы и ее эффективность, а так же делает ее более доступной. Наблюдение фазового контраста в такой схеме достигается благодаря смещению одного из зеркал на величину порядка долей длины волны. В работе были

получены фазовые изображения клеток крови при четырех значениях фазового сдвига. Дальнейшие модификации схемы, , позволяющие точно следить за перемещением одного из зеркал интерферометра, позволят получать более качественные изображения клеток крови и проводить количественные измерения их параметров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. G. Popescu, L.P. Deflores, J.C. Vaughan Fourier phase microscopy for investigation of biological structures and dynamics // *Optics Letters*, 2004, v. 29, no. 21, p. 2503-2505.
2. Z. Wang, G. Popescu Quantitative phase imaging with broadband fields // *Applied Physics Letters*, 2010, v. 96.
3. Z.Wang, L.Millet, M.Mir etc. Spatial light interference microscopy (SLIM). // *Optics Express*, 2011, v. 19, no. 2, p. 1016-1026.
4. T.H. Nguyen, G. Popescu Spatial light interference microscopy (SLIM) using twisted-nematic liquid-crystal modulation // *Biomedical Optics Express*, 2013, v. 4, no. 9, p. 1571-1583.
5. P. Gao, B.Yao, I.Harder etc. Phase-shifting Zernike phase contrast microscopy for quantitative phase measurement // *Optics Letters*, 2011, v. 36, no. 21, p. 4035-4037.

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ СТРУКТУРЫ БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЕЙ С ПОМОЩЬЮ АПКОНВЕРСИОННЫХ НАНОЧАСТИЦ

М.Д. Козинцева¹, Е.К. Волкова¹, Ю.Г. Конюхова¹, В.И. Кочубей¹

*Саратовский Государственный Университет им. Н.Г. Чернышевского
(410012, г. Саратов, ул. Астраханская, 83)
e-mail: marin15121991@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

В работе представлены результаты исследования изменения флуоресценции апконверсионных наночастиц, находящихся в коже крысы при просветлении ее иммерсионными агентами. Показано, что контраст изображения существенно увеличивается. Динамика изменения интенсивности люминесценции носит сложный характер.

1. ВВЕДЕНИЕ

По сравнению с другими квантовыми точками, апконверсионные наночастицы обладают стабильной узкополосной эмиссией при возбуждении в ближнем ИК диапазоне. При этом кванты люминесценции имеют более высокую энергию. Люминесценция биоткани в спектральной области люминесценции апконверсионных наночастиц отсутствует, что позволяет исключить фоновый сигнал от биоткани [1]. Апконверсионные наночастицы имеют малую токсичность, и могут быть применены при исследовании биообъектов [2].

Существует множество работ по наблюдению структуры биотканей с помощью апконверсионных наночастиц [3]. Они могут использоваться для визуализации раковых новообразований [1], визуализации кровяного русла *in vivo* [4], лимфатической системы *in vivo* [5].

Однако, проникновение света в биоткань невелико, и для области 650-1000 нм имеет величину порядка 1,5-2,5 мм [6]. Пространственное разрешение регистрации уменьшается вследствие рассеяния люминесценции, лежащей в видимой области спектра. Усиление сигнала флуоресценции от наночастиц, проходящей через слой биоткани, возможно при помощи оптического просветления биотканей осмотически активными иммерсионными жидкостями.

Целью данной работы являлось исследование изменения люминесцентного сигнала от расположенных в глубине образца апконверсионных наночастиц при просветлении образцов кожи *in vitro*.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

2.1. Материалы

Эксперименты были проведены на образцах кожи крысы *in vitro*. Жировая ткань удалялась. Размер образцов составлял 2×2 см. Толщина образцов измерялась микрометром и составила 0.86 ± 0.43 см.

Были использованы апконверсионные наночастицы $Y_2O_3:Yb$, легированные Er^{3+} (PTIR660-UF (Phosphor Technology, UK)), с полосой люминесценции в области 650 нм, при возбуждении излучением с длиной волны 975 нм.

2.2. Методы

Для наблюдения сигнала люминесценции от апконвертирующих наночастиц через биологическую ткань создана экспериментальная установка, представленная на рисунке 1.

На предметный столик помещался тонкий слой апконверсионных наночастиц, защищенных от биоткани полимером или стеклом, на который накладывался образец. Для регистрации изменения контраста между образцом и наночастицами помещалась металлическая сетка, моделирующая поглощающую структуру биоткани.

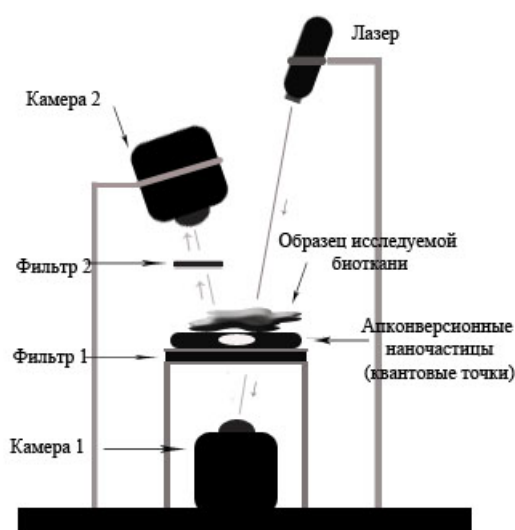


Рис. 1. Экспериментальная установка для регистрации люминесцентных изображений объектов

Для возбуждения флуоресценции наночастиц использовался полупроводниковый лазер ($\lambda = 975 \text{ nm}$, 20 mW). Изображения объектов регистрировались нижней камерой, от люминесцирующего объекта, и верхней – от того же объекта, но люминесценция проходила через биологический образец.

Для подавления сигнала от источника возбуждения использовались наборы стандартных стеклянных фильтров.

Увеличение яркости и контраста изображения достигалось нами путем использования просветляющей осмотически активной жидкости. В качестве которой использовался раствор полиэтиленгликоля (ПЭГ300).

2.3. Результаты и обсуждение

На рисунке 2 изображена зависимость сигнала люминесценции наночастиц от плотности мощности лазерного излучения. Измерение проводилось в относительных единицах, которыми являлись величины сигналов фотокамер. В пределах используемых нами плотностей мощности возбуждающего излучения зависимость является квадратичной [7].

На рисунке 3 представлены люминесцентные изображения металлической сетки находящейся на поверхности слоя наночастиц, полученные с верхней и нижней камер до и после просветления биологической ткани в течение 60 мин.

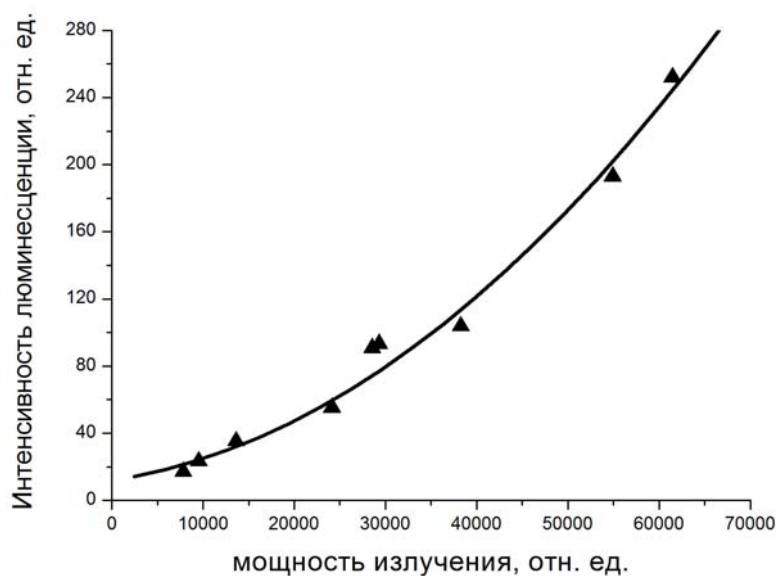


Рис. 2. Зависимость интенсивности люминесценции от мощности лазерного излучения

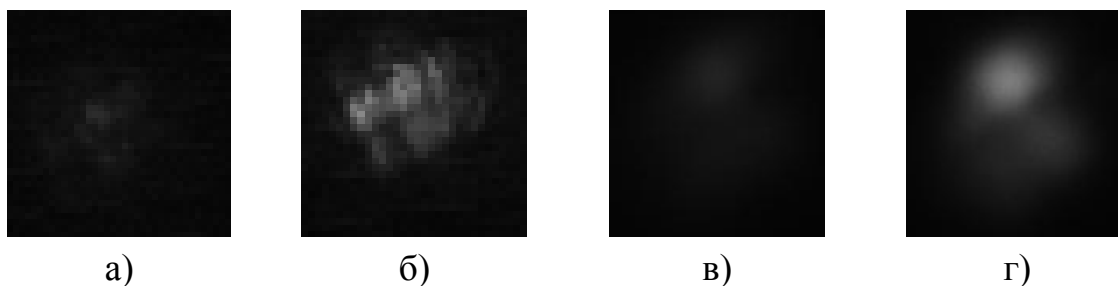


Рис. 3. Люминесцентные изображения полученные с верхней камеры (а, б) и нижней (в,г) до просветления (а,в) и после просветления в течение 60 мин (б,г)

Для анализа изменений, происходящих при просветлении биоткани, нами измерялись профили линейного среза изображений, полученных при помощи верхней и нижней камер. Результаты измерений представлены на рисунке 4. Рассеяние возбуждающего излучения при прохождении через непросветленную биоткань приводит к тому, что люминесценция нижней камерой регистрируется, однако, контраст практически отсутствует, отдельные нити сетки не разрешаются. Сигнал от верхней камеры находится на уровне шумов. При просветлении в течение 60 мин прохождение света через образец улучшается как для возбуждающего излучения, так и для люминесценции. В результате, на рисунке 4 профили для нижней и верхней камер практически идентичны, различие заключается только в величине сигнала, определяемом апертурой регистрации и чувствительностью камеры.

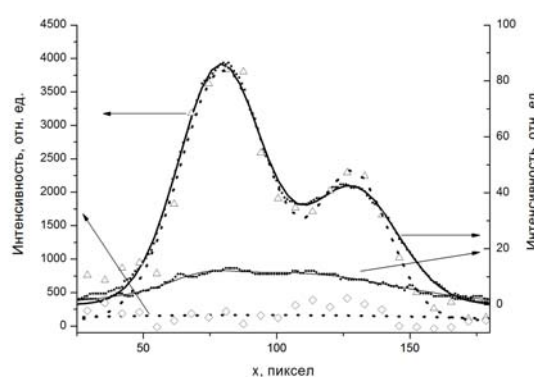


Рис. 4. Профили распределения интенсивности люминесценции слоя наночастиц с нанесенной сеткой до и после просветления биоткани при помощи ПЭГ300: верхняя камера - полые ромбы - до просветления, полые треугольники - после просветления; нижняя камера - круги - до просветления, квадраты - после просветления

На рисунке 5 изображен квадратичный закон преобразования возбуждения в люминесценцию приводит к искажению люминесцирующих изображений – спад интенсивности люминесценции более крутой, чем возбуждающего излучения. Это приводит к увеличению контраста и пространственного разрешения, однако форма регистрируемого изображения может отличаться от формы пространственного распределения наночастиц в объекте в случае ослабления возбуждающего света вышележащими структурными объектами образца.

Возбуждение осуществляется в области прозрачности биологической ткани, где рассеяние света мало. Соответственно, динамика изменения интенсивности возбуждающего света, прошедшего через биоткань, практически экспоненциальна. Слабые изменения, связанные с встречной диффузией межклеточной жидкости из биоткани не нарушают общую закономерность. Квадратичный характер зависимости интенсивности люминесценции от мощности возбуждающего света подчеркивает данные изменения, и зависимость люминесценции от времени диффузии становится нелинейной, что видно из рисунка 6 (а).

Из рисунка 7(а) видно, что при регистрации верхней камерой нелинейность возрастает, т.к. на временное изменение люминесценции наночастиц дополнительно накладывается изменение ослабления люминесценции биотканью. Зависимость изменения степени просветления биоткани для люминесценции можно определить по соотношению интенсивностей, регистрируемых верхней и нижней камерами на рисунке 7(б).

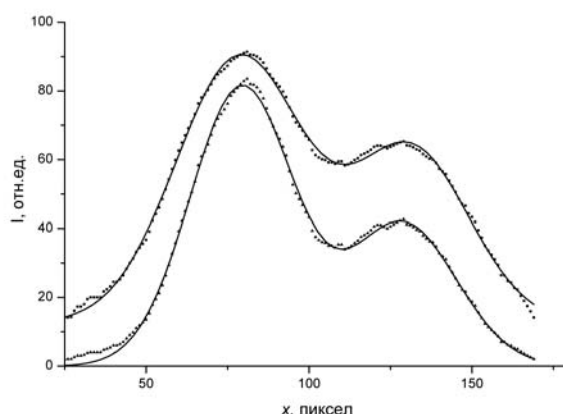
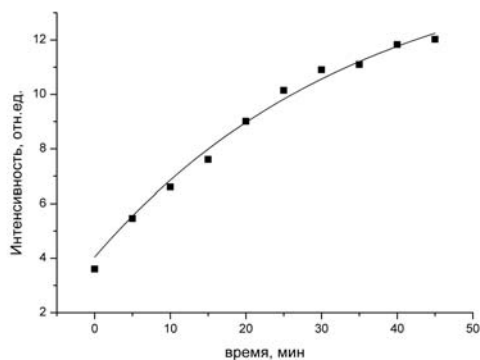
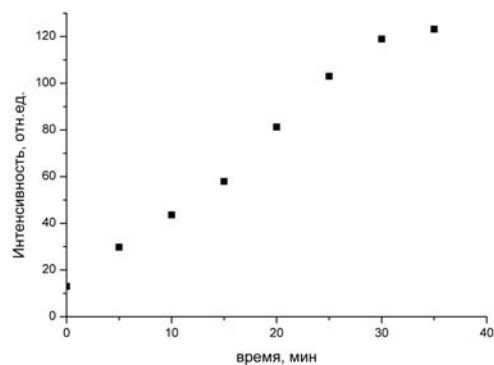


Рис. 5. Профили интенсивности люминесценции, регистрируемой нижней камерой (нижняя кривая), и пучка возбуждающего лазерного излучения (верхняя кривая)

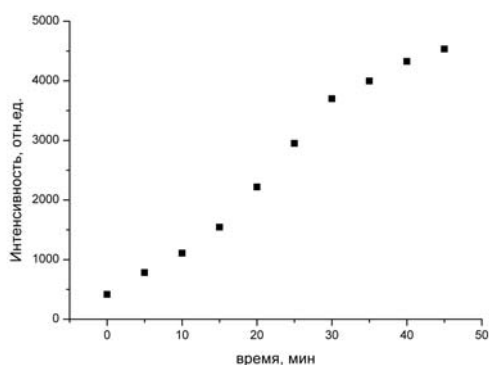


а)

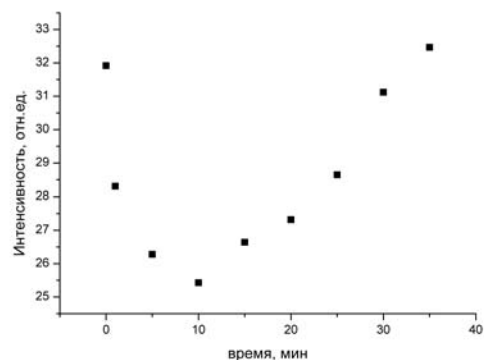


б)

Рис. 6. Временные зависимости изменения интенсивности возбуждающего света, прошедшего через биоткань в процессе просветления (а) и люминесценции наночастиц, регистрируемой нижней камерой (б)



а)



б)

Рис. 7. Временные зависимости изменения интенсивности люминесценции наночастиц, прошедшей через биоткань в процессе ее просветления (а) и отношения люминесценции наночастиц, регистрируемой верхней и нижней камерой (б)

В результате полученные данные характеризуют только изменение степени ослабления люминесценции. Из приведенного рисунка следует, что в проведенном эксперименте, в течение 10 мин превалирует диффузия межклеточной жидкости из биоткани. при этом рассеяние несколько увеличивается. По мере замещения межклеточной жидкости менее подвижными молекулами ПЭГ наступает процесс просветления.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследовано изменение сигналов люминесценции апконверсионных наночастиц, наблюдаемой при просветлении биологической ткани. Показано, что, при глубине залегания наночастиц до 2 мм, изображение, регистрируемое через просветленную биоткань практически идентично оригиналу. Также показано, что зависимость изменения интенсивности люминесценции апконверсионных наночастиц от времени просветления биоткани отличается от динамики регистрации просветления, регистрируемой по обратно рассеянному свету. Предложенная методика анализа динамических зависимостей может служить основой для построения алгоритма исследования динамики диффузии просветляющих агентов в биоткань по динамике люминесценции.

Работа выполнена при поддержке гранта Правительства РФ (грант 14.Z50.31.0004 to support scientific research projects implemented under the supervision of leading scientists at Russian institutions and Russian institutions of higher education).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. N. Zhou, J. Ni, R. He, Advances of Upconversion Nanoparticles for Molecular Imaging. // Nano Biomed Eng., 2013, v. 5(3), p. 131-139
2. D.K. Chatterjee, Z. Yong, Upconverting nanoparticles as nanotransducers for photodynamic therapy in cancer cells. // Nanomedicine, 2008, v. 3, p. 73–82
3. X. Gao, Y. Cui, R. M. Levenson, L. W. K. Chung, and S. Nie, In vivo cancer targeting and imaging with semiconductor quantum dots. // Nat. Biotechnol., 2004, v. 22(8), p. 969–976
4. S.A. Hilderbrand, F. Shao, C. Salthouse, U. Mahmood and R. Weissleder, Upconverting luminescent nanomaterials: application to in vivo bioimaging . // Chem. Commun., 2009, p. 4188–4190
5. S. Andersson-Engels, H. Liu, C.T. Xu, P. Svenmarker, A. Gisselsson, P. Kjellman, L. Andersson, R. in't Zandt, F. Olsson and S. Fredriksson, In vivo luminescence imaging and tomography using upconverting nanoparticles as contrast agents. // ACP Technical Digest OSA, 2012, p. AS3E.2
6. A.N. Bashkatov, E.A. Genina, V.I. Kochubey and V.V. Tuchin, Optical properties of human skin, subcutaneous and mucous tissues in the wavelength range from 400 to 2000 nm. // J. Phys. D: Appl. Phys., 2005, v. 38, p. 2543–2555

7. C.T. Xu, P. Svenmarker, H. Liu, X. Wu, M.E. Messing, L.R. Wallenberg and S. Andersson-Engels, High-Resolution Fluorescence Diffuse Optical Tomography Developed with Nonlinear Upconverting Nanoparticles. // ACS Nano, 2012, v. 6 (6), p. 4788–4795

НЕИНВАЗИВНАЯ ДИАГНОСТИКА ИЗМЕНЕНИЙ СОДЕРЖАНИЯ ГЕМОГЛОБИНА В КРОВИ

Н.С. Козлова, А.А. Маганева, Т.П. Кузьмина

*Самарский государственный медицинский университет,
кафедра госпитальной терапии с курсом трансфузиологии
Самарский государственный аэрокосмический университет
им. академика С.П. Королева
(национальный исследовательский университет),
кафедра лазерных и биотехнических систем
(443011, г. Самара, Московское шоссе, 34)*

АННОТАЦИЯ

Для неинвазивной оценки концентрации гемоглобина крови *in vivo* была разработана и опробована экспериментальная многоволновая лазерная система, включающая в себя оптический датчик, который размещается на пальце руки и формирует излучение с длинами волн 660, 756, 779, 841 и 956 нм, которое, проходя через биообъект, регистрируется фотоприемником. Интенсивность регистрируемого излучения, в соответствии с законом Бугера-Ламберта-Бера, обратно пропорциональна концентрации гемоглобина, длине оптического пути и коэффициенту поглощения гемоглобином оптического излучения на заданной длине волны. Задачи первого этапа заключались в установлении возможности оценки концентрации гемоглобина крови с помощью разработанной системы, определении требований к процессу измерения, выявлении факторов, влияющих на точность оценки. Были выполнены 30-ти секундные измерения в группе из 78 пациентов и сопоставлены с результатами клинического анализа крови. Было выявлено, что существует линейная зависимость между переменной составляющей относительного коэффициента поглощения на длине волны 660 нм и концентрацией гемоглобина, что дает теоретическую возможность неинвазивной оценки концентрации оптическим методом. На результаты анализа сильное влияние оказывают погрешности измерения амплитуд переменной составляющей поглощения и выбросы результатов измерения.

Гемоглобин – дыхательный пигмент, входящий в состав эритроцитов, с помощью которого осуществляется транспорт молекулярного кислорода из легких к тканям. Молекула гемоглобина состоит из простетической группы – гема, относящегося к порфиринам, в состав которого входит атом железа, и белка типа альбумина – глобин. В оксигемоглобине и редуцированном гемоглобине железо находится в двухвалентной форме. Созревающие эритроидные клетки костного мозга постоянно потребляют железо для синтеза гемоглобина.

Нормальные показатели содержания гемоглобина в крови: у мужчин – 130-160 г/л, у женщин – 120 – 145 г/л (у беременных 110 – 145 г/л). Повышенное содержание гемоглобина в крови характерно для эритремии и симптоматических эритроцитозов, снижение – для всех форм анемий, гемобластозов, злокачественных опухолей, хронических воспалительных процессов.

Основным методом диагностики изменения содержания гемоглобина в крови является исследование общего и биохимического анализа крови. Данные методы являются инвазивными, затратными по времени и реактивам, а также требуют определенной подготовки врача-лаборанта. Следует отметить сложность активного скрининга уровня гемоглобина и эритроцитов у жителей сельских районов, а также загруженность рутинными методами исследований амбулаторно-поликлинического звена. В связи с этим перспективным направлением в диагностике является неинвазивное определение уровня гемоглобина. Разработка данной методики позволит осуществлять мониторинг уровня гемоглобина большого количества населения, в том числе дистанционно. Данная методика не будет требовать особой подготовки медицинского персонала.

Для неинвазивной оценки концентрации гемоглобина крови *in vivo* была разработана и опробована экспериментальная многоволновая лазерная система, включающая в себя оптический датчик, электронный блок обработки и соответствующее программное обеспечение для персонального компьютера под управлением ОС Windows XP (рис.1). Оптический датчик размещается на пальце руки и формирует излучение с длинами волн 660, 756, 779, 841 и 956 нм, которое, проходя через биообъект, регистрируется фотоприемником. Интенсивность регистрируемого излучения, в соответствии с законом Бугера-Ламберта-Бера, обратно пропорциональна концентрации гемоглобина, длине оптического пути и коэффициенту погло-

щения гемоглобином оптического излучения на заданной длине волны. Для селекции компонента поглощения излучения кровью и исключения компонентов поглощения другими тканями проводилось измерение амплитуд переменной составляющей, обусловленной пульсациями артериальной крови.

Задачи первого этапа исследований заключались в установлении возможности оценки концентрации гемоглобина крови с помощью разработанной системы, определении требований к процессу измерения, выявления факторов, влияющих на точность оценки. Для решения этих задач были выполнены 30-ти секундные измерения в группе из 78 пациентов и сопоставлены с результатами клинического анализа крови. Диапазон изменения концентрации гемоглобина в исследуемой группе составил 51,6-171 g/L, гематокрита-17,1-54,6 %.

Анализ полученных результатов проводился следующим образом. На первом этапе рассчитывались коэффициенты корреляции между концентрацией гемоглобина и нормированной переменной составляющей поглощения на разных длинах волн. Амплитуда переменной составляющей определялась как математическое ожидание амплитуд отдельных реализаций пульсовой волны. Было установлено, что наибольший коэффициент корреляции наблюдается на длине волны 660 нм и составляет 0,33 (рис.2). Полученный результат показывает функциональную зависимость поглощения от концентрации, однако эта зависимость слабая, что может быть обусловлено погрешностями и выбросами при измерении амплитуд поглощения.

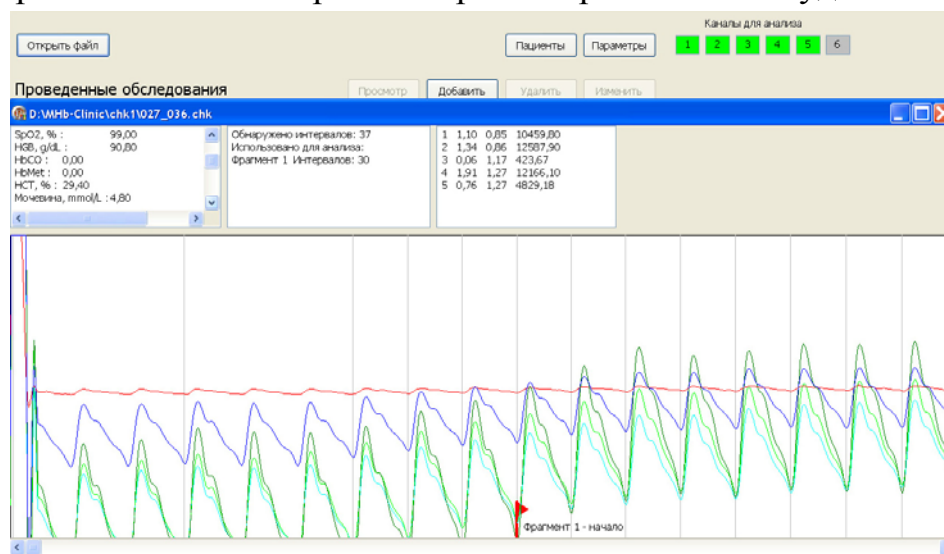


Рис. 1. Интерфейс пользователя системы оценки концентрации гемоглобина in vivo

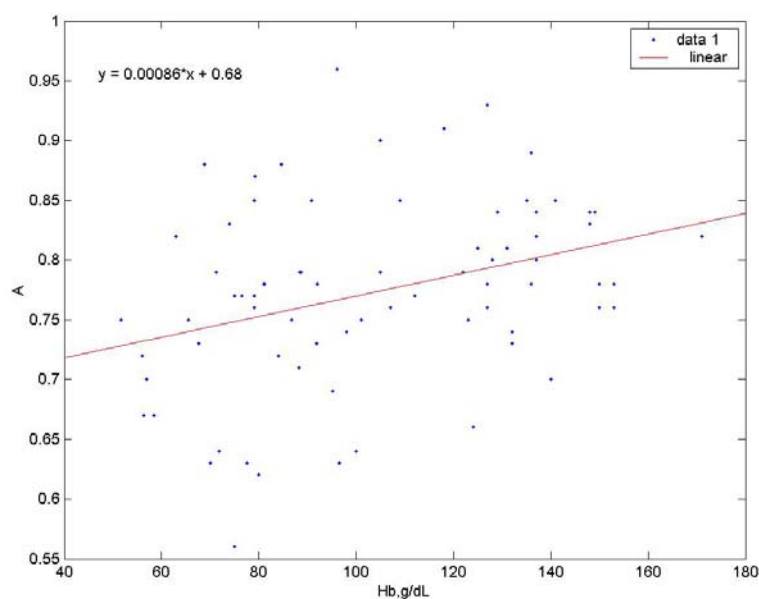


Рис. 2. Зависимость поглощения на длине волны 660 нм от концентрации гемоглобина (исходные данные, параметрическая оценка амплитуды)

Для проверки этого факта было выполнено непараметрическое оценивание амплитуд поглощения. В качестве оценки использовалась медиана. Полученный коэффициент корреляции увеличился и составил 0,4 (рис.3). Связь остается слабой (коэффициент корреляции < 0,5) и, кроме того, при анализе была исключена точка максимальной концентрации по причине зашумленности исходной записи.

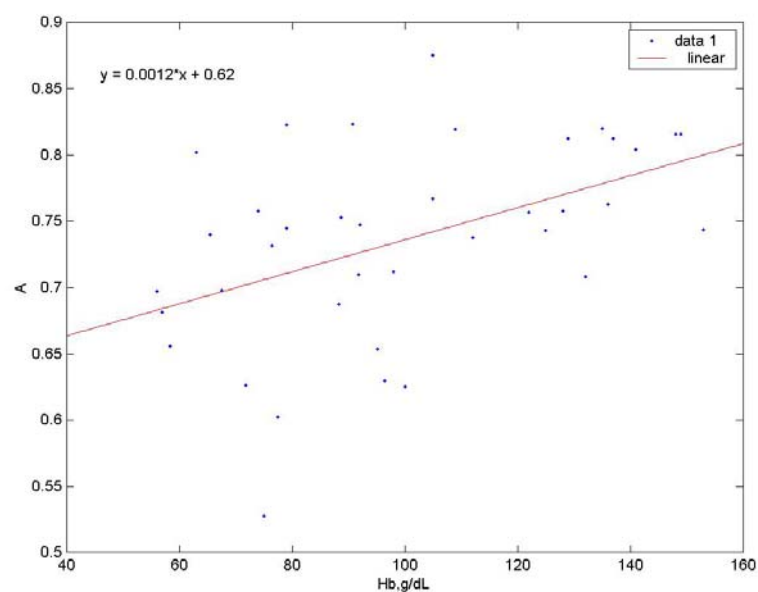


Рис. 3. Зависимость поглощения на длине волны 660 нм от концентрации гемоглобина (непараметрическая оценка амплитуды)

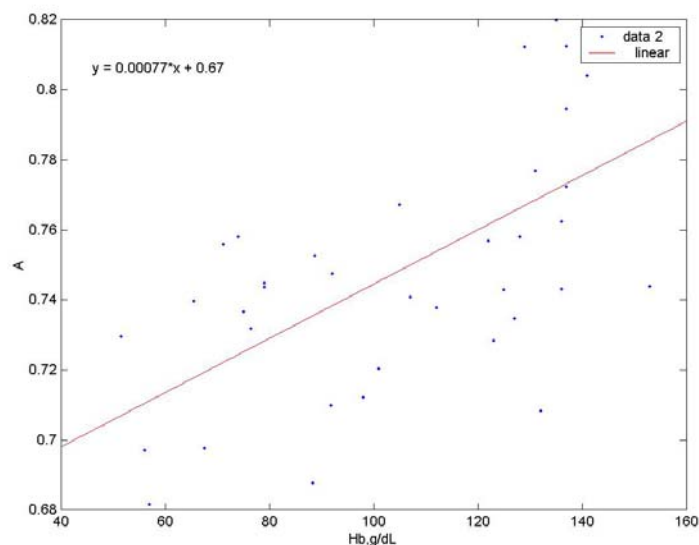


Рис. 4. Зависимость поглощения на длине волны 660 нм от концентрации гемоглобина (непараметрическая оценка амплитуды, отбраковка выбросов)

Далее была проведена отбраковка выбросов результатов измерений (рис.4). Коэффициент корреляции увеличился до 0,63, что характеризует среднюю степень зависимости поглощения от концентрации гемоглобина. Аналогичные результаты были получены при исследовании зависимости поглощения от гематокрита. Это объясняется сильной корреляцией (0,96) в исходных данных гематокрита и концентрации гемоглобина.

Таким образом, существует линейная зависимость между переменной составляющей относительного коэффициента поглощения на длине волны 660 нм и концентрацией гемоглобина, что дает теоретическую возможность неинвазивной оценки концентрации оптическим методом. На результаты анализа сильное влияние оказывают погрешности измерения амплитуд переменной составляющей поглощения и выбросы результатов измерения. Предварительный анализ показывает, что для оценки концентрации с точностью до 1 g/dL требуется точность измерения относительных амплитуд до 0.001. Исходя из вышесказанного, необходима разработка помехоустойчивых алгоритмов обработки исходных сигналов, позволяющих получить оценку амплитуды с малой дисперсией, а также увеличение времени измерения. Необходимо проведение многофакторного анализа влияния других компонентов крови на амплитуду поглощения переменной составляющей. Для получения состоятельных оценок коэффициентов за-

зависимости поглощения от концентрации гемоглобина, а также отработки алгоритмов обработки сигналов, необходимо проведение дальнейших экспериментов, направленных на увеличение исходного массива данных во всем диапазоне концентраций.

ВЛИЯНИЕ ЛАЗЕРНООБЛУЧЕННОГО НИСТАТИНА НА ДИНАМИКУ РАЗВИТИЯ МИКРОБНОЙ ПОПУЛЯЦИИ

Л. А. Кокорина¹, А.Н. Малов², Е.В. Симонова³

*¹Иркутский государственный медицинский университет,
(664003, г. Иркутск, ул. Красного восстания, 1)*

*²Кафедра онкологии и лучевой терапии
(664035, г. Иркутск, ул. Фрунзе, 32)*

*³Кафедра микробиологии
(664003, г. Иркутск, ул. Красного восстания, 3)
e-mail: lubovkokorina1990@yandex.ru*

АННОТАЦИЯ

Рассматривается влияние лазернооблученного нистатина на динамику развития микробной популяции. На основе экспериментальных данных возможно разработать методический подход к определению антимикробной активности лекарственных препаратов в условиях их лазерной нанокластеризации. В практическом плане подобные технологии могут позволить снизить терапевтическую дозу фармацевтических препаратов, уменьшить побочные эффекты, не снижая лечебного результата и не меняя химического состава лекарства.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время повысился интерес к изучению влияния лазерного излучения на различные растворы и живые системы. Кристаллографическим методом было установлено, что под действием лазерного облучения может происходить разрушение кластеров (ассоциатов) макромолекул в растворе, что приводит к повышению их физико-химической активности [1]. Лазерно-индуцированная нанокластеризация биоорганической жидкости дает устойчивый результат, не разрушающийся в течение, по крайней мере, нескольких часов [2]. Актуальной задачей является определение возможных изменений биологического эффекта действия растворов, подвергнутых лазерной нанокластеризации, на живые системы.

Цель работы - оценка динамики развития популяции микроорганизмов в зависимости от экспозиционной дозы лазерного излучения, действо-

вавшего на питательную среду. Задачи исследования состояли в следующем:

изучить характер роста и развития популяции *S.cerevisiae*,
определить влияние нистатина на характер роста *S.cerevisiae*,
оценить эффективность нистатина в отношении *S.cerevisiae* после лазерного облучения.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

В качестве тест-объекта была использована культура *Saccharomyces cerevisiae*, относящаяся к Петергофской генетической коллекции дрожжей. Штамм имеет белые гладкие колонии при росте на твердых питательных средах.

Для изучения кинетики роста периодической культуры *S. cerevisiae* использована жидкая питательная среда Сабуро, обогащенная питательными веществами. Жидкая среда, необходимая для развития культуры дрожжей, подвергалась облучению лазерным полупроводниковым диодом (100 мВт, длина волны около 532 нм) с разной экспозицией (20 и 60 секунд). После этого в питательную среду помещалась микробная взвесь. Аналогичные манипуляции были проведены с жидкой средой с растворенным в ней нистатином (24 ед/мл). Посев проводился на агаре Сабуро по методу Голда. Предварительно выращенные на плотной питательной среде культуру *S. cerevisiae* смывали физраствором, концентрацию микробов в суспензии доводили до величины КОЕ 10^5 кл/мл. Учет результатов осуществлялся в течение 10 суток. Для построения кривой роста определяли динамику численности микроорганизмов путем периодического посева инокулята на питательную среду Сабуро. Продолжительность фаз роста определяли графическим методом по подсчету числа колоний, выросших на питательной среде в чашках Петри. Изменение роста культур в условиях периодического культивирования оценивалось в динамике с интервалом 24,0 часа, начиная с нулевой точки. В качестве контроля использовались колонии *S. cerevisiae*, выращенная в питательной среде без добавления терапевтической дозы антимикотического препарата или без лазерного облучения.

Жизнеспособность микробов определяется условиями их жизни. Это обусловлено тем, что между ними осуществляется непрерывный обмен органическими и неорганическими веществами, необходимыми для поддержания микробного метаболизма.

При этом микробные популяции постоянно подвергаются воздействию факторов внешней среды, которые могут в той или иной степени ингибировать ее рост опосредованно через процесс метаболизма. В связи с этим моделью, отражающей рост и развития микробной популяции в естественных условиях обитания, является периодическая культура, так как в любой фазе ее роста она находится в состоянии перестройки метаболизма в соответствии с меняющимися параметрами среды ее обитания [3].

В процессе периодического культивирования микробная популяция проходит следующие стадии роста и развития:

► фаза адаптация к среде обитания (лаг-фаза), характеризующаяся задержкой деления – длительность фазы определяется оптимальным составом ростовой среды (чем сбалансированней питательная среда, тем короче стадия), чем меньший стресс испытывает культура в начале культивирования, тем она более устойчива к последующим стрессовым ситуациям.

► фаза экспоненциального роста, характеризующуюся постоянной максимальной скоростью деления микробных клеток, зависящей от вида, а также от питательной среды и условий ее культивирования - отражает способность культуры к ее размножению, что обеспечивает высокую численность (выбрасываются высокоактивные биологические вещества, усиливающие процесс размножения). Но в этот период культура очень ранима к действию неблагоприятных для нее факторов внешней среды. Нарастающая микробная масса вызывает соответствующую реакцию клеток, направленную на подавление процесса размножения.

► стационарная фаза, характеризующуюся стабилизацией численности микробной популяции – на сложных средах может иметь диауксический тип, сопровождающийся поочередным использованием питательных веществ с постепенным замедлением роста микробов. В поздней стадии начинается процесс отмирания. Микробы в этой стадии роста проявляют способность к аутолизу и переходу в стадию покоя (инструмент отбора наиболее жизнеспособных культур).

► фаза отмирания.

Установлено, что при развитии микробной культуры в нормальных физиологических условиях (контроль) она имеет типичный S-образный характер роста (рисунок 1), в котором можно выделить фазу адаптации, период экспоненциального и стационарного роста, а также фазу ее гибели.

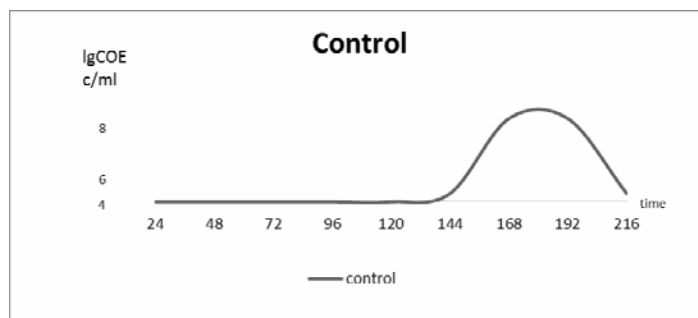


Рис. 1. График развития микробной культуры в нормальных физиологических условиях

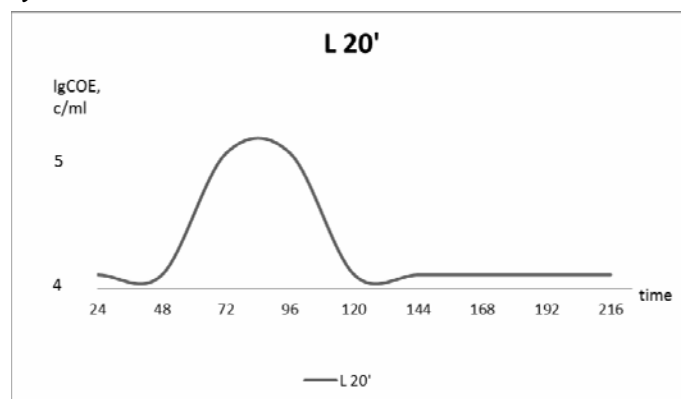


Рис. 2. График развития микробной культуры при воздействии лазера в течение 20 секунд

Стадия адаптации в условиях физиологической нормы составляет 120 часов, а затем она медленно переходит в период экспоненциального роста, который длится 24 часа. При этом концентрация микробных клеток возрастает на четыре порядка при средней удельной скорости роста $0,1 \text{ ч}^{-1}$. В течение 48 часов культура находится в периоде стационарного роста, а затем начинает медленно погибать.

Характер роста и развития дрожжевой культуры в культуральной жидкости, подвергавшейся воздействию лазерного луча в течение 20 секунд не отличается от контрольного варианта (рисунок 2). Однако следует

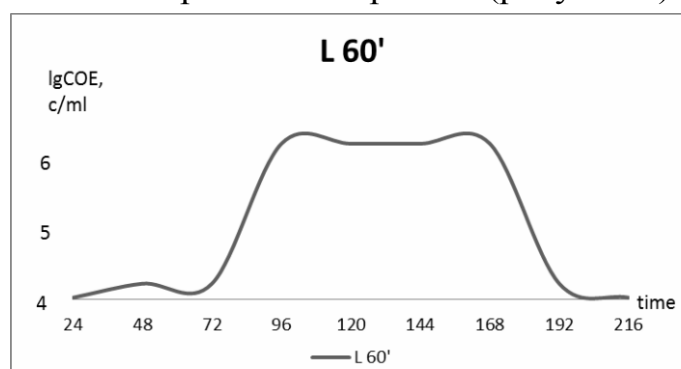


Рис. 3. График развития микробной культуры при воздействии лазера в течение 60 секунд

отметить, что время адаптации культуры снижается на 72 часа. Вместе с тем, удельная скорость роста культуры в стадию экспоненциального не отличается от контроля. И если в контроле гибель культуры в период стадии отмирания имеет экспоненциальную зависимость, то в данных условиях она еще долго остается жизнеспособной. При увеличении экспозиции лазерного облучения культуральной жидкости до 60 секунд (рисунок 3) можно обнаружить некоторые особенности, а именно:

- продолжительность стадии стационарного роста пролонгируется на 48 часов по сравнению с контролем и опытным вариантом, в котором лазерный луч воздействовал на культуральную жидкость
- удельная скорость роста микробной культуры в экспоненциальную стадию роста возрастает в два раза.

На основании выше изложенного следует, что лазерное излучение положительно влияет на растущую культуру, но кинетику ее роста и развития определяют его экспозиционные показатели.

Известно, что под влиянием лазерного облучения органические вещества способны диссоциировать до более мелких молекулярных структур, что может обеспечить им более высокую проницаемость в живую клетку, и тем самым повышает их биологическую активность. В связи с этим были проведены экспериментальные исследования по изучению действия антимикотического препарата – нистатина в отношении тест-культуры, содержащегося в культуральной жидкости, и подвергавшегося воздействию лазерного луча в течение 20 и 60 секунд.

При воздействии на микробную культуру антимикотического препарата – нистатина – контрольный вариант (рисунок 4), характер ее развития не отличается от условий физиологического роста, но имеет свои особенности. Прежде всего, период адаптации снижается на 24 часа.

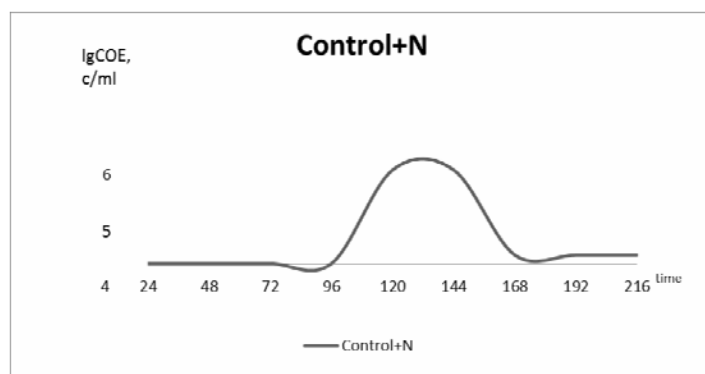


Рис. 4. График развития микробной культуры при воздействии нистатина

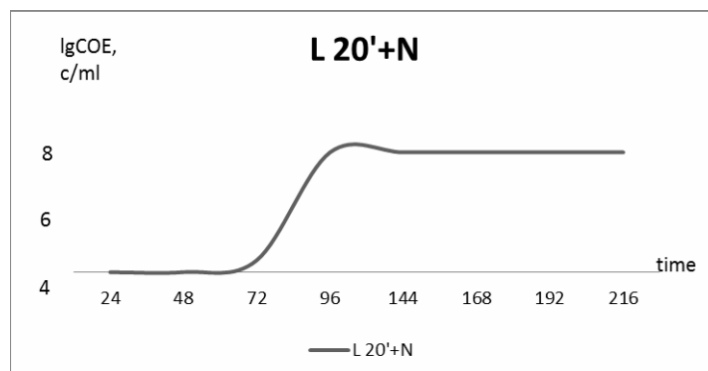


Рис. 5. График развития микробной культуры при воздействии лазера в течение 20 секунд и нистатина

Максимальное увеличение концентрации микробных клеток в период экспоненциального роста возрастает всего лишь на два порядка, что указывает на снижение ее жизнеспособности. Кроме того, если в начале фазы отмечается снижение численности микробной популяции с высокой скоростью, то начиная со 168 часа культивирования, наблюдается стабилизация ее плотности, что, по-видимому, связано с формированием у нее приспособительного механизма. Отсюда следует, что антимикотический препарат обладает выраженной биологической активностью в отношении тестовой культуры дрожжей, но при длительном культивировании в структуре популяции формируется к нему резистентность.

При воздействии лазерного луча в течение 20 секунд на культуральную жидкость, содержащую нистатин, было установлено, что характер кривой не отличается от контрольных вариантов 1 и 2, но имеет свои особенности (рисунок 5). Прежде всего, время логарифмической стадии роста сокращается соответственно на 24 и 48 часов по сравнению с контрольным вариантом 2 и 1.

Максимального развития в стадию экспоненциального роста культура получает при концентрации 10^7 КОЕ кл/мл, что соответствует контролю 2, но ниже на порядок по сравнению с контролем 1. Кроме того, в этих условиях удельная скорость роста возрастает в 3 раза и составляет $0,3 \text{ ч}^{-1}$ по отношению к физиологической норме. В случае воздействия на культуральную жидкость, содержащую нистатин в аналогичной дозе, но в течение 60 секунд (рисунок 6) наблюдается полное ингибирование роста тест-культуры.

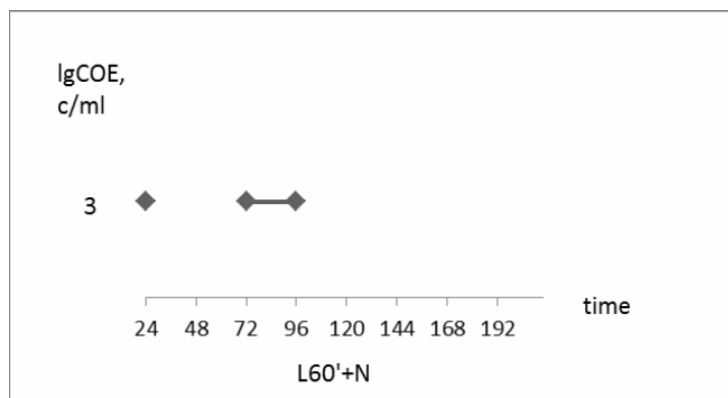


Рис. 6. График развития микробной культуры при воздействии лазера в течение 60 секунд и нистатина

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты пилотных исследований дают возможность считать, что при воздействии лазерного излучения активизируются фармацевтические препараты. Это позволит снизить терапевтическую дозу препаратов, и, тем самым, уменьшить побочные эффекты, не снижая лечебного результата.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Malov A.N., Seteikin A.Yu., Neupokoeva A.V., Musatova E.S., Golub I.E., Sorokina L.V., Fetschenko V.S., Vaichas A.A. The laser radiation action on the biological objects // Optik 124, 6034- 6041 (2013).
2. Малов А.Н., Мусатова Е.С., Сетейкин А.Ю. Исследование особенностей зародышеобразования при планарной кристаллизации биоорганических растворов на твердой подложке // Вестник Амурского государственного университета, 2012, выпуск 57, с. 39 – 44.
3. Базолева Л.С. Адаптация патогенных бактерий к абиотическим факторам окружающей среды: дис....д-ра биол.наук. Владивосток, 2001. 293с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВНЕШНЕЙ МЕХАНИЧЕСКОЙ КОМПРЕССИИ НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОЖНОЙ ТКАНИ ЧЕЛОВЕКА *IN VIVO*

И.А. Нахаева, О.А. Зюрюкина, Ю.П. Синичкин

*Саратовский государственный университет
(410012 г. Саратов, ул. Астраханская, 83)
E-mail: inara-n92@yandex.ru*

АННОТАЦИЯ

В работе представлены результаты исследования влияния внешней механической компрессии на спектры диффузного отражения кожи *in vivo* в диапазоне спектра 400-2000 нм. Анализ спектров, проведенный на основе диффузионного приближения теории переноса излучения, позволил установить, что внешняя механическая компрессия приводит к уменьшению как поглощающих, так и рассеивающих свойств кожи. При этом из двух процессов, определяющих величину коэффициента отражения кожи *in vivo* в условиях внешней механической компрессии в ближнем инфракрасном диапазоне спектра, превалирующим является процесс уменьшения рассеивающих свойств ткани, являющийся результатом вытеснения воды из объема кожи, подверженного компрессии. В видимом диапазоне спектра изменение коэффициента отражения кожи обусловлено помимо уменьшения рассеивающих свойств кожи также уменьшением содержания в ней крови. Получено, что в результате внешней механической компрессии величиной 110 кПа содержание воды в коже уменьшается на величину порядка 10%. Процесс воздействия компрессии на кожу носит инерционный характер, при этом время стабилизации оптических параметров кожи в условиях компрессии составляет величину порядка 5 минут, в то время как время восстановления кожи после снятия компрессии составляет величину порядка 50 минут. При этом в первые 10 секунд значительно увеличивается кровенаполненность сосудов ткани (в 2.4 раза по сравнению с нормой) и ее степень оксигенации гемоглобина (2.7 раз по сравнению с нормой).

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование влияния внешней механической компрессии на оптические свойства биологических тканей *in vivo* представляет интерес по целому ряду причин, обусловленных как особенностями применения волоконно-оптических датчиков в спектральных измерениях биологических тканей *in vivo*, так и необходимостью развития методов управления оптическими свойствами тканей с целью совершенствования методов неинвазивной диагностики и мониторинга состояния человека в условиях *in vivo* [1].

Поскольку внешняя механическая компрессия может существенно изменить оптические и геометрические свойства ткани, то компрессионный метод можно считать альтернативным методом управления оптическими параметрами биологических тканей широко используемому иммерсионному методу, основанному на воздействии химических агентов.

2. ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕЙ МЕХАНИЧЕСКОЙ КОМПРЕССИИ КОЖИ *IN VIVO* НА ЕЕ СПЕКТР ДИФФУЗНОГО ОТРАЖЕНИЯ

Экспериментальная установка включала в себя оптическую часть, состоящую из осветительного устройства HL-2000 (Ocean Optics, США), волоконно-оптического датчика и двух волоконно-оптических спектрометров USB4000 (Ocean Optics, США) (область регистрации спектров 400-1000 нм) и NIRQuest512-2.2 (Ocean Optics, США) (область регистрации спектров 900-2200 нм) сопряженных с персональными компьютерами, и обеспечивала регистрацию спектров диффузно отраженного кожей света в диапазоне от 400 до 2200 нм. Конструкция волоконно-оптического датчика позволяла регистрировать спектры диффузного отражения кожи в условиях ее внешней механической компрессии, при этом давление на поверхность ткани p в диапазоне от 0 до 1.4×10^5 Па оказывается не торцом датчика, а через тонкое кварцевое стекло диаметром 30 мм [1].

Объектом исследования являлась кожа внутренней стороны предплечья человека.

На рисунке 1 и 2 приведена временная динамика спектра диффузного отражения кожи человека *in vivo* в видимом и ближнем ИК диапазонах спектра в условиях внешней компрессии $p = 110$ кПа.

В видимой области спектра при наложении внешнего давления величиной $p = 110$ кПа помимо уменьшения коэффициента отражения во всей спектральной области происходит уменьшение величины провала в облас-

ти спектра 500-600 нм, который практически исчезает через 5 минут после наложения компрессии. После снятия внешней компрессии в течение времени порядка 10 секунд происходило резкое уменьшение коэффициента отражения кожи в области 500-600 нм. Восстановление спектра отражения в первоначальное состояние происходит в течение времени около 50 минут. Это также видно из рисунка 3, где приведены временные изменения коэффициентов отражения кожи на двух длинах волн (540 и 700 нм) в условиях наложения и снятия давления $p = 110$ кПа.

В ближней ИК области спектра при наложении внешнего давления имеет место тенденция уменьшения коэффициента отражения кожи во всем спектральном диапазоне, при этом стабилизация спектров наблюдается в течение времени порядка 10 минут (рисунок 4). После снятия компрессии спектры восстанавливаются в первоначальный вид практически в тот же временной промежуток, что и видимом диапазоне (около 50 минут).

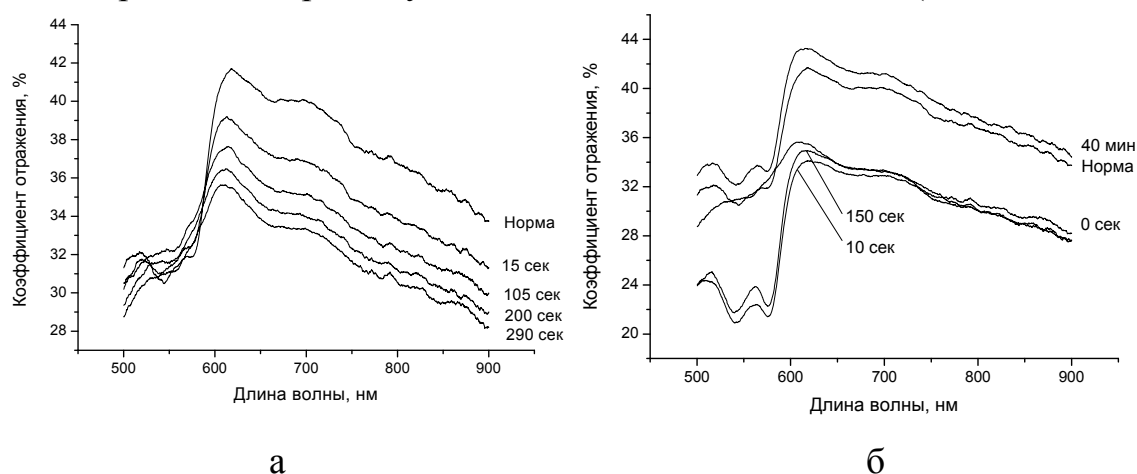


Рис. 1. Временные изменения в спектрах отражения кожи предплечья человека *in vivo* при наложенной внешней механической компрессии (а) и после ее снятия (б). $p = 110$ кПа

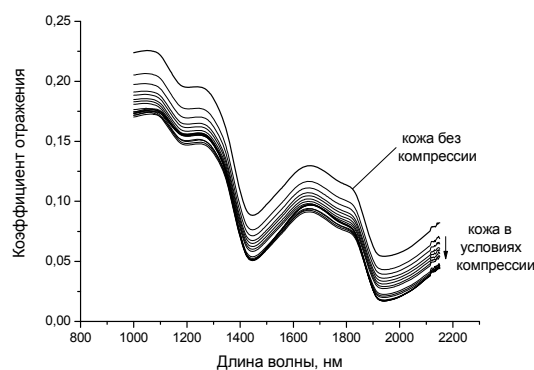


Рис. 2. Временные изменения в спектрах отражения кожи человека *in vivo* в ближней ИК области спектра при ее внешней компрессии

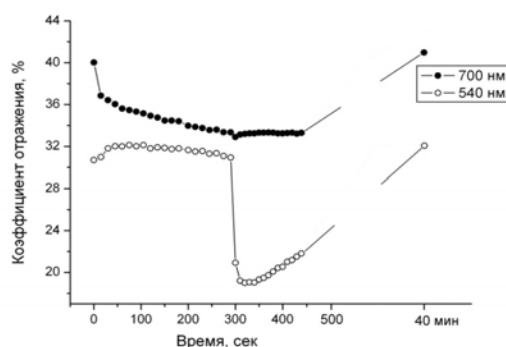


Рис. 3. Временные изменения коэффициентов отражения кожи предплечья человека на двух длинах волн в условиях внешней механической компрессии (интервал времени 0-290 сек) и при ее снятии (интервал времени свыше 290 сек)

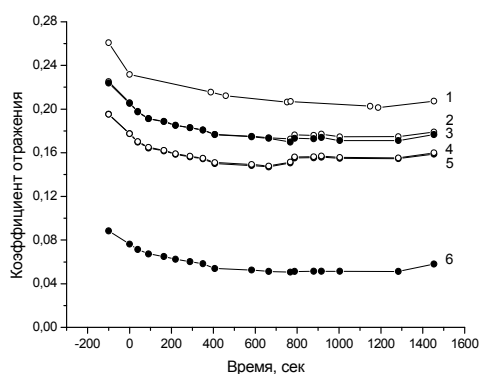


Рис. 4. Временные изменения коэффициентов отражения кожи предплечья человека *in vivo* на разных длинах волн в условиях внешней механической компрессии (интервал времени 0-760 сек) и после ее снятия (интервал времени свыше 760 сек). 1 – 810 нм, 2 – 970 нм, 3 – 1070 нм, 4 – 1250 нм, 5 – 1190 нм, 6 – 1450 нм

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

С точки зрения морфологии кожи провал в спектре ее диффузного отражения в области 500-600 нм обусловлен поглощением гемоглобина. Параметром, которым можно оценить содержание гемоглобина в коже, является индекс эритемы, который пропорционален площади над кривой оптической плотности кожи в данном диапазоне спектра, а форма спектра в этой области дает возможность оценить степень оксигенации гемоглобина.

Индекс эритемы рассчитывался согласно формуле [3]:

$$E = 100 \times \left[OD_{560} + 1.5 \times (OD_{545} + OD_{575}) - 2.0 \times (OD_{510} + OD_{610}) \right], \quad (1)$$

а степень оксигенации гемоглобина можно определить согласно модифицированной методике, предложенной авторами [4]:

$$Y = \alpha \times \left[\left(\frac{OD_{570} - OD_{560}}{10} - \frac{OD_{560} - OD_{545}}{15} \right) \times \frac{1}{H} + \beta \right], \quad (2)$$

$$H = \frac{OD_{545} - OD_{530}}{15} - \frac{OD_{570} - OD_{545}}{25},$$

где величина оптической плотности кожи $OD = \log\left(\frac{1}{R}\right)$ определяется на длинах волн, указанных в формулах (нм), R - коэффициент диффузного отражения, H - индекс гемоглобина, определяющий содержание гемоглобина в крови (аналог индекса эритемы), $\alpha = 31$ и $\beta = 1,12$ – экспериментально определенные поправочные коэффициенты.

На рисунке 5 приведена временная кинетика индекса эритемы кожи при внешней компрессии и после ее снятия. Видно, что в случае внешней компрессии индекс эритемы уменьшается, что свидетельствует об уменьшении содержания крови в коже. Вытеснение крови из объема кожной ткани, подверженного компрессии, происходит в течение нескольких минут, при этом в зависимости от величины компрессии вытесняется разное количество крови: при давлении $p = 13.9$ кПа индекс эритемы уменьшается от 34 до 25, то есть содержание крови уменьшается приблизительно на 26 %, в то время как при давлении $p = 110$ кПа кровь вытесняется практически полностью.

После снятия внешней компрессии происходит резкое увеличение содержания крови в объеме кожной ткани, которая подвергалась компрессии. В течение нескольких секунд индекс эритемы достигал величины, значительно превышающей индекс эритемы нормальной кожи. Восстановление морфологии всей кожной ткани в первоначальное состояние происходило в течение 20-50 минут в зависимости от величины компрессии.

Определенный интерес представляет поведение степени оксигенации гемоглобина крови, содержащейся в объеме кожной ткани, подвергаемой механической компрессии. На рисунке 6 приведена временная кинетика степени оксигенации гемоглобина крови при наложении механической компрессии и после ее снятия.

После наложения компрессии уменьшение содержания крови сопровождалось уменьшением степени ее оксигенации. Снятие компрессии при-

водило к резкому увеличению (в 2.7 раз) степени оксигенации, что обусловлено вбросом в объем кожи, который подвергался компрессии, артериальной крови с высокой степенью оксигенации.

Анализ полученных экспериментальных результатов проводился на основе упрощенной модели кожной ткани, согласно которой кожа представлялась в виде однородной полубесконечной рассеивающей среды с поглощением, на основе диффузионного приближения теории переноса излучения.

Как показали модельные расчеты, уменьшение рассеяния кожи должно приводить к уменьшению коэффициента отражения, в то время как

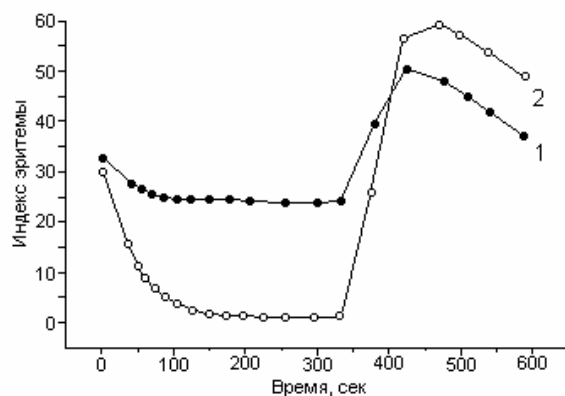


Рис. 5. Кинетика индекса эритемы в условиях внешней механической компрессии (интервал времени 0-330 сек) и при ее снятии (интервал времени свыше 330 сек). 1 - $p = 13.9$ кПа, 2 - $p = 110$ кПа

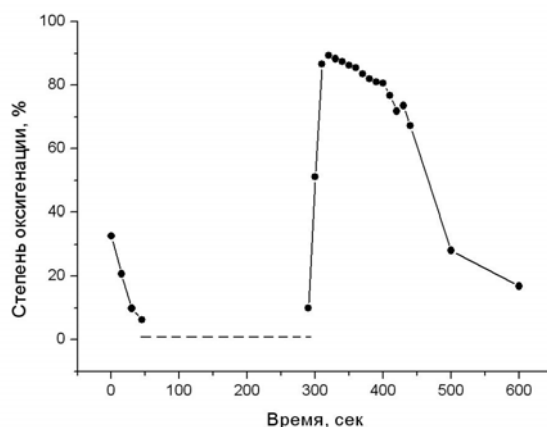


Рис. 6. Кинетика степени оксигенации гемоглобина крови кожной ткани в условиях внешней механической компрессии (интервал времени 0-290 сек) и после ее снятия (интервал времени свыше 290 сек). $p = 110$ кПа

уменьшение поглощения кожи (оба эффекта обусловлены вытеснением воды) приводит к увеличению коэффициента отражения. Наблюдаемое в эксперименте уменьшение коэффициента отражения кожи в условиях компрессии означает, что эффект уменьшения рассеяния ткани в области компрессии превалирует над эффектом уменьшения поглощения кожи. Сравнение эффектов влияния поглощения и рассеяния на спектр отражения кожи позволило сделать вывод, что компрессия величиной 110 кПа приводит к уменьшению содержания воды в коже на величину порядка 10%.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Внешняя компрессия кожи приводит к сжатию ткани, которое проявляется в вытеснении из кожи крови и воды. Первый процесс уменьшает поглощение кожи в диапазоне спектра 500-600 нм, а второй в выравнивании показателей преломления рассеивающих частиц кожной ткани и межклеточной жидкости (смесь воды и белков), что проявляется в лучшем согласовании их показателей преломления и, как следствие, уменьшению рассеяния кожи во всем диапазоне 400-2000 нм. В ближнем ИК диапазоне спектра (900 – 2000 нм) этот процесс является превалирующим над процессом уменьшения поглощения кожи, обусловленным вытеснением воды из области компрессии. Динамика поведения крови кожи в условиях компрессии дает основание возможности совершенствования методик оценки микроциркуляции крови и оценки ее нарушений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Нахаева И.А., Мохаммед М.Р., Зюрюкина О.А., Синичкин Ю.П. // Оптика и спектроскопия. 2014. Т. 117. № 3. С. 522–528.
2. Dawson J.D., Barker J.W., Ellis D.J. et al. // Phys. Med. Biol. 1980. Vol. 25. P. 695-709.
3. Feather J.W., Haijzadeh M., Dawson J.B. et al. // Phys. Med. Biol. 1989. Vol. 34. P. 807-820.

ПОГЛОЩАЮЩИЕ НАНОЧАСТИЦЫ ДЛЯ СТРУКТУРНОЙ ДИАГНОСТИКИ ХРЯЩЕВОЙ ТКАНИ

Ю.М. Сошникова¹, С.Г. Роман², О.И. Баум¹.

¹*Институт Проблем Лазерных и Информационных Технологий РАН
(142190, г. Троицк)*

²*Институт Биохимии им. А.Н. Баха РАН
(119071, г. Москва)*

e-mail: yuliasoshnikova@gmail.com

АННОТАЦИЯ

В данной работе представлены результаты химического синтеза и характеристики биофункциональных наночастиц магнетита Fe_3O_4 в водных дисперсиях, а также после их стабилизации и импрегнации в хрящевую ткань. В работе использовались методы динамического рассеяния света, атомно-силовой и электронной микроскопии. Показано, что стабилизация частиц крахмалом позволяет получить значительно более узкое распределение НЧ по размерам. Средний гидродинамический радиус частиц в дисперсии, используемой для импрегнации в хрящ, составил 48 ± 1 нм при ширине распределения от 5 до 200 (радиус 100) нм. Продемонстрирована стабильность водных дисперсий НЧ при хранении и при повышении температуры до 70 °С. Полученные результаты подтверждают возможность использования стабилизированных наночастиц магнетита в диагностике и лазерной терапии дегенеративных заболеваний хрящей.

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время сильно возрос интерес к использованию наночастиц в диагностике и медицине. Наночастицы оксидов металлов используют в качестве контрастных агентов для магнитно-резонансной томографии [1]. Особого внимания заслуживают, в частности, биосовместимые частицы на основе железа [2, 3], так как с помощью внешнего магнитного поля можно управлять их движением, а также из-за их небольшого размера и возможности модификации их поверхности полимерами и поверхностно-активными веществами. Среди магнитных наночастиц наиболее попу-

лярны магнетит Fe_3O_4 [4] и маггемит ($\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$) [5], но также исследуются сплавы железа с кобальтом [6], никелем [7] и платиной [8]. Перспективы применения магнитных наночастиц в лазерной инженерии хрящей также значительны. Деградация хрящевой ткани начинается в некоторых локальных областях, выявить и диагностировать которые на ранних стадиях, как правило, не удастся, поскольку современные методы позволяют диагностировать только достаточно большие (размерами порядка 1 мм) области поражения [9,10]. Поэтому весьма важными и актуальными являются исследования возможности использования наночастиц магнетита в качестве контрастных добавок для диагностики хряща на ранних стадиях заболевания.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

2.1. Синтез

Для получения водной дисперсии частиц магнетита использовали метод соосаждения по реакции



В инертной атмосфере аргона готовили водный раствор, содержащий 0,050 моль FeCl_3 и 0,025 моль FeCl_2 . Раствор делили на 4 равные части. Первую часть оставляли без изменений, к другим трем частям добавляли крахмал из расчета 0,1; 0,5 и 1 % масс. соответственно. Далее растворы нагревали до 90°C и при интенсивном перемешивании по каплям добавляли 25%-ный раствор аммиака до образования устойчивой темной окраски. Осадок перемешивали в течение 15 мин и оставляли на 30 мин в инертной атмосфере. Далее осадок промывали, и отделяли мелкую фракцию частиц путем центрифугирования 7000 об/мин в течение 15 мин.

2.2. Динамическое рассеяние света (ДЛС)

Суспензию НЧ помещали в стеклянную кювету цилиндрической формы с плотно закрывающейся крышкой и предварительно прогревали в течение 5 минут при заданной температуре. Рассеянный свет принимался кросскорреляционной системой счёта фотонов, позволяющей измерять размеры частиц от 0.5 нм до 5 мкм. Накопление корреляционной функции интенсивности рассеянного света производилось автоматически каждые 60 секунд при измерении при постоянной температуре.

2.4. Просвечивающая электронная микроскопия

Для получения электронных изображений использовали электронный просвечивающий микроскоп JEOL JEM-2000 FXII (JEOL Ltd., Япония). Электронные изображения получали на медных сетках диаметром 3 мм с ультратонким полимерным покрытием при величине ускоряющего напряжения 200 кВ.

2.5. Атомно-силовая микроскопия

Эксперимент проводили на сканирующем туннельном микроскопе Nanoscope IIIa (Digital Instruments, Santa Barbara, USA). Высотные профили получали на воздухе в бесконтактном режиме при скорости сканирования 1,5 Hz, резонансной частоте 230 mA.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1 ДЛС

На рис. 1 приведено распределение по размерам для водной дисперсии частиц магнетита, не стабилизированных крахмалом. Водная дисперсия нестабилизированных частиц магнетита представляет собой полидисперсную систему, значения гидродинамических радиусов частиц в которой лежат в диапазоне 150–850 нм со средним значением $\langle R_h \rangle = 330 \pm 10$ нм (mean $\pm$ SD, $n = 60$).

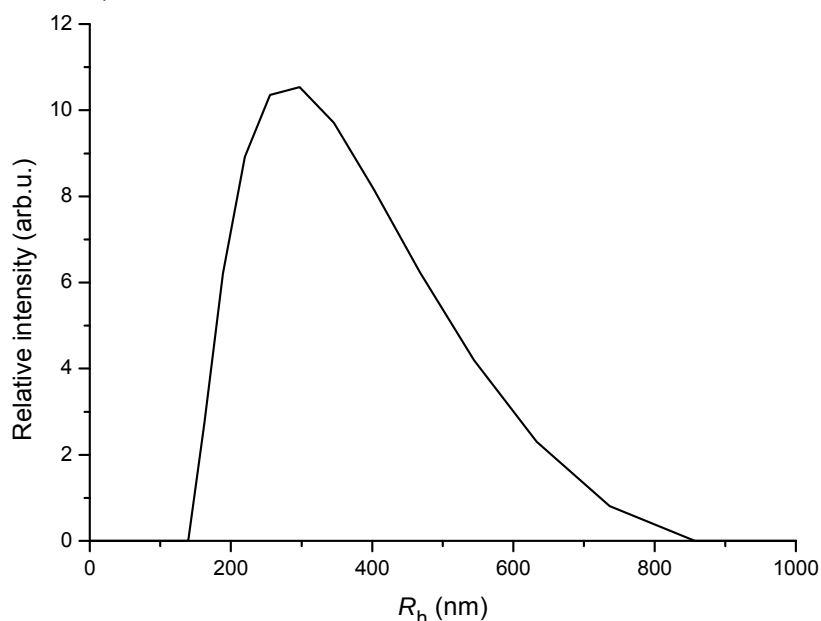


Рис. 1. Распределение частиц магнетита в нестабилизированной водной дисперсии

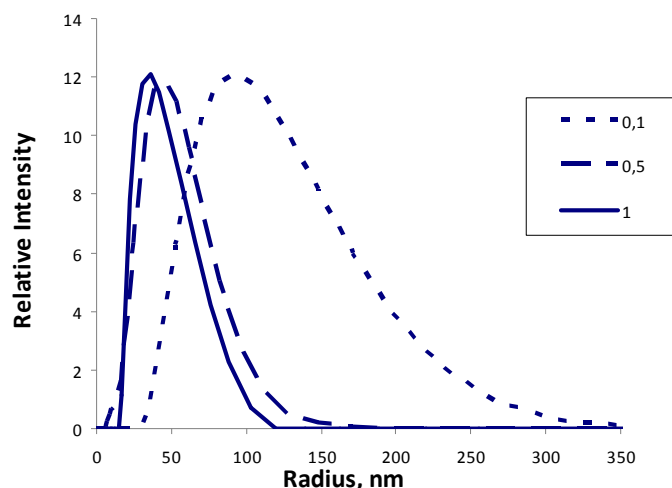


Рис. 2. Распределение частиц магнетита в дисперсиях, содержащих 0,1, 0,5 и 1,0 % крахмала

Данные ДЛС дисперсий частиц Fe_3O_4 , стабилизированных крахмалом, приведены на рис. 2. Средние значения гидродинамических радиусов частиц в дисперсиях, содержащих 0,1, 0,5 и 1,0 % масс. крахмала, составили 85 ± 1 нм, 48 ± 1 нм и 33 ± 1 нм, соответственно.

Как следует из приведенных данных, стабилизация дисперсии крахмалом приводит к увеличению в общем распределении доли более мелких частиц размером до 100 нм, в то же время она не приводит к снижению полидисперсности системы, так как «хвост» распределения тянется до значений радиусов частиц 1000 нм.

3.2 Электронная микроскопия

На рис. 3 представлены электронные фотографии частиц магнетита, полученные для нестабилизированных (рис. 3а) и стабилизированных 0,5 % крахмалом частиц (рис. 3б).

На рис. 3а видны крупные агрегаты частиц (более 100 нм), состоящие из отдельных доменов диаметром около 20 нм. На рис. 3б видны отдельные частицы с диаметром от 5 до 20 нм, а также их агрегаты размером до 100 нм, что согласуется с данным ДЛС и АУЦ. Из рис. 3б видно, что по сравнению с нестабилизированными образцами, частицы в дисперсии, содержащей 0,5 % масс. крахмала распределены более равномерно, существенно возросла доля мелких частиц. Рефлексы на приведенных диаграммах электронной дифракции (рис. 3 а и б) подтверждают кристаллическую структуру синтезированных частиц.

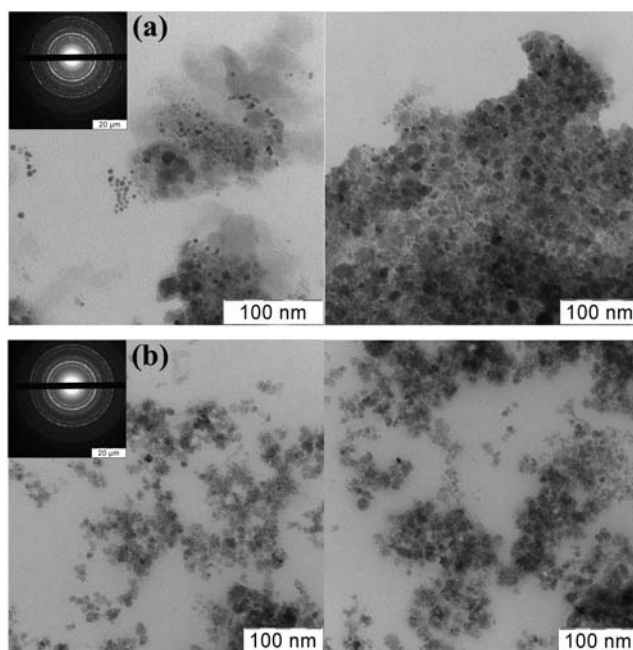


Рис. 3. Электронное изображение частиц Fe_3O_4 (a) нестабилизированных, (b) стабилизированных крахмалом

3.3 АСМ

Результаты АСМ нестабилизированных частиц Fe_3O_4 , представлены на рис. 4. Из рисунка видно, что в системе присутствуют крупные агломераты частиц размером от нескольких сот нм до мкм. Агломерации частиц способствуют их магнитные свойства: в частности, на крупном изображении (слева) на рис. 4 видно, что частицы проявляют тенденцию притягиваться друг к другу под действием магнитных сил (светлая полоса в середине кадра, а также справа).

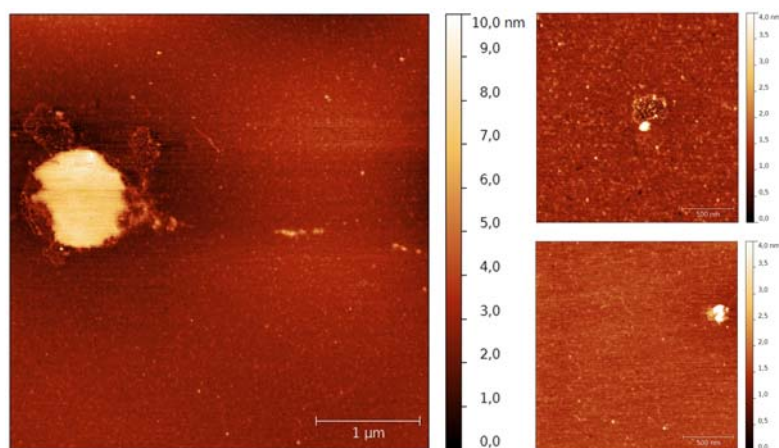


Рис. 4. Изображения АСМ для нестабилизированной дисперсии частиц магнетита

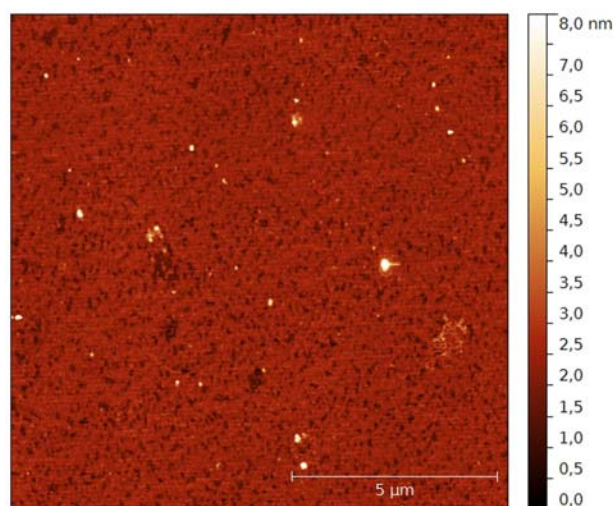


Рис. 5. Изображение АСМ для стабилизированной крахмалом (0,5%) дисперсии частиц магнетита.

На рис. 5 представлено типичное изображение для стабилизированных крахмалом (0,5 % масс.) частиц магнетита.

Согласно данным АСМ, стабилизированная дисперсия частиц магнетита является более однородной: визуальная оценка свидетельствует о более низкой доле агломератов в системе, а также о снижении среднего размера наблюдаемых агломератов. Эти наблюдения подтверждаются данными ДЛС и электронной микроскопии.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены водные дисперсии наночастиц магнетита с широким распределением по размерам. Установлено, что дисперсия содержит как отдельные частицы магнетита, содержащие лишь несколько элементарных ячеек (до 10 нм), так и крупные агломераты частиц размером до 1 мкм и более. Установлена возможность стабилизации наночастиц добавлением крахмала. В исследуемом диапазоне концентраций увеличение содержания крахмала в системе приводит к уменьшению среднего размера частиц магнетита в дисперсии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. J. Chen, F. Wang, Y. Zhang, In Vivo Tracking of Superparamagnetic Iron Oxide Nanoparticle Labeled Chondrocytes in Large Animal Model. *Annals of Biomedical Engineering*, 2012, DOI: 10.1007/s10439-012-0621-5.
2. W.H. De Jong, P. JA Borm, Drug delivery and nanoparticles: Applications and Hazards, *International Journal of Nanomedicine*, 2008, 3(2), 133-149.

3. Estevanato L.L., Lacava L.M., Carvalho L.C., Azevedo R.B., Silva O., Long-term biodistribution and biocompatibility investigation of dextran-coated magnetite nanoparticle using mice as the animal model, *Journal of Biomedical Nanotechnology*, 2012 Apr;8(2):301-308.
4. P. Majewski, B. Thierry, Functionalized Magnetite Nanoparticles— Synthesis, Properties, and Bioapplications, *Particulate Systems in Nano- and Biotechnologies*, CRC Press 2008, 331 – 352.
5. S. Mornet, F. Grasset, J. Portier, E. Duguet, Maghemite@Silica Nanoparticles For Biological Applications, *European Cells and Materials*, 2002, 3(2), 110-113.
6. G. S. Chaubey, C. Barcena, N. Poudyal, C. Rong, Synthesis and Stabilization of FeCo Nanoparticles, *Journal of American Chemical Society*, 2007, 129, 7214-7215.
7. Chen Y., She H., Luo X., Yue G.H., Mi W.B., Bai H.L., Peng D.L., Chemical synthesis of monodisperse Fe-Ni nanoparticles via a diffusion-based approach, *Journal of Nanoscience Nanotechnology*, 2010, 10(5), 3053-3059
8. Syu-Ming Lai, T. Yu. Tsai, Ch.Y. Hsu, Bifunctional Silica-Coated Superparamagnetic FePt Nanoparticles for Fluorescence/MR Dual Imaging, *Journal of Nanomaterials*, 2012, 2012, ID 631584.
9. J.-J. Shyu, C.-H. Chan, M.-W. Hsiung, P.-N. Yang, H.-W. Chen, W.-C. Kuo, Diagnosis Of Articular Cartilage Damage By Polarization Sensitive Optical Coherence Tomography and The Extracted Optical Properties, *Progress In Electromagnetics Research*, 2009, PIER 91, 365–376.
10. M. Stolz, R. Gottardi, R. Raiteri, S. Miot, I. Martin, et al., Early detection of aging cartilage and osteoarthritis in mice and patient samples using atomic force microscopy, *Nature Nanotechnology*, 2009, 4, DOI: 10.1038/NNANO.2008.410.

ПОЛНОПОЛЬНАЯ СПЕКЛ-КОРРЕЛОМЕТРИЯ В ИССЛЕДОВАНИЯХ МИКРОЦИРКУЛЯЦИИ КРОВИ ДЛЯ ТРАНСОПЕРАЦИОННОГО МОНИТОРИНГА

П.А. Тимошина¹, А.С. Яровой², Д.А. Александров²,
О.А. Семячкина-Глушковская¹, В.В. Тучин^{1,3,4}

¹*Саратовский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского
(410012, г. Саратов, ул. Астраханская, 83)*

²*Саратовский медицинский государственный университет
им. В.И.Разумовского,
(410012, г. Саратов, ул. Большая Казачья, 112)*

³*Институт точной механики и управления РАН
(410028, г. Саратов, ул. Рабочая, 24)*

⁴*Национальный исследовательский
Томский государственный университет
(634050, г. Томск, пр. Ленина, 49)
e-mail: timoshina2906@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

Дан анализ микрогемодинамики головного мозга и поджелудочной железы крыс в нормальном состоянии, при искусственно вызванных патологиях (инсульт, панкреонекроз), а также при воздействии лекарственных препаратов с выраженным вазодилататорным (изодрин, ацетилхолин) или вазоконстрикторным (мезотон) действием.

1. ВВЕДЕНИЕ

Мониторинг состояния микроциркуляции является очень важной проблемой современной медицинской диагностики. Это обусловлено тем, что многие заболевания, такие как заболевания сердечно-сосудистой системы, атеросклероз, сахарный диабет, хроническая венозная недостаточность и другие, вызывают функциональные и морфологические изменения в микроциркуляторном русле. Повреждения на уровне микроциркуляции/макроциркуляции составляют основу развития стресс-индуцированных заболеваний [1-3]. В настоящей работе осуществлялся мониторинг гемодинамики крови в поверхностных тканях головного мозга

и поджелудочной железы крысы в нормальном состоянии, при искусственно вызванных патологиях (инсульт, панкреонекроз), а также при воздействии лекарственных препаратов с выраженным вазодилататорным (ацетилхолин) или вазоконстрикторным (мезотон) действием. Авторами был выбран спекл-контрастный метод, который относится к методам лазерной спекл-визуализации. Спекл – коррелометрия полного поля является неинвазивным бесконтактным методом, что позволяет получать и анализировать изображения капиллярного кровотока в режиме реального времени. В данном методе предполагается оценка контраста усредняемых по времени динамических спеклов в зависимости от времени усреднения спекл-модулированных изображений [5,6]. Главная задача данных исследований заключается в демонстрации возможности транс операционного мониторинга состояния микроциркуляции в поверхностных слоях тканей поджелудочной железы и в мозге у лабораторных крыс, в условиях развития патологий методом спекл-коррелометрии полного поля в режиме реального времени.

2. МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Расчет пространственного контраста V производится по единичному регистрируемому изображению спекл-поля по области, размер которой обычно составляет 5×5 или 7×7 пикселей [4-7]:

$$V = \frac{\sigma}{\langle I \rangle} = \frac{\sqrt{\frac{1}{N^2 - 1} \sum_{i=1}^{N^2} \left(I_i - \frac{1}{N^2} \sum_{j=1}^{N^2} I_j \right)^2}}{\frac{1}{N^2} \sum_{j=1}^{N^2} I_j}, \quad (1)$$

где N — размер области расчета, I_i — яркость точек изображения.

Для проведения измерений и расчета контраста в среде LabVIEW 8.5 (National Instruments, США) была создана программа, позволяющая в режиме реального времени с частотой до 100 кадров в секунду регистрировать распределения интенсивности спекл-поля и рассчитывать по формуле (1) по указанной оператором области средний контраст или пространственное распределение контраста с параллельной визуализацией.

2.1. Мониторинг микроциркуляции в поджелудочной железе

Для мониторинга микроциркуляции кровотока в поджелудочной железе была использована экспериментальная установка, схема которой показана на Рис. 1. Данная установка позволяла проводить регистрацию изображений одного и того же участка образца как в когерентном свете (освещение лазером), так и при некогерентном освещении (светодиоды) без механической перенастройки. В качестве источника излучения был использован He-Ne лазер с длиной волны 633 нм, на которой наблюдается существенное рассеяние зондируемого излучения эритроцитами. Выбор исследуемой области осуществлялся с помощью светодиодного зелёного освещения (центральная длина волны ~517 нм), обеспечивающего высокий контраст изображения за счет сильного поглощения крови в данной спектральной области. Для регистрации использовалась монохромная камера Basler A602f (в режиме 8-битного цвета с 256 градациями яркости и размером кадра до 656×491 пикселей).

В исследованиях микроциркуляции поджелудочной железы для моделирования панкреатита был использован метод интраоперационной травматизации поджелудочной железы. Моделирование панкреатической ишемии-реперфузии показало, что и ишемия, и реперфузия приводят к нарушениям микроциркуляции, возникновению отека тканей и к гистоморфологическим изменениям, схожим с теми, что наблюдаются при остром панкреатите.

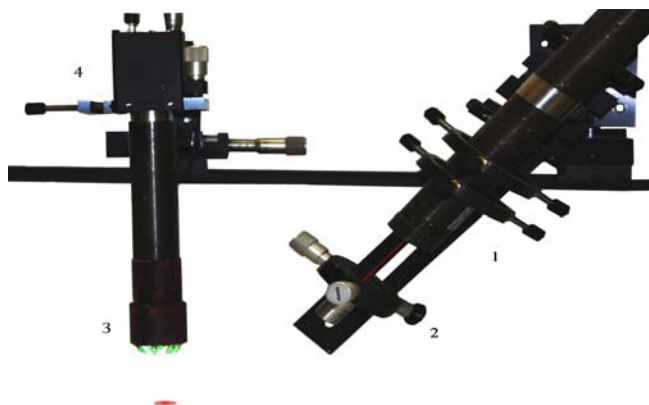


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 - He-Ne лазер ГН-5П, длина волны — 633 нм; 2 - объектив 10х; 3 - тубус микроскопа с микрообъективом (Ломо, 10×) и с 8-элементный светодиодный осветитель (центральная длина волны ~517 нм 4- детектор (КМОП камера Basler A602f)

Для мониторинга состояния микроциркуляции в приповерхностных слоях поджелудочной железы был сконструирован специальный столик, на котором располагалась исследуемая железа, частично извлекаемая из тела животного. В качестве объектов исследований были использованы беспородные белые крысы массой 200 – 250 г. в количестве 20 штук. Под общим обезболиванием (внутримышечное введение анестетика) выполнялась лапаротомия. Интенсивность микрогемодинамики в ходе экспериментов изменялась путем искусственно созданной 50% и 100% ишемии (в результате пережатия соответствующих магистральных кровеносных сосудов длительностью 20 минут). Для животных, переживших первую серию экспериментов, измерения проводились повторно спустя два дня.

2.2. Мониторинг микроциркуляции коры головного мозга

В исследованиях микроциркуляции кровотока коры головного мозга применялся метод моделирования инсульта (метод стрессирования). Метод заключается в следующем: крыс фиксируют на спине, обеспечивая полную иммобилизацию. Затем их помещают в плексигласовую камеру объемом 2000 см³ и подвергают воздействию прерывистым звуком силой 120 дБ по следующей методике: звук 1 мин, прерывистый звук 15 мин (10 сек звук, 10 сек перерыв), перерыв 5 мин, звук 1 мин. Этот цикл повторяется 5 раз с минутным интервалом, общая продолжительность составляла примерно 2 часа. Визуализация исследуемого участка головного мозга лабораторной крысы проводилась после трепанации черепной кости. В данных экспериментах было рассмотрено три группы лабораторных крыс по 10 особей в каждой группе. Для первой группы подопытных животных исследование проводилось через сутки после стрессового воздействия, вторую группу животных исследовали сразу после стрессирования, третья группа была контрольной. Для всех животных внутривенно, с помощью катетера, вводились или вазодилататорные (ацетилхолин) или вазоконстрикторные (мезотон) агенты.

По сравнению с экспериментальной установкой, используемой в исследованиях поджелудочной железы, в установку для мониторинга кровотока мозга были внесены важные изменения, позволяющие более эффективно измерять церебральный кровоток. Отличием данной установки является то, что для подведения зондирующего излучения к исследуемой зоне был использован кварц-полимерный волоконный световод. Схема установки изображена на рисунке 2.

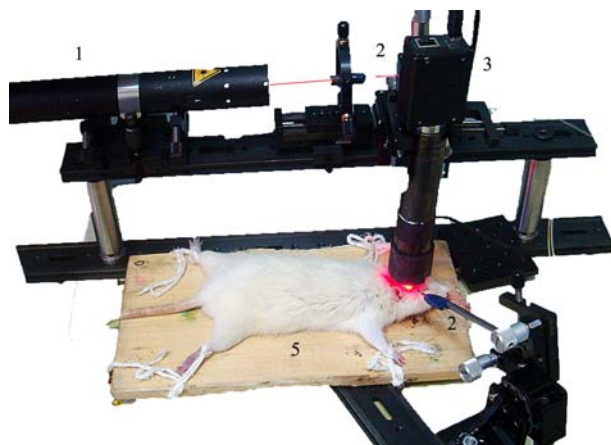


Рис. 2. Схема экспериментальной установки. В режиме спекл-визуализации: 1 - He-Ne лазер ГН-5П, длина волны — 633 нм; 2 – оптическое волокно; 3 - детектор (КМОП камера Basler A602f); 4 – тубус микроскопа с микрообъективом (Ломо, 10×) и с 8-элементный светодиодный осветитель (центральная длина волны ~517 нм; 5 – объект исследования

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Мониторинг микроциркуляции поджелудочной железы

На рисунке 3 представлено спекл- изображение сосуда поджелудочной железы.

На рисунке 4 показана диаграмма, иллюстрирующая зависимость контраста спекл-изображений от функционального состояния поджелудочной железы здоровых крыс во время эксперимента и спустя два дня после моделирования панкреатита.

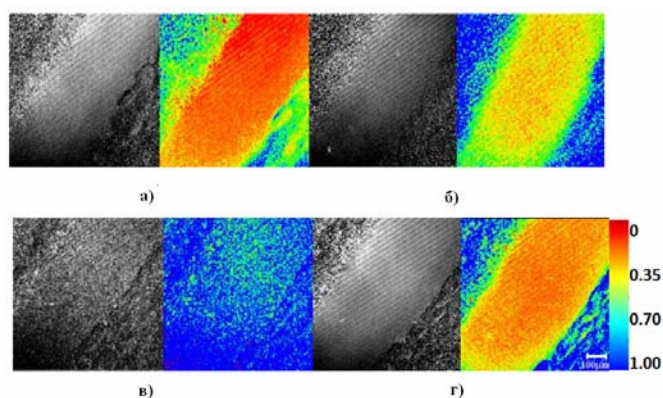


Рис. 3. Изображение сосуда поджелудочной железы (диаметр 280 мкм) в когерентном свете (630 нм) (ч-б) и рассчитанное распределение контраста спеклов(1-0) (цветной) в различных состояниях скорости кровотока: а) нормальное, б) 50% ишемия, в) 100% ишемия, г) реперфузия

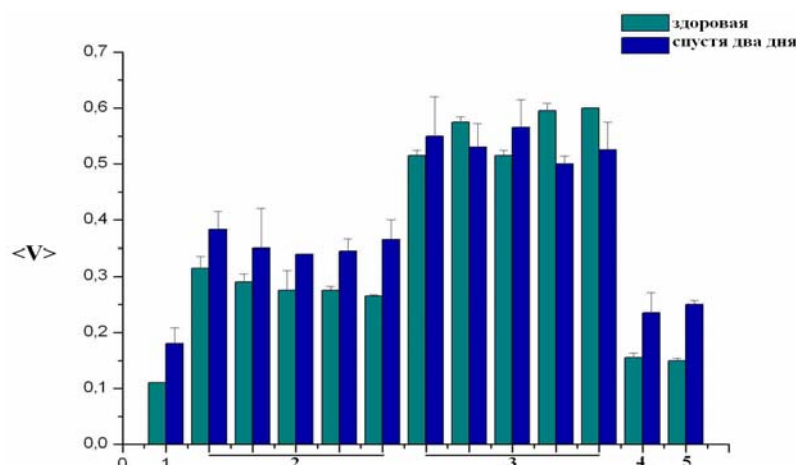


Рис. 4. Изменение контраста спеклов в зависимости от функционального состояния поджелудочной железы здоровых крыс и спустя 2 дня после моделирования панкреатита: 1 - нормальное, 2 - 50% ишемия измерения проводились на 1, 5, 10, 15, и 20 минут, 3 - 100% ишемия измерения были аналогичны 1, 5, 10, 15 и 20 мин, 4 - первая минута реперфузии, 5 - через 5 минут

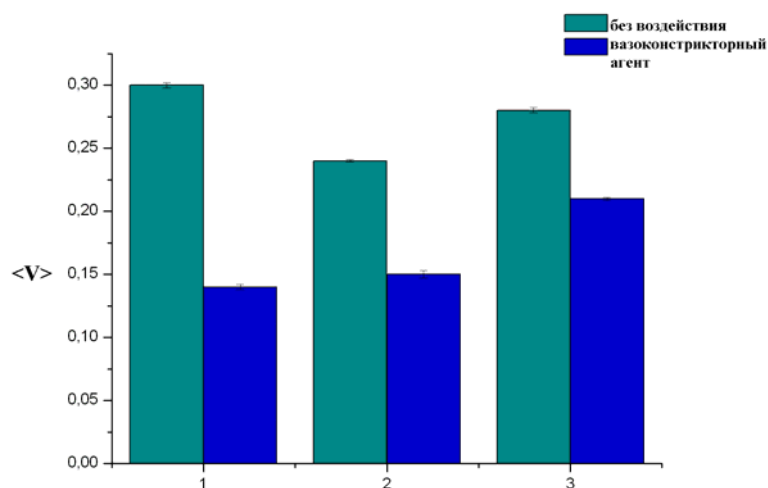


Рис.5. Динамика контраста при изменении функционального состояния подопытного животного: 1-первая группа животных; 2-вторая группа животных; 3-третья группа животных

За выбранный период времени в поджелудочной железе животного возникал острый панкреатит, сопровождающийся локальными кровотечениями, что указывало на формировании в тканях железы геморрагического панкреонекроза. Реперфузионные изменения ткани поджелудочной железы, вызванные ишемией, приводят к возникновению острого панкреатита и даже панкреонекроза.

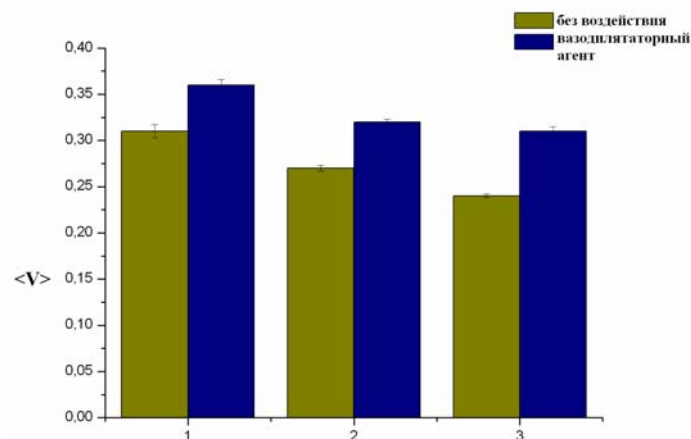


Рис.6. Динамика контраста при изменении функционального состояния подопытного животного: 1-первая группа животных; 2-вторая группа животных; 3-третья группа животных

3.2. Мониторинг микроциркуляции коры головного мозга

На рисунках 5, 6 представлены результаты спекл-корреляционного мониторинга микроциркуляции коры головного мозга. Поведение контраста, обратно пропорциональное скорости движения эритроцитов в капиллярном русле, соответствует ожидаемому физиологическому отклику кровотока на соответствующие воздействия.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Была продемонстрирована эффективность мониторинга состояния микроциркуляции при развитии структурно-морфологических изменений в тканях методом спекл-корреллометрии полного поля. Контраст усредненных по времени динамических спеклов, используемый в качестве диагностического параметра, характеризуется достаточно высокой чувствительностью к изменениям микроциркуляции крови в поверхностных слоях внутренних органов, обусловленным патологическими изменениями или воздействием внешних факторов.

Исследования выполнены при поддержке: 1177.2012.2 "Поддержка ведущих научных школ" от Президента РФ; РФФИ 11-02-00560-а и 13-02-91176-GFNS_a; Правительства РФ гранты 14.Z50.31.0004, 11.519.11.2035, 14.512.11.0022.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. J.B. Dixon, D.C. Zawieja, A.A. Gashev, G.L. Cotre, J. Biomed. Opt., 10, 064016 (2005)
2. P.R. Schvartzman, R.D. White, Textbook of Cardiovascular Medicine (Topol EJ, ed. 2nd ed. Philadelphia: Lippincott Williams & Wilkins, 213–1256, (2002)
3. D. Uhlmann, Microcirculatory Disturbances in the Pathogenesis of Acute Pancreatitis, Acute Pancreatitis, Prof. Luis Rodrigo (Ed.), 142-170, 2012
4. J.D. Briers, S. Webster, Laser speckle contrast analysis (LASCA): a non-scanning, full-field technique for monitoring capillary blood flow // J. Biomed. Opt. 1996. V.1. P.174-179.)
5. J.D. Briers, G.J. Richards, He X.W. J. Biomed. Opt., 4(01), 164–175, (1999)
6. S.M. Daly and M.J. Leahy, ‘Go with the flow’: A review of methods and advancements in blood flow imaging, J. Biophotonics, 6(3), 217-255, 2013.
7. В.В. Тучин Лазерная и волоконная оптика в биомедицинских исследованиях (М. Физматлит.: С.155-156, 2010).

IN VITRO ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ГЛЮКОЗЫ НА СКОРОСТЬ ДИФФУЗИИ ГЛИЦЕРИНА В КОЖЕ

Д.К. Тучина¹, А.Н. Башкатов¹, В.В. Тучин^{1,2}

¹*Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,
кафедра оптики и биофотоники
(410012, г. Саратов, ул. Астраханская, 83)*

²*Институт проблем точной механики и управления РАН,
лаборатория лазерной диагностики технических и живых систем
(410028, г. Саратов, ул. Рабочая, 24)
e-mail: tuchinadk@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

В работе представлены результаты исследования влияния глюкозы на скорость диффузии глицерина в коже in vitro. Для оценки влияния глюкозы на свойства биоткани проводилось измерение коллимированного пропускания интактной кожи и кожи, предварительно иммерсированной в растворе глюкозы, при оптическом просветлении раствором глицерина. В результате измерений было обнаружено замедление диффузии глицерина в коже, предварительно обработанной глюкозой, что может свидетельствовать об изменении оптических и структурных свойств кожи под действием глюкозы.

1. ВВЕДЕНИЕ

При повышенном уровне глюкозы в организме возникает риск гликирования белков, которые являются основными компонентами большинства биологических тканей [1]. Гликирование является результатом взаимодействия молекул глюкозы и белка, что приводит к изменению структуры белка [1, 2], и, следовательно, к изменению его оптических свойств, ограничению функций белка, и нарушению работы организма в целом. Исследование оптических свойств патологически измененных биотканей способствует лучшему пониманию механизмов гликирования и последствий этого процесса.

Для определения влияния глюкозы на биологические ткани может быть использован метод оптического просветления биотканей. Метод ос-

новывается на управлении оптическими свойствами биоткани путем применения иммерсионных агентов, которые вызывают частичную дегидратацию биоткани, частично диффундируют в нее, что приводит к согласованию показателей преломления рассеивателей ткани и окружающей их среды, и, следовательно, снижению светорассеяния [3].

Данный метод позволяет оценить различия в скорости и степени оптического просветления биотканей, а также другие параметры [3, 4], что позволяет сделать вывод об изменении свойств биоткани в результате каких-либо процессов. Таким образом, данный метод можно использовать в качестве биомаркера, с помощью которого возможно определение наличия патологий в биологической ткани.

Целью данной работы являлось исследование влияния глюкозы на скорость диффузии глицерина в коже.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

В качестве оптического просветляющего агента использовался 58%-ный водный раствор глицерина. Раствор был получен путем смешивания глицерина («База №1 химреактивов», Старая Купавна, Россия) с дистиллированной водой. Показатель преломления раствора глицерина 1.414 измерялся с помощью рефрактометра Аббе на длине волны 589 нм.

В исследованиях использовались двадцать *in vitro* образцов кожи белых лабораторных крыс, размером порядка 10 × 20 мм. Волосистой покров и жировой слой удалялись, толщина каждого образца измерялась в пяти точках микрометром с точностью ±50 мкм, после чего значения усреднялись (таблица 1).

Десять из двадцати образцов на сутки помещались в 40%-водный раствор глюкозы ($n_{\text{gluc}} = 1.391$), затем на сутки помещались в физиологический раствор, после чего использовались в измерениях. Ранее метод получения

Таблица 1. Толщина образцов кожи

Кожа	Интактная, мм	Предварительно иммерсионная в растворе глюкозы, мм
Толщина до оптического просветления глицерином	0.69±0.26	0.72±0.14
Толщина после оптического просветления глицерином	0.72±0.23	0.73±0.16

гликированных образцов сухожилия и кожи путем их иммерсии в растворах глюкозы использовался в работах *Kim и др.* [5] и *Hull и др.* [6].

Измерения спектров коллимированного пропускания образцов кожи проводили с помощью спектрометра USB4000-VIS-NIR (Ocean Optics, США). Образец кожи, закрепленный на специальной пластиковой пластине с отверстием в центре, погружался в раствор глицерина. Стеклокювета с образцом помещалась между двумя оптическими волокнами QP400-1-VIS-NIR (Ocean Optics, США) с диаметром сердцевины 400 мкм, с коллиматорами 74-ACR (Ocean Optics, США). В качестве источника света использовалась галогенная лампа HL-2000 (Ocean Optics, США). Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 1.

Спектры коллимированного пропускания образцов регистрировалась в спектральном диапазоне 400-1000 нм. Регистрация спектров проводилась последовательно каждые 5 минут в течение 2-3 часов при комнатной температуре 20°C.

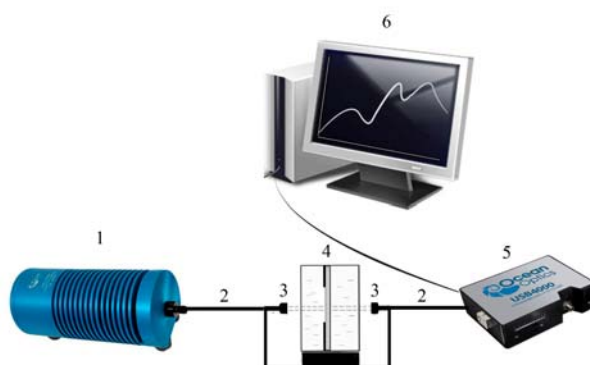


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 - галогенная лампа HL-2000; 2 - оптические волокна с коллиматорами (3); 4 - кювета с образцом, закрепленном на пластине, погруженной в раствор; 5 - многоканальный спектрометр USB4000-Vis-NIR; 6 – компьютер

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Типичные временные зависимости коллимированного пропускания интактной кожи и кожи, предварительно иммерсированной в растворе глюкозы, полученные во время оптического просветления раствором глицерина, представлены на рисунке 2. В обоих случаях пропускание образцов увеличивается во всем измеряемом диапазоне длин волн.

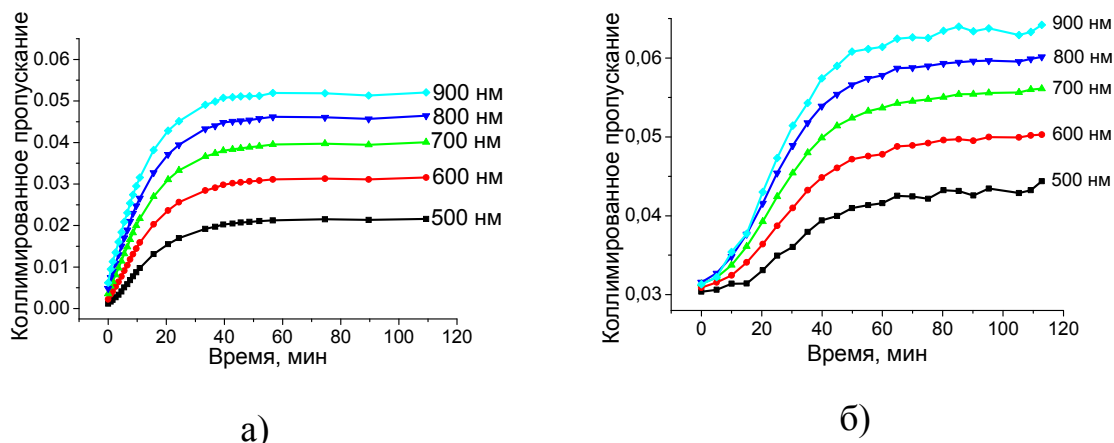


Рис. 2. Типичные временные зависимости коллимированного пропускания интактной (а) и предварительно иммерсированной в растворе глюкозы (б) кожи во время оптического просветления раствором глицерина

Из сравнения рисунков 2(а) и 2(б) видно, что образцы, которые помещались предварительно в раствор глюкозы, имеют больший уровень коэффициента пропускания в начальный момент времени, что, по-видимому, связано с взаимодействием белковых молекул и глюкозы при предварительном иммерсировании, в результате которого происходит образование сольватных оболочек на молекулах коллагена и эластина кожи. По нашим представлениям формирование сольватной оболочки из молекул глюкозы приводит к снижению показателя преломления рассеивателей, и как следствие, к уменьшению светорассеяния по сравнению с интактной кожей. Также можно видеть, что в отличие от интактной кожи для этих образцов характерно более слабое увеличение коэффициента пропускания света в первые 10-15 минут воздействия на них раствора глицерина, что показывает затрудненность процессов диффузии воды из образца и глицерина в образец. Затрудненность диффузии может также объясняться наличием сольватных оболочек на молекулах коллагена, что приводит к уменьшению пористости биоткани и следовательно снижению скорости диффузии [5].

Степень оптического просветления кожи $H(t)$ определялась из временной зависимости коллимированного пропускания образцов с использованием выражения:

$$H(t) = \frac{T(t) - T(t=0)}{T(t=0)} = A(1 - \exp(-t/\tau_D)),$$

где $T(t=0)$ - значение коэффициента пропускания образца кожи в начальный момент времени, $T(t)$ - значение коэффициента пропускания образца кожи в каждый момент времени, A - максимальная степень просветления кожи и τ_D - постоянная времени диффузии глицерина в коже.

На рисунке 3 приведена временная зависимость степени оптического просветления интактной и предварительно иммерсированной в растворе глюкозы кожи. Видно, что оптическое просветление эффективнее в случае интактной кожи. Полученные в результате аппроксимации средние значения максимальной степени просветления кожи и постоянной времени диффузии глицерина в коже представлены в таблице 2.

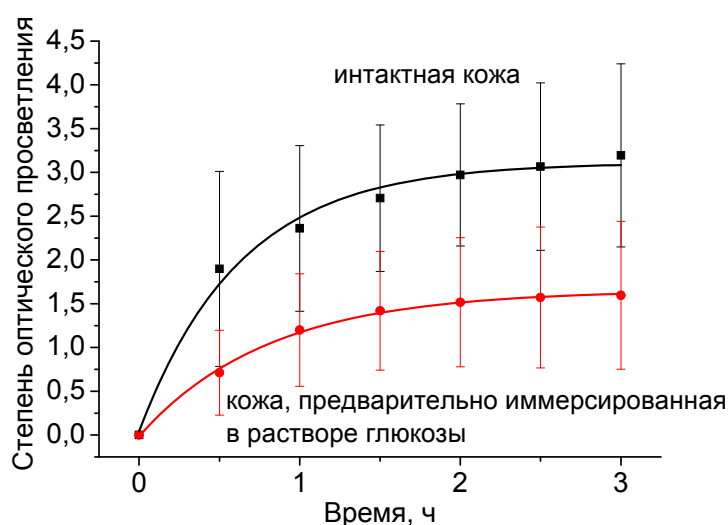


Рис. 3. Временная зависимость степени оптического просветления интактной и предварительно иммерсированной в растворе глюкозы кожи

Таблица 2. Средние значения максимальной степени просветления кожи и постоянной времени диффузии глицерина в коже

Кожа	Интактная	Предварительно иммерсированная в растворе глюкозы
A	3.07 ± 0.16	1.67 ± 0.04
τ_D , мин	37.74 ± 4.98	48.24 ± 2.88

Из рисунка 3 и таблицы 2 хорошо видно, что максимальное значение степени просветления кожи существенно (примерно в два раза) выше для интактной кожи по сравнению с кожей предварительно иммерсированной в глюкозе, причем скорость достижения максимальной степени просветле-

ния также существенно выше для нативных образцов. Полученные результаты подтверждают сделанное нами ранее предположение о формировании в результате взаимодействия с глюкозой дополнительной сольватной оболочки на белковых молекулах кожи. Действительно, уменьшение пористости биоткани затрудняет проникновение молекул иммерсионной жидкости через биоткань, и, соответственно, замедляет диффузию молекул глицерина в коже. В свою очередь, затрудненность диффузии приводит к тому, что за время измерений (порядка трех часов) концентрация глицерина во внутритканевой жидкости не успевает достичь его концентрации в просветляющем растворе, что проявляется в более низкой степени просветления кожи в рамках данных экспериментов.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты экспериментального исследования кинетики оптического просветления глицерином интактной и предварительно иммерсированной глюкозой кожи. В результате исследований было показано, что скорости диффузии глицерина в интактной и гликированной биотканях существенно различаются, что позволяет использовать данный параметр в качестве биомаркера, позволяющего дифференцировать биологические ткани в норме и при наличии патологии. Представленные результаты могут быть использованы как для оптимизации методов и методик оптического просветления биотканей, так и при разработке методов диагностики и мониторинга сахарного диабета.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. RSSDI Textbook of Diabetes Mellitus, 2nd ed., New Delhi: Jaypee Brothers Medical Publishers, 2012
2. J.-Y. Tseng, A. A. Ghazaryan, W. Lo, Y.-F. Chen, V. Hovhannisyan, S.-J. Chen, H.Y. Tan, and C.-Y. Dong, Multiphoton spectral microscopy for imaging and quantification of tissue glycation. // Biomedical Optics Express, 2011, 2(2), p. 218-230
3. V.V. Tuchin, Optical Clearing of Tissues and Blood, PM 154, SPIE Press, Bellingham, WA, 2006
4. A.N. Bashkatov, E.A. Genina, V.V. Tuchin, Measurement of glucose diffusion coefficients in human tissues. // Chapter 19 in Handbook of Optical

Sensing of Glucose in Biological Fluids and Tissues, V. V. Tuchin (ed), Taylor & Francis Group LLC, CRC Press, 2009, p. 587-621.

5. B.-M. Kim, J. Eichler, K.M. Reiser, A.M. Rubenchik, L.B. Da Silva, Collagen structure and nonlinear susceptibility: effects of heat, glycation, and enzymatic cleavage on second harmonic signal intensity. // *Lasers Surg. Med.*, 2000, 27, p. 329-335.
6. E.L. Hull, M.N. Ediger, A.N.T. Unione, E.K. Deemer, M.L. Stroman, J.W. Baynes, Noninvasive, optical detection of diabetes: model studies with porcine skin. // *Optics Express*, 2004, 12(19), p. 4496-4510.

СЕМИНАР БИОФОТОНИКА

СТУДЕНЧЕСКАЯ СЕКЦИЯ

ИЗМЕНЕНИЕ СПЕКТРОВ ОКРАШЕННЫХ ПЛЕНОК ПОД ДЕЙСТВИЕМ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ

Т.А. Антипова, В.А. Жукова, Н.С. Ефремова

*Самарский государственный университет,
кафедра оптики и спектроскопии
(443011, г. Самара, ул. Академика Павлова, 1)
e-mail: tantipova04@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

В данной работе рассмотрено влияние неблагоприятных факторов на спектры поглощения пленок из желатина, содержащих экстракты растений. Проведен анализ изменения концентрации хлорофилла и установлено какие экстракты растений наиболее пригодны для исследований в данной области в зависимости от устойчивости к внешним возбудителям.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время крупные города испытывают экологический кризис в связи с увеличением транспортного потока и интенсивной застройкой жилыми домами, различными производственными помещениями.

Поэтому возникает необходимость в экспрессных методах контроля различных помещений. Наиболее распространенными среди них являются оптические методы, основанные на изучении спектров отражения, пропускания и рассеяния листьев растений.

В данной работе были исследованы изменения спектров пропускания листьев различных растений под влиянием неблагоприятных внешних воздействий с целью определения растения-индикатора при «экологическом стрессе».

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Основным пигментом растений, ответственным за фотосинтез, является хлорофилл. В растениях он присутствует в двух формах а и б. Основным для молекулы хлорофилла является наличие атома магния и кольца с расположенным посередине фитольного хвоста. При поглощении света молекула хлорофилла переходит из основного состояния S_0 в возбужден-

ное состояние S_1 или S_2 при поглощении излучения в синей и красной области спектра, соответственно [1]. Это определяет наличие в спектре хлорофилла двух главных максимумов в области 640-660 нм и 420-440 нм.

Изменение содержания и соотношения синтетических пигментов может служить тестом, позволяющим оценить различные дозы техногенного воздействия. Для измерения содержания хлорофилла разные авторы предлагают методы обратного комбинационного рассеяния [2], лазерной индуцированной флуоресценции [3], ИК-спектроскопии, Фурье спектроскопии.

Для оценки степени вредного воздействия окружающей среды используют хвойные растения, березу, тополь, водоросли, подорожник и т.д. При этом, как правило, сравнивают спектры растений в один и тот же день в разных пунктах города, которые условно считаются экологически «чистыми» и экологически «загрязненными». Тем не менее, растения находятся изначально в разных условиях роста. Поэтому является актуальным создание тест-объектов.

В данной работе в качестве примера тест-объектов использовали растворы трав и желатиновые пленки, окрашенные экстрактами чистотела, крапивы, мяты, лопуха, одуванчика как наиболее распространенных растений, а также раствор хлорофиллипта.

Для приготовления пленок использовали желатин различных марок. Бралась навеска 130г желатина, добавляли 250 мл воды, смесь доводили до 35-40°C и тщательно перемешивали. После этого повышали температуру смеси до ~60°C и добавляли 5-15 г глицерина для уменьшения хрупкости пленок, и вновь тщательно перемешивали. В полученный раствор добавляли экстракт травы, смесь остужали и выливали на стеклянную очищенную ровную поверхность.

Электронные спектры пропускания регистрировали с помощью однолучевого спектрофотометра Specol 1300, работающий в области от 190 до 1100 нм, пределы допускаемой погрешности длин волн $\pm 0,1$ нм, абсолютная погрешность при измерении оптической плотности $\pm 0,004$, пропускания $\pm 0,1\%$. Хотя известны около десяти видов хлорофилла, высшие растения содержат только две формы хлорофилла а и b, которые отличаются спектрами поглощения.

При использовании спектров растений для анализа экологической обстановки разные авторы пользуются разными индексами. Мы взяли в качестве них наиболее распространенные:

1- ΔI изменение интенсивности полосы на определенной длине волны в зависимости от расстояния до источника техногенного воздействия, от времени техногенного воздействия и т.д.;

2- $k = \frac{I_{750}}{I_{664}}$ - отношение интенсивностей полос на длинах волн 750 нм и 664 нм, соответствующих поглощению клетчатки и хлорофилла а;

3- $p = \frac{I_0 - I}{I_0 + I}$ - изменение относительной интенсивности полосы 664 нм;

4-предлагается измерять отношение двух самых интенсивных полос в спектре хлорофилла: $n = \frac{I_{550}}{I_{415}}$;

5- $n = \frac{I_{550}}{I_{415}}$ - отношение двух самых интенсивных полос в спектре хлорофилла.

На рисунках 1-5 приведены изменения спектральных индексов при внешних неблагоприятных воздействиях для различных растений. Значения спектральных индексов для различных трав представлены в таблице 1.

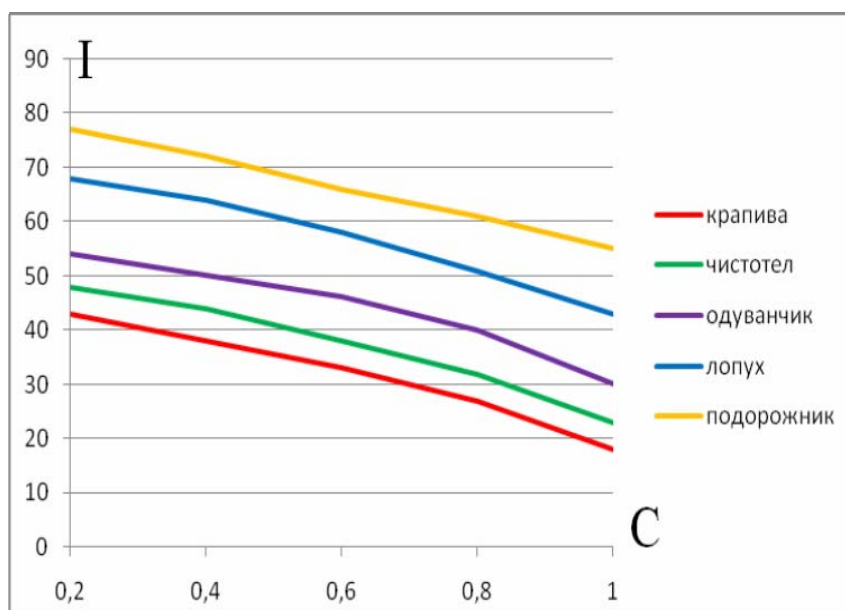


Рис. 1. Зависимость спектрального индекса №1 от концентрации хлорофилла. Изменения пропускания в области 670 нм (хлорофилл а) являются достаточно существенными: при изменении концентрации хлорофилла в 3 раза, интенсивность полосы изменяется на 19 у подорожника, на 29 – у лопуха. Это очень удобный критерий.

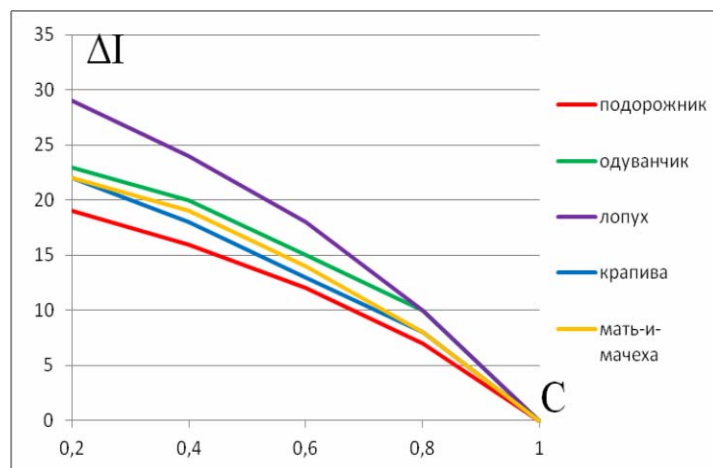


Рис. 2. Зависимость спектрального индекса №2 от концентрации хлорофилла. Данный индекс удобнее использовать для лопуха. Для всех остальных растений изменения примерно одинаковы

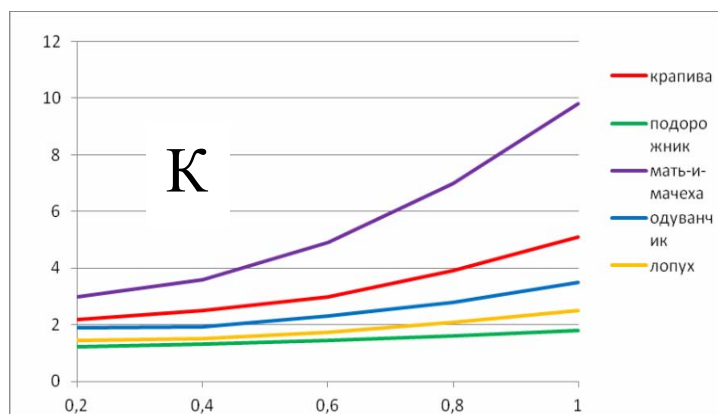


Рис. 3. Зависимость спектрального индекса №3 от концентрации хлорофилла. Наиболее сильно изменяется индекс для крапивы

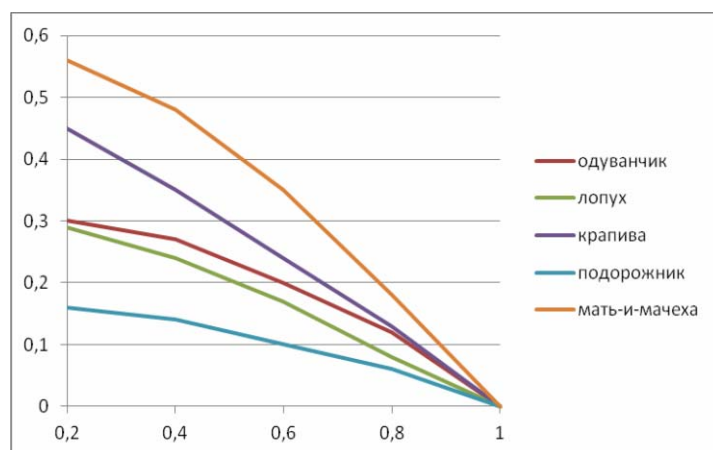


Рис. 4. Зависимость спектрального индекса №4 от концентрации хлорофилла. Данный критерий удобен при использовании мать-и-мачехи и крапивы

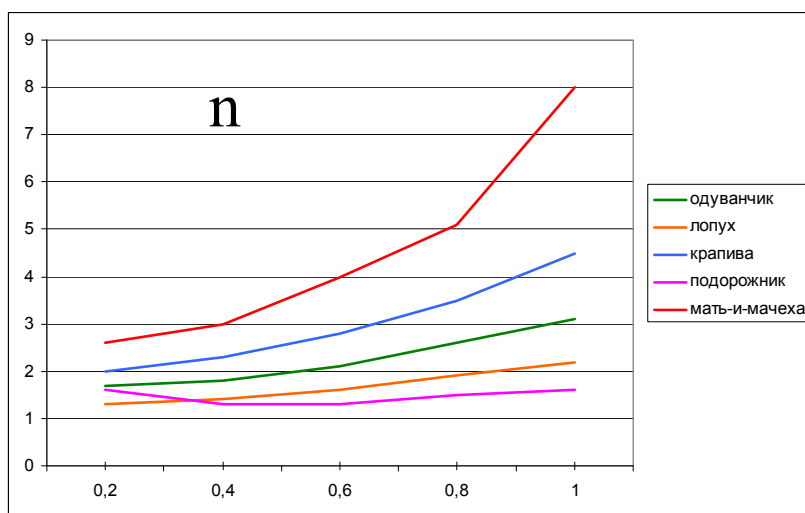


Рис. 5. Зависимость спектрального индекса №5 от концентрации хлорофилла. Данный индекс удобно использовать для одуванчика и лопуха

Можно сделать вывод, что в зависимости от выбора растения-индикатора, следует пользоваться разными спектральными индексами. В дальнейшем будет пользоваться изменением спектров пропускания и индексом $k = \frac{I_{750}}{I_{664}}$.

На рисунках 6 и 7 представлены результаты экспериментов для пленок, окрашенных различными травами.

Таблица 1. Спектральные индексы

	№1 ΔI	№2 $k = \frac{I_{750}}{I_{664}}$	№3 $p = \frac{I_0 - I}{I_0 + I}$	№4 $n = \frac{I_{880}}{I_{415}}$	№5 $n = \frac{I_{550}}{I_{415}}$
Одуванчик	21	1,6	0,29	1,34	3,1
Подорожник	19	0,5	0,03	0,41	2,2
Крапива	22	2,7	0,4	2,2	4,3
Лопух	29	1,0	0,3	0,8	1,7
Мать-и-мачеха	21	6,6	0,52	5,2	8

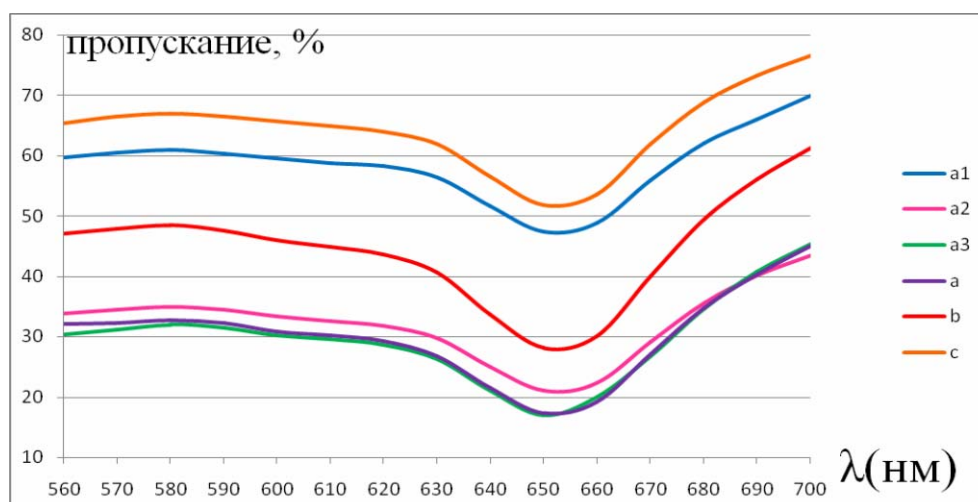


Рис. 6. Спектры пропускания пленок с различной толщиной раствора хлорофиллипта, загрязненные вредными выхлопами: (a1-2,4мм; b1-1,74мм; c1-0,3мм)-до воздействия, (a-2,4мм; b-1,74мм, c-0,3мм)-после воздействия

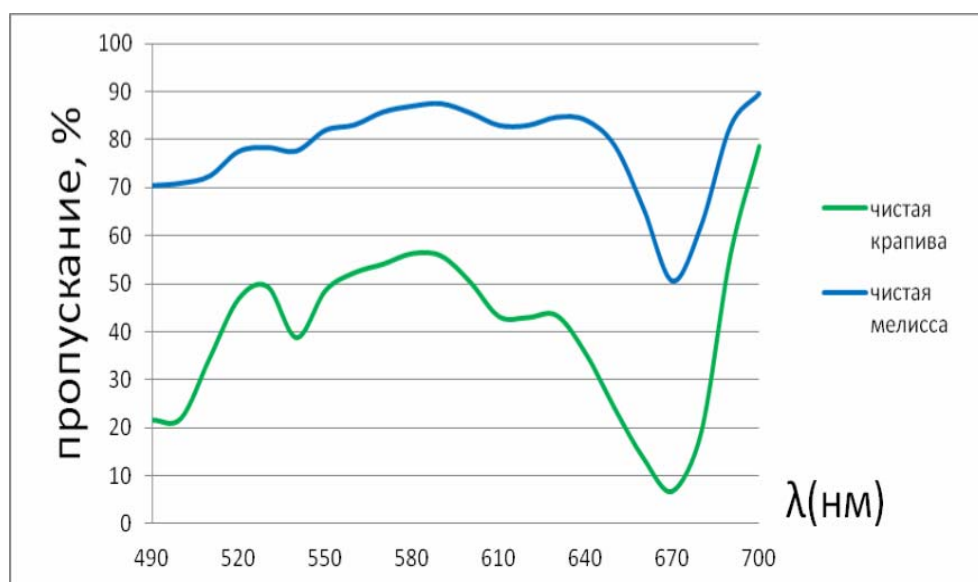


Рис. 7. Спектры пропускания пленок крапивы и мелиссы загрязненные вредными выхлопами (30 мин)

Изменение интенсивности полосы хлорофилла *a* составляет 12,5% для крапивы, 8,3% для мелиссы и 7% для хлорофиллипта, что соответствует изменению концентрации хлорофилла приблизительно на 30-40 %.

Как видно, интенсивность пропускания полосы 660 нм растет, что свидетельствует об уменьшении концентрации хлорофилла.

Согласно полученным данным наибольшие изменения наблюдаются для крапивы.

На рисунках 8,9 приведены спектры пленок мелиссы и крапивы при воздействии УФ-излучения.

На длине волны 600 нм (хлорофилл *b*) изменение интенсивности полосы для крапивы составляет 12,6 % и 3,3% для мелиссы, а на длине волны 670 нм (хлорофилл *a*), соответственно, 9,6% и 2,6%.

Следовательно, содержание хлорофилла *a* и хлорофилла *b* убывает, что уменьшает передачу энергии фотосистемам ФС- I и ФС- II.

Таким образом, можно изучать и вредные воздействия УФ-излучения, используя пленки-индикаторы.

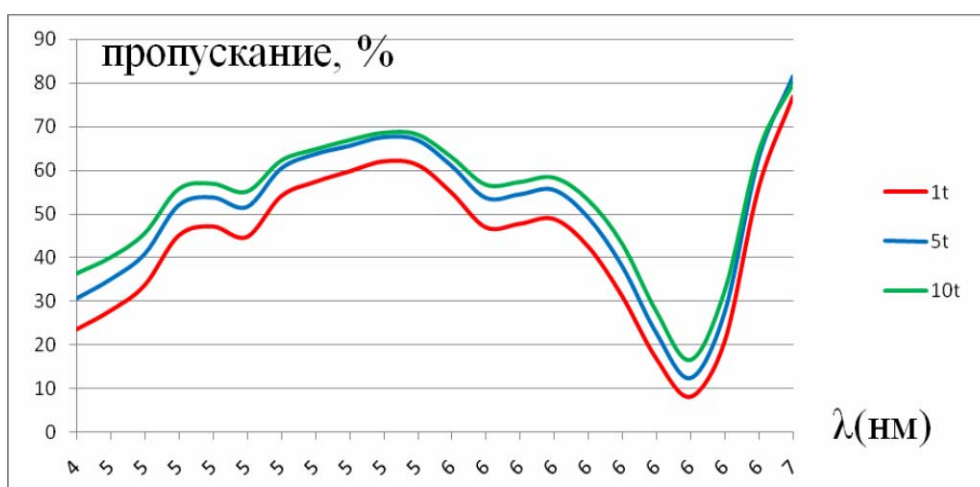


Рис. 8. Спектры пропускания пленок с крапивой облученные УФ-излучением

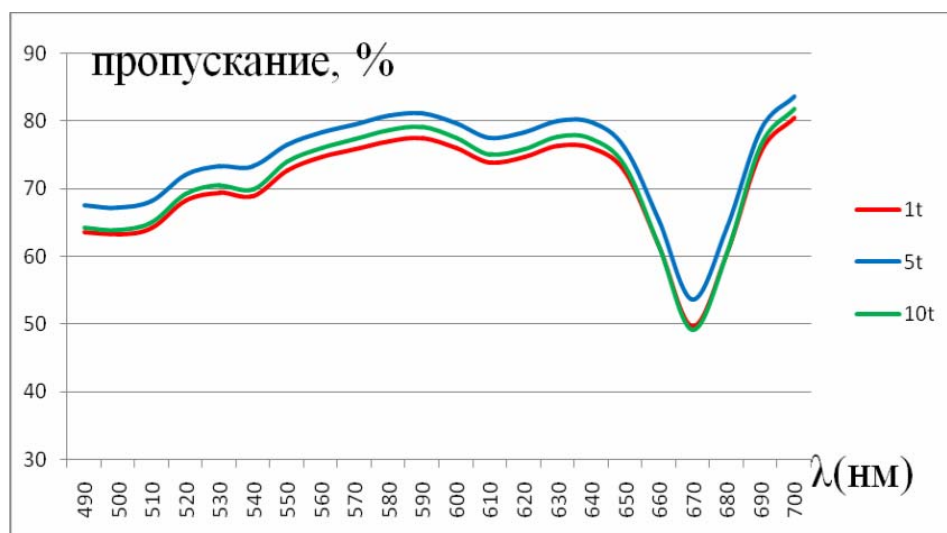


Рис. 9. Спектры пропускания пленок с мелиссой облученные УФ-излучением

Таблица 2. Изменение интенсивности полосы 600 нм

Время, с	Крапива	Мелисса
0	50,4	74,5
1	54,9	76,0
5	60,9	79,7
10	63,0	77,5

Таблица 3. Изменение интенсивности полосы 670 нм

Время, с	Крапива	Мелисса
0	6,9	51,6
1	8,9	49,7
5	12,3	53,7
10	16,6	54,2

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Измерены спектры растворов и пленок, содержащие чистотел, крапиву, мелиссу, подорожник, лопух, одуванчик, хлорофиллипт, мать-и-мачеху и установлено существенное изменение спектров под действием стрессовых факторов.

Полученные результаты позволяют сделать вывод, что окрашенные желатиновые пленки могут использоваться в качестве тестовых объектов при контроле экологической обстановки.

Лучшими «индикаторами» выбраны мать-и-мачеха, крапива и мелисса.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Г. В. Гуринович, А. Н. Севченко, К. Н. Соловьев «Спектроскопия хлорофилла и родственных соединений» Минск 1968
2. И.А. Братченко, Е.В. Воробьева, В.П. Захаров, П.Е. Тимченко, С.П. Котова. Экспериментальные исследования и математическое моделирование оптических характеристик растительной ткани, Известия Самарского научного центра Российской академии наук, т.9, №3, 2007.
3. В.С.Лысенко, Т.В.Варлуни, В.Г.Сойер, В.П.Краснова. Флуоресценция хлорофилла растений как показатель экологического стресса. Фундаментальные исследования. 2013, №4, с.113-120.

ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ДЛЯ МОНИТОРИНГА ВОДНЫХ РАСТЕНИЙ ПРИ ДЕЙСТВИИ ПОЛЮТАНТОВ

А.А. Асадова, Л.А. Таскина, Е.В. Тимченко

Самарский государственный аэрокосмический университет

им. академика С.П. Королева

(национальный исследовательский университет),

кафедра лазерных и биотехнических систем

(443011, г. Самара, Московское шоссе, 34)

e-mail: laser-optics.timchenko@mail.ru

АННОТАЦИЯ

Проведен мониторинг водных растений при действии различных поллютантов (синтетически поверхностных активных веществ (СПАВ), кадмия и удобрений) с помощью методов спектроскопии комбинационного рассеяния (КР) и конфокальной флуоресцентной микроскопии. Показано, что при действии поллютантов происходит изменение интенсивности КР на волновых числах 740 см^{-1} и 1522 см^{-1} , что связано с изменением концентрационного состава хлорофилла и каротиноидов.

1. ВВЕДЕНИЕ

Антропогенное загрязнение гидросферы в настоящее время приобрело глобальный характер. Загрязнение акваторий осуществляется под влиянием промышленных [1] и сельскохозяйственных выбросов [2], а также синтетических поверхностно-активных веществ (СПАВ) [3]. В настоящее время для контроля загрязнений применяют биохимические [4] и оптические [5] методы анализа. К современным биохимическим методам анализа относятся фотоколориметрические [6,7] и хроматографические [8]. Однако, данные методы имеют ряд недостатков, связанных с необходимостью предварительной градуировки вещества, малой чувствительностью и длительностью анализа информации.

Оптические методы исследования являются одними из перспективных методов контроля в экологическом мониторинге. Наибольшее распространение среди них получили спектрально-эмиссионные [9] и люминесцентные [10] методы, которые, к примеру, используются для диагностики со-

стояния клеток микроводорослей под влиянием внешних факторов. Так, в природных водоемах различные антропогенные загрязнения могут оказать существенное влияние на фотосинтетический аппарат водорослей и в итоге уменьшить продуктивность всей водной экологической системы.

В работе [11] авторами показано, что с помощью метода спектроскопии комбинационного рассеяния (КР) возможна регистрация первичных и вторичных метаболитов растительной ткани по характерным спектральным линиям. Данный метод имеет ряд преимуществ, таких как высокая скорость анализа и отсутствие предварительной подготовки исследуемого объекта. Для понимания механизмов накопления и воздействия поллютантов на растения крайне важным является анализ изменений в структуре растения на клеточном уровне. Учитывая высокую эффективность флуоресценции хлорофилла, в настоящей работе для микроскопического анализа использован метод конфокальной флуоресцентной микроскопии [12], обеспечивающий контрастные микроснимки высокого разрешения.

Поэтому, целью работы являлось развитие оптических методов для контроля состояния водных растений при действии поллютантов.

Для реализации цели, необходимо было решить следующие задачи:

- исследовать особенности спектров КР водных растений в условиях воздействия синтетически поверхностных активных веществ, тяжелых металлов и сельскохозяйственных выбросов;
- провести микроскопический анализ водных растений в условиях действия поллютантов;
- ввести оптический коэффициент, отражающий воздействия поллютантов на водные растения.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Элодея Бразильская является хорошим индикатором изменчивости окружающей среды [13], поэтому данный вид водных растений был выбран в качестве объекта экспериментов. В результате проведения тестовых экспериментов были определены оптимальные параметры оптической системы (рис.1а): мощность 100 мВт, высота над объектом 7 мм, диаметр щели 500 нм.

В процессе экспериментов растения были разделены на 13 групп: 2 представляли контрольную группу (без примесей поллютантов), 4 – с 0.005% содержанием удобрений (сульфат калия, сульфат магния, карба-

мид, суперфосфат), 6 – с процентным содержанием СПАВ (0.05%, 0.01%, 0.006%, 0.003%, 0.002%, 0.001%) и 1 – с 100 мг/л кадмия.

Все эксперименты проводились на протяжении всего жизненного цикла растений.

Спектральные характеристики образцов изучались с помощью экспериментального стенда (рис.1а), реализующего метод КР и включающим в себя высокоразрешающий цифровой спектрометр Shamrock sr-303i со встроенной охлаждаемой камерой DV420A-OE, волоконно-оптический зонд для спектроскопии комбинационного рассеяния RPB785, совмещённый с лазерным модулем LuxxMaster LML-785.0RB-04 (мощность до 500 мВт, длина волны 785 нм).

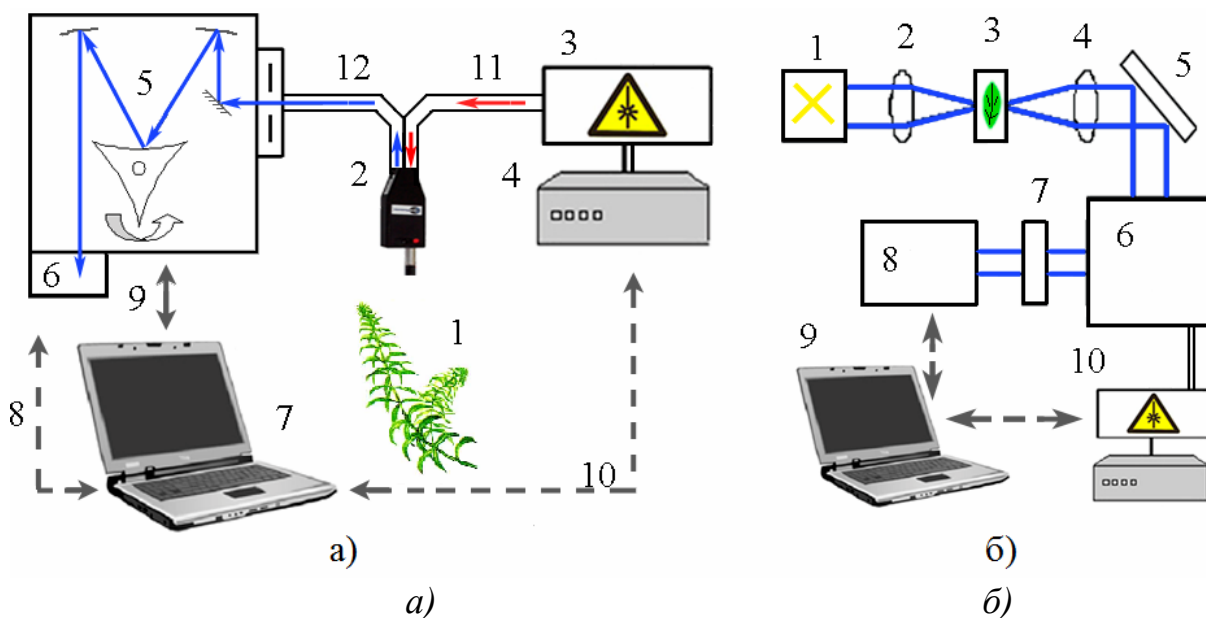


Рис. 1. Схемы экспериментальных стендов:

а) установка спектроскопии КР: 1 – объект; 2 – КР пробник RPB785; 3 – лазерный модуль LuxxMaster RamanBoxx; 4 – источник питания лазерного модуля; 5 – спектрометр Shamrock sr-303i; 6 – встроенная охлаждаемая камера DV420A-OE; 7 – компьютер; 8, 9, 10 – информационные электрические кабели; 11 – передающее оптоволокно; 12 – приёмное оптоволокно б) установка флуоресцентной конфокальной микроскопии: 1 – источник видимого света (галогеновая лампа); 2 – коллиматор; 3 – объект; 4 – объектив; 5 – поворотное зеркало; 6 – конфокальный сканирующий блок; 7 – блок фильтров; 8 – камера; 9 – компьютер; 10 – лазерный блок

Метод конфокальной флуоресцентной микроскопии, был реализован на базе инвертированного микроскопа Olympus IX71. Установка (рис.1б) включала в себя источник излучения, оптическую систему фокусировки, конфокальный сканер Yokogawa CSU-1 и EMCCD камеру регистрации iXonAndor (1024×1024, время экспозиции – 40 мс). Данная система обеспечивала разрешение до 400 нм на пиксель. В качестве источника возбуждения хлорофилла был использован лазерный источник с длиной волны возбуждения 488нм.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

На рис.2 представлены спектры КР для Элодеи Бразильской в различные периоды жизненного цикла растения в контрольной среде (без поллютантов). Расшифровка основных линий КР спектра Элодеи представлена в таблице 1 [11].

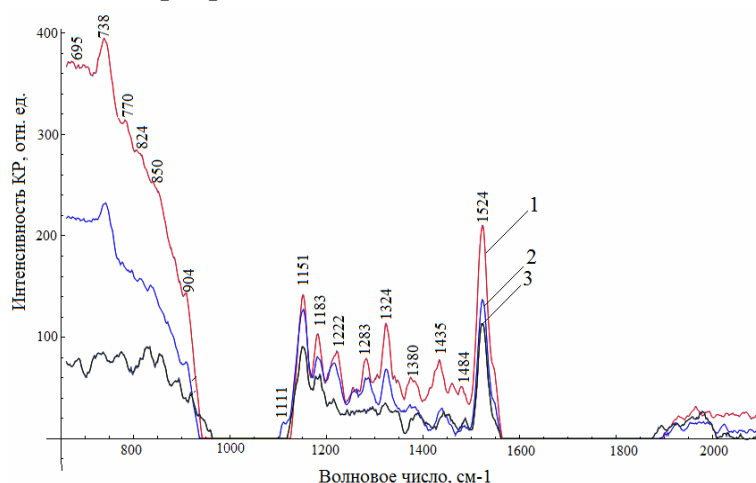


Рис. 2. Зависимость интенсивности КР от волновых чисел (см^{-1}) для Элодеи Бразильской в различные периоды жизненного цикла (контрольная группа): 1 – начальная стадия жизненного цикла; 2 – средняя стадия жизненного цикла; 3 – конечная стадия жизненного цикла.

Анализ рис.2 показывает, что на протяжении жизненного цикла растений наблюдается снижение амплитуды интенсивности пиков КР на волновых числах 738 см^{-1} и 1524 см^{-1} , соответствующих концентрационному изменению хлорофиллов и каротиноидов. Такие изменения обусловлены

Таблица 1. Расшифровка спектров КР

$\lambda, \text{см}^{-1}$	Вещество
738, 740	Хлорофилл
770	Фруктоза, глюкоза
824, 1111	Гистидин, валин
1218	Пролин
1151	Глюкоза
1183, 1222	Фенилаланин
1322, 1324	Глицин
1380	Целлюлоза
1435	Аргинин
1484	Триптофан
1522, 1524	V ($\text{C}=\text{C}$) колебания в b-Каротине

естественным жизненным циклом растения и отражают ослабление фотосинтезирующей функции.

Далее, на рис. 3 представлена характерная динамика спектров КР исследуемых образцов при действии поллютантов (рис. 3,а) и при действии сульфата магния (рис. 3,б) в различные периоды жизненного цикла.

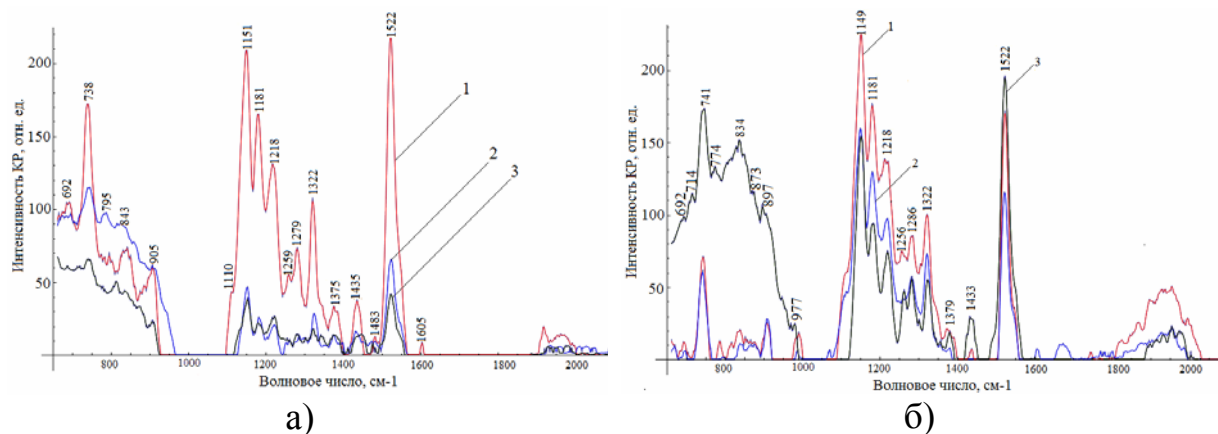


Рис. 3. Зависимость интенсивности КР от волнового числа (см^{-1}) для Элодеи Бразильской в различные периоды жизненного цикла при действии поллютантов (1 – начальная стадия жизненного цикла; 2 – средняя стадия жизненного цикла; 3 – конечная стадия жизненного цикла): а) при действии СПАВ б) при действии сульфата магния

Как можно видеть из рис.3,а снижение на 70% интенсивности спектров КР образцов в присутствии поллютантов выражается в вымывании пигментов (1522 см^{-1} – каротиноидов) из растительной ткани. По-видимому такой механизм связан с защитной функцией растений, как реакцией на стресс. Напротив, в присутствии в воде сульфата магния (рис. 3,б) зарегистрировано увеличение интенсивности КР линий на волновых числах 740 см^{-1} и 1522 см^{-1} , которые пропорциональны содержанию хлорофилла и каротиноидов в растительной ткани.

Описанные выше изменения оптических параметров растений в присутствии поллютантов, за исключением сульфата магния, приводят к снижению фотосинтезирующей функции. Однако, известно, что аргинин (1435 см^{-1}) в водных растениях является параметром, не зависящим от воздействия окружающей среды [14]. В результате, для оценки влияния сельскохозяйственных выбросов на оптические характеристики растительной ткани был введен оптический коэффициент R, с помощью которого можно контролировать влияние выбросов на растение в зависимости от времени воздействия поллютанта:

$$R = (I_{740} + I_{1522}) / I_{1435}$$

где I_{740} – интенсивность КР на волновом числе 740 см^{-1} , пропорциональная содержанию хлорофилла в листьях растений; I_{1522} – интенсивность КР на волновом числе 1522 см^{-1} , пропорциональная содержанию каротиноидов в листьях водных растений; I_{1435} – интенсивность КР на волновом числе 1435 см^{-1} , пропорциональная содержанию аргинина в листьях растений.

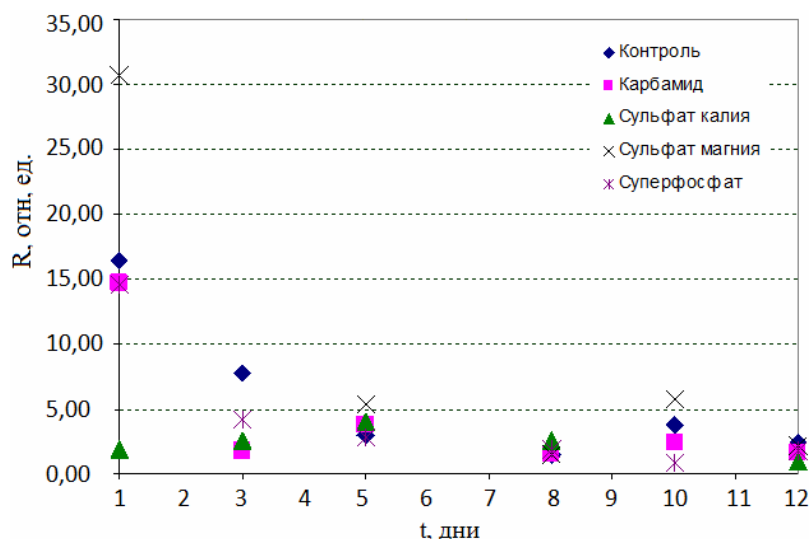


Рис. 4. Зависимость оптического коэффициента R от времени воздействия поллютантов

На рис.4 показана зависимость введенного оптического коэффициента от времени воздействия поллютантов на примере сельскохозяйственных выбросов.

Как видно из рис. 4 при действии сульфата магния происходит увеличение значений оптического коэффициента относительно контроля. Это по-видимому связано с тем, что сульфат магния входит в структурную формулу хлорофиллов и приводит к накоплению основных пигментов в растениях. Действие остальных поллютантов приводит к уменьшению значений оптического коэффициента.

Для подтверждения результатов исследований, полученных с помощью метода спектроскопии КР, был проведен также микроскопический анализ растительной ткани с помощью метода конфокальной микроскопии, обеспечивающего достаточное разрешение для расчёта относительной концентрации хлоропластов в листьях растений. Из микроскопического анализа следует, что в присутствии поллютантов (рис. 5, б, в, д, е и рис.6) концентрация хлоропластов падает с увеличением концентрации в залповом выбросе. При

действии СПАВ, происходит полная деградация хлоропластов при достижении концентрации СПАВ порядка десятых долей процента (см. рисунок 6, в). Полученные результаты связаны с тем фактом, что поллютанты солюбилизируют мембраносвязанные белки мембраны клетки, нарушая ее свойства [15]. Это способствует проникновению поллютантов во внутриклеточное пространство. Установлено, что положительная динамика в изменении хлоропластов наблюдается только при действии сульфата магния на растения (рис. 5, г и рис.6), что подтверждает также результаты исследований, полученные с помощью метода спектроскопии КР.

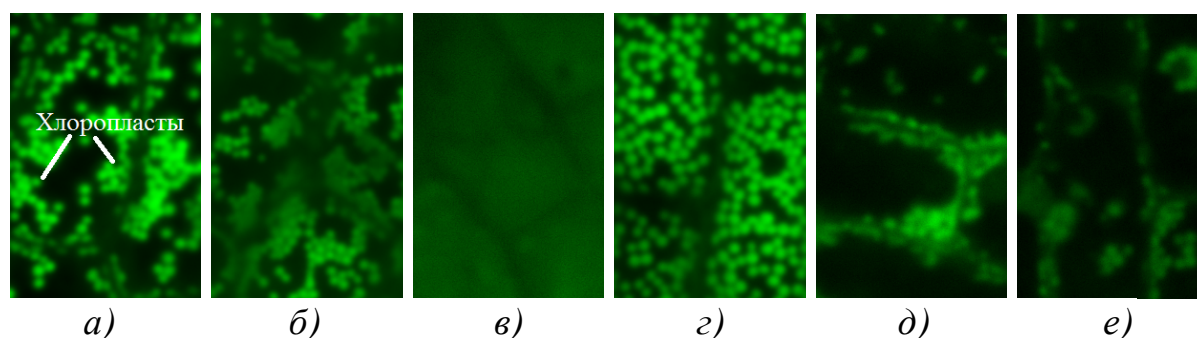


Рис. 5. Микроснимки объектов исследования: а) контроль; б) СПАВ 0,001%; в) СПАВ 0,05%; г) Сульфат магния 0,005%; д) Карбамид 0,005%; е) Кадмий 100 мг/л

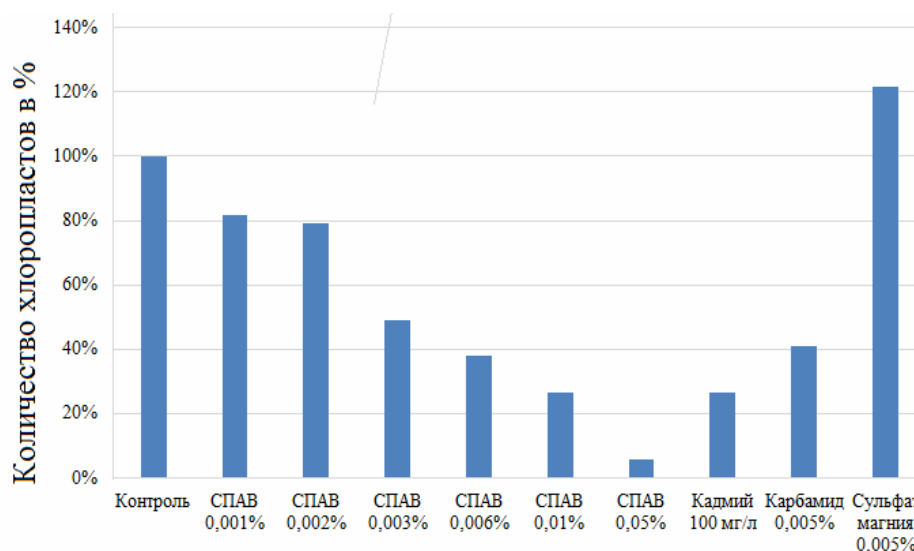


Рис. 6. Концентрация хлоропластов в одном бласте растения при действии различных поллютантов

4. ВЫВОДЫ

Экспериментально установлена зависимость оптических параметров водных растений от концентрации поллютантов. Показано, что при дейст-

вии поллютантов на растительную ткань происходит спад интенсивности КР на 70 % на волновых числах 740 см^{-1} 1522 см^{-1} , отвечающие за деформационные колебания $\text{C}=\text{C}$ в хлорофиллах и каротиноидах. Данная особенность соответствует “вымыванию пигментов” из клеток растения и изменению концентрационного состава хлорофилла и каротиноидов;

Введен оптический коэффициент, определяющий воздействие сельскохозяйственных выбросов на растения, определяемый как отношение значений интенсивностей комбинационного рассеяния на волновых числах 740 см^{-1} , 1522 см^{-1} и 1435 см^{-1} .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бесков В.С., Сафронов В.С. Общая химическая технология и основы промышленной экологии.-Учеб.для вузов. – М.: Химия, 1999. – 470 с.
2. Сельскохозяйственный энциклопедический словарь / Гл. ред. В. К. Мещ. — М.: Сов.энциклопедия, 1989. — 656 с
3. Абрамзон А. А., Гаевой Г. М. (ред.) Поверхностно-активные вещества. — Л.: Химия, 1979. — 376 с.
4. Актуальность комплексного биохимического анализа экосистем Кольского Севера / С. И. Овчинникова [и др.] // Современ.наукоем. технологии. - 2008. - № 8. - С. 51-52
5. Алешин И.В. Оптические методы и средства оперативного контроля экологического состояния морской среды: научное издание // Оптический журнал. - 2001. - Т. 68, № 4. - С. 27-36
6. Чакчир Б.А., Алексеева Г.М. Фотометрические методы анализа: Методические указания.— СПб.: Изд-во СПХФА, 2002.— 44 с.
7. Другов Ю.С., Родин А.А. — Экологическая аналитическая химия. Учебное пособие для вузов. 2е изд., дополн., СПб.: «Анатолия», 2002, с. 465
8. Крылов В.А., Сергеев Г.М., Елипашева Е.В. Введение в хроматографические методы анализа. – Электронный учебно-методический комплекс. – Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2010. – 91 с.
9. Вернандского В. И. - М. : Наука. - 22 см. Т. 5 : Методы анализа природных источников вод / отв. ред. М. М. Сенявин. - 1977. - 258 с.
- 10.Захаров И. А., Тимофеев В. Н. Люминесцентные методы анализа. — Л., 1978. — 95 с.

11. Schulz, H., & Baranska, M. Identification and quantification of valuable plant substances by IR and Raman spectroscopy. *Vibrational Spectroscopy*, 2007. - №43- P.13–25.
12. Robert, H. Webb Confocal optical microscopy / H. Webb Robert // *Rep. Prog. Phys.* – 1996. - №59. – P.427-471.
13. Макурина, О.Н. Исследования влияния ионов кадмия и некоторых поверхностно-активных веществ на содержание пигментов в тканях водного растения *EGERIA Densa* / О.Н. Макурина, А.А. Косицына [и др.] // *Известия Самарского научного центра Российской академии наук.* – 2009. – Т. 11, № 1(4). – С. 733-736.
14. Андруз Дж., Бримблекумб П., Джикелз Т., Лисс П. Введение в химию окружающей среды, МИР, Москва, 1999 г., 271 с.
15. Захаров В.П., Тимченко Е.В., Тимченко П.Е., Золотухина А.Д., Алембеков С.В. Изменение оптических характеристик гидросферы в присутствии синтетически активных веществ // *Компьютерная оптика*, 2011. – Т.35 -№2 – С.238-242.

АВТОФЛУОРЕСЦЕНТНЫЙ АНАЛИЗ ПАТОЛОГИЙ КОЖИ В ВИДИМОМ ДИАПАЗОНЕ

М.Г. Вракова, И.А. Братченко

Самарский государственный аэрокосмический университет

им. академика С.П. Королева

(национальный исследовательский университет)

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

e-mail: mvrakova@mail.ru

АННОТАЦИЯ

Проведено *ex vivo* исследование рака кожи с помощью метода автофлуоресцентной спектроскопии на экспериментальной установке, включающей в себя спектрограф со встроенной охлаждаемой камерой, лазерными модулями (457 нм и 532 нм, мощностью излучения – 200 мВт) и пробник АФ рассеяния. Анализ экспериментальных данных позволил выявить основные полосы, характеризующие патологически измененные биоткани. Сформулирован метод диагностики патологий, использующий информацию об АФ рассеянии тканями кожи в полосах: для синего лазера – 580, 620 нм, для зеленого – 670, 720 нм. Формы спектров биотканей обуславливаются наличием коллагенов, эластина, фосфолипидов и других компонентов. При диагностике патологий достигнуты значения чувствительности и специфичности базалиомы и меланомы для синего лазера 71% и 73,5% и, соответственно, для зеленого лазера 63,4% и 66,3%.

1. ВВЕДЕНИЕ

Одна из наиболее распространенных форм злокачественных новообразований - это рак кожи. Именно он занимает третье место в общей системе онкологических заболеваний. Преимущественно рак кожи возникает на открытых участках кожи, особенно же предрасположено к раку лицо - около 70% раковых опухолей кожи [1]. Для получения точных данных о классификации опухолей (злокачественная или доброкачественная) необходимо прибегать к гистологическому анализу. С этим связан ряд сложностей и проблем (анестезия, биопсия и др.). Наиболее широко развивающимися в этой области являются методы оптической спектроскопии, они по-

зволяют не инвазивно диагностировать раковые опухоли. Сегодня в арсенале ученых существует несколько способов спектроскопического анализа биологических сред. Это: спектроскопия обратного рассеяния, автофлуоресценция, спектроскопия комбинационного рассеяния. [2] В данной работе использовался анализ спектров лазерно-индуцированной флуоресценции биотканей.

Изучение автофлуоресценции является одним из спектроскопических способов получения точных данных о составе исследуемого вещества. Такой способ применяется в различных областях жизнедеятельности для определения компонентного состава газов, жидкостей, порошков, твердых тел и используется в фармакологии, материаловедении, контроле продукции и других сферах. Метод автофлуоресцентной диагностики используется и в медицине, так например, с помощью него определяется наличие онкологического образования или диабета у пациентов. Поэтому именно автофлуоресценция широко используется для определения компонентного состава кожи и других биотканей [3].

2. ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ

2.1. Экспериментальное оборудование

При исследовании здоровых и патологически измененных образцов тканей кожи были проведены эксперименты *ex vivo* кожи человека. Исследования АФ спектров данных образцов проводились после их хирургического удаления у пациентов в ГУЗ СОКОД. Исследования были одобрены этической комиссией Самарского Областного Клинического Онкологического Диспансера.

Иссеченные образцы тканей кожи принадлежали людям разного возраста и разной половой принадлежности, из них - 10 мужчин, 5 женщин. Данные образцы подвергались исследованию при одинаковых внешних условиях: постоянной температуре, отсутствии внешней освещенности. Характерный размер образцов составлял 50x20мм. Исследование проводилось в течение суток, после резекции тканей, образцы хранились в холодильнике. Непосредственно перед экспериментами образцы иссеченной ткани не подвергались какой-либо дополнительной обработке. Диагнозы рака кожи были подтверждены гистологическими заключениями. Образец располагался на расстоянии 7-8 мм от АФ пробника.

Экспериментальные исследования проводились с использованием следующего оборудования: твердотельных лазерных модулей (457 нм и 532 нм, мощностью излучения – 200 мВт), 3-х зеркального спектрографа Sharmrock SR-500i-D1-R с интегрированной ПЗС камерой ANDOR DU 416 A-LDC-DD. Спектры снимались с участков здоровой кожи и новообразования. Для каждого исследованного образца спектры регистрировались со временем экспозиции 15 секунд. Производилась последовательная регистрация трех спектров для каждого исследованного образца, после регистрации спектры усреднялись, и проводилась их математическая обработка для сглаживания шумов.



Рис.1. Экспериментальная установка

2.2. Анализ экспериментальных данных

По результатам исследования тканей кожи человека было проведено 15 измерений образцов нормальной ткани кожи и 15 измерений образцов злокачественных образований.

Для анализа были выбраны следующие полосы в регистрируемом спектре: для случая возбуждения автофлуоресценции зеленым лазером (532 нм) анализировался участок спектра 600-750 нм, представленный на Рис. 2, для синего лазера (457 нм) выбирался участок спектра 550-750 нм(Рис.3).

Нормализация спектра осуществлялась относительно главного экстремума каждого образца.

Формы спектров биотканей обуславливаются наличием коллагенов, эластина, фосфолипидов и других компонентов, также в ходе анализа экспериментальных данных был выявлен характерный пик на длине волны 640 нм, обусловленный наличием порфиринов [4].

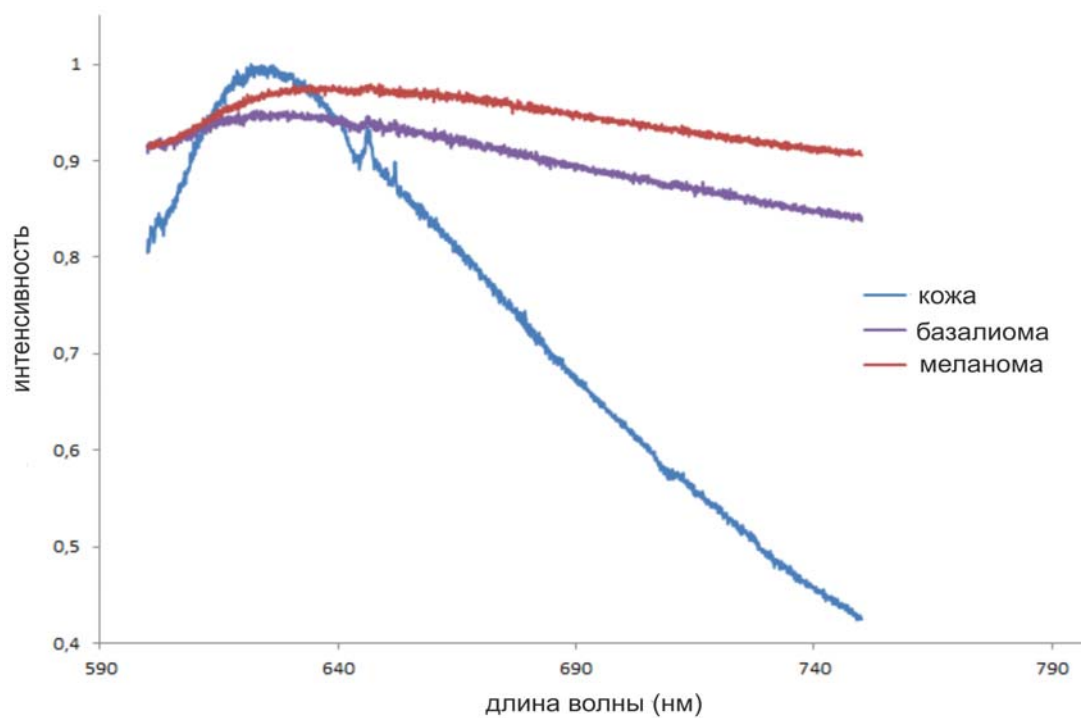


Рис. 2. Спектры АФ здоровой кожи, базалиомы и меланомы (случай возбуждения зеленым лазером)

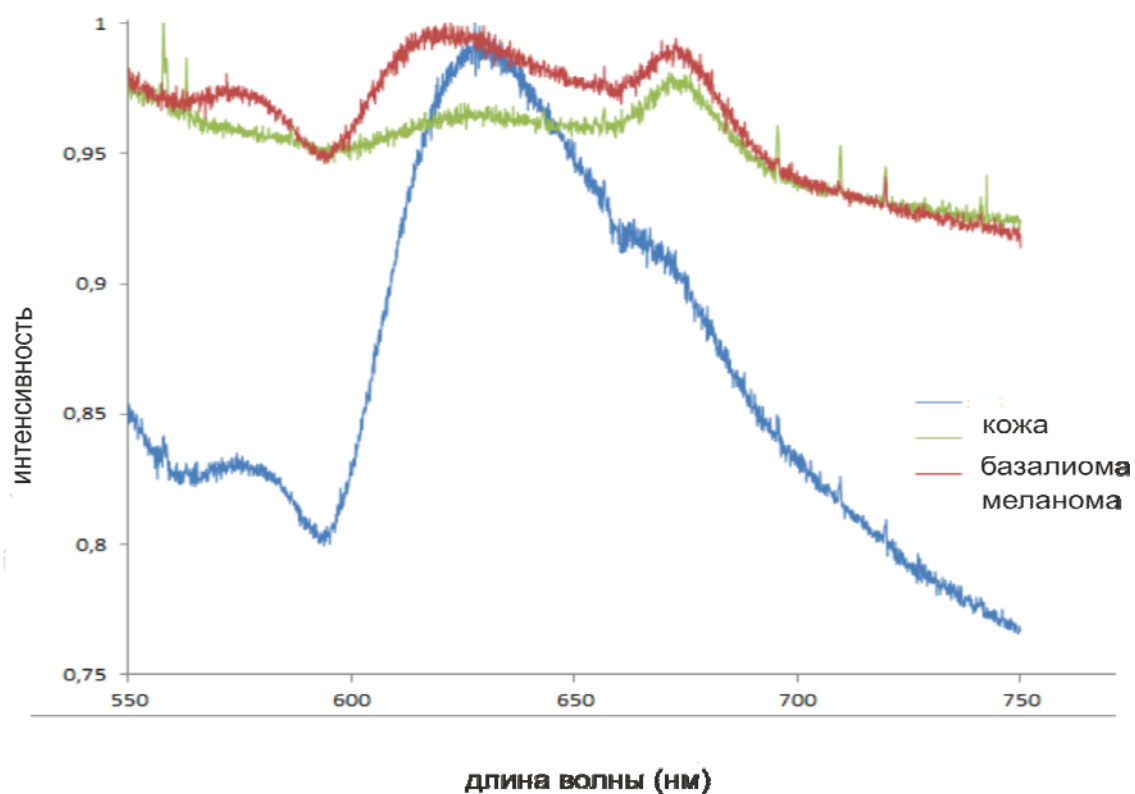


Рис. 3. Спектры АФ здоровой кожи, базалиомы и меланомы (случай возбуждения синим лазером)

Для оценки адекватности регистрируемых спектров было проведено сравнение с результатами работ других авторов [5]. Формы автофлуоресцентных спектров работы [5] качественно совпадают с полученным нами результатам, а значения по оси абсцисс смещены из-за использования лазера с другой длиной волны (405 нм).

Анализ экспериментальных данных позволил выявить основные полосы, характеризующие патологически измененные биоткани. Для синего лазера – это полосы 580, 620 нм, для зеленого 670, 720 нм. Форма спектра и интенсивность излучения в выбранных полосах позволили провести дифференциацию нормальной и патологически измененной кожи.

Для определения наличия злокачественного образования были введены коэффициент $V=I_{580}/I_{620}$ (для синего лазера) и коэффициент $G=I_{720}/I_{650}$ (для зеленого лазера), равные отношению интенсивностей спектров автофлуоресценции в выбранных областях. Если значение коэффициента V было меньше 0,81, то считалось, что была исследована здоровая кожа, если значение коэффициента V было между 0,81 и 0,96, то считалось что мы исследовали базалиому, если значение V было больше 0,96 то считалось, что мы промерили меланому. В случае с зеленым лазером, значения коэффициента G для здоровой кожи ниже 0,65, для базалиомы от 0,65 до 0,96 и для меланомы с 0,96.

Для характеристики информативности диагностических методов исследования служат объективные параметры, именуемые операционными характеристиками исследования, такие как чувствительность (Se , sensitivity), специфичность (Sp , specificity) и точность (Ac , accuracy). Чувствительность (Se) – это способность диагностического метода давать правильный результат, который определяется как доля истинно положительных результатов среди всех проведенных тестов. Специфичность (Sp) – это способность диагностического метода не давать при отсутствии заболевания ложноположительных результатов, который определяется как доля истинно отрицательных результатов среди здоровых лиц в группе исследуемых. Точность (Ac) – это доля правильных результатов теста (т.е. сумма истинно положительных и истинно отрицательных результатов) среди всех обследованных пациентов.

Было произведено сравнение результатов автофлуоресцентного анализа кожи с использованием двух лазеров (зеленый и синий). В соответствии с результатами экспериментальных данных были рассчитаны значения

чувствительности и специфичности для определения базалиомы и меланомы. Результаты представлены ниже, в Таблице 1.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящее время существует несколько способов диагностирования опухолей кожи. Наиболее используемыми из них в клинической практике являются визуальный осмотр и использование дерматоскопии. Точность клинической диагностики первичных меланом у врачей общего профиля составляет только 37% [6]. Врачебные ошибки связаны как с гипердиагностикой, так и с недооценкой клинических признаков заболевания, причем наибольшее число ошибочных диагнозов имеет место при поверхностно-распространяющихся опухолях. Точность анализа методом комбинационного рассеяния (КР) составляет 82% [7], что выше точности с использованием АФ диагностики. Однако, при КР исследовании затрачивается большее количество времени, так как требуется копировать сигнал несколько минут. Это не позволяет использовать КР для массового скрининга и анализа обширных областей кожи. АФ может использоваться для быстрого анализа больших областей биотканей, но с меньшей точностью. Поэтому для улучшения качества диагностики возможно использование комбинации этих методов. АФ использовать для быстрого сканирования всего тела, а КР для детального анализа подозрительных участков.

При сравнении результатов измерений автофлуоресценции для двух лазеров (синего и зеленого) было выявлено, что данные полученные с использованием синего лазера позволяют получать более точные результаты для диагностики кожных новообразований (см. Таблицу 1). Поэтому целесообразнее продолжать исследования, используя более короткие длины волн.

Таблица 1. Значения чувствительности и специфичности базалиомы и меланомы для синего и зеленого лазера(457 и 532 нм)

	SE(%)	SP(%)	AC(%)
Синий лазер	71	73,5	72,25
Зеленый лазер	63,4	66,3	64,85

АФ спектроскопия многообещающий метод диагностики рака кожи. В дальнейшем, при проведении исследования на большем количестве людей и усовершенствовании оборудования и методик, возможен переход на *in vivo* анализ, и установление точных данных о возможности диагностики раковых заболеваний с помощью лазерно-индуцированной флуоресценции.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Г.Заридзе. Профилактика рака. Руководство для врачей. — М.ИМА-ПРЕСС, 2009. — 65 с.
2. В.В.Тучин. Оптическая биомедицинская диагностика. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2007. — 13с.
3. J. C. Pickup, F. Hussaina, N. D. Evansa, O. J. Rolinskib. Fluorescence-based glucose sensors. Birchb a Department of Chemical Pathology, Guy's, King's and St Thomas's School of Medicine, Guy's Hospital, London SE19RT, UKb Department of Physics, University of Strathclyde, Glasgow G4 0NG, UK.
4. I.Bliznakova, E. Borisova and L. Avramov. Laser- and Light-Induced Autofluorescence Spectroscopy of Human Skin in Dependence on Excitation Wavelengths Institute of Electronics, Bulgarian Academy of Sciences, Sofia, Bulgaria.
5. E. Borisova, A. Zhelyazkova, T. Genova, L. Avramov, E. Pavlova and P.Troyanova. Using spectroscopy to diagnose skin cancer. Institute of Electronics, Bulgarian Academy of Sciences, Sofia, Bulgaria.
6. В.С. Андрейчев. Меланома и её диагностика методом дерматоскопии.
7. Zh. Huang, S. Khoon Teh. Integrated Raman spectroscopy and trimodal wide-field imaging techniques for real-time *in vivo* tissue Raman measurements at endoscopy. Bioimaging Laboratory, Department of Bioengineering, Faculty of Engineering, National University of Singapore.

ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ДИФФУЗИИ ПОЛИЭТИЛЕНГЛИКОЛЯ-400 В КОЖЕ *EX VIVO*

В.Д. Генин, Э.А. Генина, А.Н. Башкатов

*Национальный исследовательский
Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
(410012, г. Саратов, ул. Астраханская, 83)*

АННОТАЦИЯ

Экспериментально исследовано изменение оптических параметров, веса и геометрических размеров образцов кожи *ex vivo* под действием полиэтиленгликоля. Анализ кинетики изменения исследуемых параметров позволил оценить коэффициент диффузии полиэтиленгликоля-400 в коже, значение которого составило $(3.88 \pm 3.25) \times 10^{-7}$ см²/с. Полученные результаты могут быть использованы для разработки новых методов неинвазивной диагностики и терапии подкожных заболеваний.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в медицине широко используются оптические методы диагностики и лечения различных заболеваний, что связано с их относительно низкой себестоимостью и безопасностью для здоровья пациента. Одной из важных задач, стоящих перед современной лазерной медициной является обеспечение доставки зондирующего излучения через поверхность к более глубоким слоям биоткани. Однако значительное рассеяние света биотканями, в частности кожей, в видимом и ближнем ИК спектральных диапазонах серьезно ограничивает пространственное разрешение и глубину зондирования используемых методов [1]. Одним из путей решения данной проблемы может быть снижение светорассеяния путем частичного замещения внутритканевой жидкости различными иммерсионными агентами, т.е. использование так называемой техники «оптического просветления биотканей» [1-3].

Хорошо известно, что главной причиной рассеяния оптического излучения в биотканях является различие в показателях преломления структурных компонентов биотканей и внутритканевой жидкости [1]. Метод оптического просветления биоткани заключается в выравнивании показате-

лей преломления путем частичного замещения внутритканевой жидкости биосовместимым просветляющим агентом (ПА) [1-3]. В настоящее время предложено три механизма, объясняющих снижение светорассеяния биотканей под влиянием ПА: осмотическая дегидратация биоткани; замена агентом внутритканевой жидкости, приводящее к выравниванию показателей преломления компонентов биоткани и структурная модификация или диссоциация коллагена биоткани [4-6].

В реальной ситуации два первых механизма обычно проявляются одновременно. Различие, обусловленное типом ПА и биоткани, будет выражаться лишь в степени вклада каждого в эффект просветления. Влияние третьего механизма на степень просветления становится заметным только при длительном воздействии гиперосмотических иммерсионных жидкостей на биоткань [4-6].

Полиэтиленгликоль с молекулярной массой 400 дальтон (ПЭГ-400) является одной из иммерсионных жидкостей, широко используемых в качестве ПА, благодаря своей эффективности, доступности и биосовместимости [7, 8].

Знание коэффициентов диффузии и механизмов взаимодействия исследуемых ПА с биотканями необходимо для разработки и оптимизации методов оптического просветления биотканей, вследствие чего целью работы является исследование временной зависимости изменения оптических и структурных параметров кожи при воздействии на нее ПЭГ-400, и измерение коэффициента диффузии ПЭГ-400 в коже.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

В качестве объектов исследования использовалось по 10 образцов кожи белых лабораторных крыс *ex vivo* для измерения каждого из параметров. Волосяной покров удалялся с помощью крема-депилятора «Veet» (Reckitt Benckiser, Франция). Размер образцов составлял приблизительно $10 \times 15 \text{ мм}^2$. Толщина образцов измерялась в пяти точках при помощи микрометра с точностью $\pm 5 \text{ мкм}$, результаты усреднялись.

Поскольку образцы кожи имели неправильную форму, для точного определения площади образцов они помещались на тест-объект со шкалой и фотографировались с помощью цифровой камеры. Определение площади образцов происходило по следующему алгоритму:

1) С помощью масштабной линейки вычислялся коэффициент перехода от линейных размеров в пикселях к линейным размерам в мм и определялся размер всего изображения в мм².

2) Полноцветное изображение (рис. 1(а)) раскладывалось на три цветовых компонента: красный, зеленый и синий.

3) Поскольку яркость пикселей фона (при анализе синего компонента изображения) выше, чем яркость пикселей образца кожи, то всем пикселям с определенной пороговой яркостью (в нашем случае лежащей в диапазоне 190-200 ед.) присваивалось значение 255.

4) Подсчитывалось число пикселей со значениями отличными от 255, и с помощью коэффициентов перехода (см. п. 1) вычислялась площадь образца кожи.

Изображение образца биоткани на тест-объекте и результат цифровой обработки этого изображения представлены на рисунке 1.

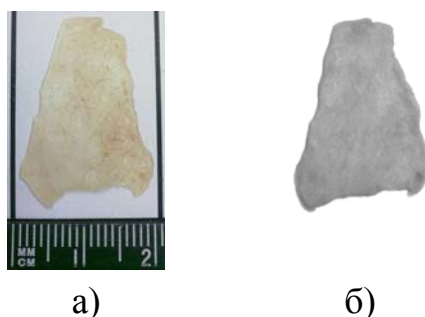


Рис. 1. Изображение образца биоткани на тест-объекте (а) и результат цифровой обработки изображения (б)

Весовые измерения проводились на электронных весах (SCIENTECH, SA210, USA) с точностью ± 1 мг. Толщина, площадь и вес образцов измерялись до помещения образцов в ПА и через каждые 2-5 мин после помещения их в чашку Петри, заполненную ПА, в течение 2.5-3 часов. Для этого образцы вынимались из чашки Петри, излишки агента аккуратно удалялись с поверхности фильтровальной бумагой, после чего происходило измерение одного из параметров.

В качестве ПА использовался ПЭГ-400 (ОАО «Реагент», Санкт-Петербург, Россия). Показатель преломления агента, измеренный с помощью рефрактометра Аббе на длине волны 589 нм, составил 1.458.

Для измерения коллимированного пропускания использовалась установка, состоящая из источника излучения – галогенной лампы HL-2000

(Ocean Optics, США), оптических волокон P400-1-UV-VIS (Ocean Optics, США), подводящих излучение к образцу биоткани и собирающих излучение, прошедшее через образец, кюветы с образцом, спектрометра USB4000-Vis-NIR (Ocean Optics, США) и компьютера. Для измерения коллимированного пропускания образцы биоткани закреплялись на пластиковом держателе размером 38×17 мм² с отверстием 8×8 мм² и помещались в стеклянную кювету с ПЭГ-400 объёмом 5 мл между двумя оптическими волокнами с внутренним диаметром 400 мкм. Для обеспечения коллимированности пучка на торцах волокон с помощью стандартных разъемов SMA-905 закреплялись коллиматоры 74-ACR (Ocean Optics, США).

Кинетика изменения коллимированного пропускания регистрировалась путем последовательной записи спектров коллимированного пропускания в диапазоне 500-900 нм каждые 5 минут в течение 2.5-3 часов. Все измерения проводились при комнатной температуре (~ 20 °C).

При исследовании взаимодействия ПЭГ-400 с образцами кожи предполагалось, что в результате этого взаимодействия изменяется только показатель преломления внутритканевой жидкости образца, вследствие диффузии в биоткань иммерсионной жидкости и осмотического оттока воды из биоткани. При диффузии внутрь биоткани вещества с показателем преломления большим, чем у внутритканевой жидкости, и оттока воды из биоткани происходит согласование показателей преломления рассеивателей и внутритканевой жидкости, что приводит к уменьшению коэффициента рассеяния биоткани. Исследование кинетики данного процесса позволяет оценить коэффициент диффузии как меру средней скорости обменного потока гиперосмотической жидкости в биоткань и воды из биоткани.

Метод оценки коэффициентов диффузии иммерсионных жидкостей в биотканях основан на измерении временной зависимости изменения коллимированного пропускания образцов биотканей, помещенных в раствор просветляющей жидкости и подробно описан в работе [9].

Для анализа кинетики изменения, вследствие дегидратации, веса, площади и толщины использовалось выражение [10]:

$$\frac{A(t=0) - A(t)}{A(t=0)} = B \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad (1)$$

где A соответствует измеряемой величине (вес, толщина, площадь), τ характеризует скорость процесса дегидратации. Параметры B , и τ определялись методом наименьших квадратов.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рисунке 2 представлены типичные спектры и кинетика изменения коллимированного пропускания образца кожи в течение 120 минут.

Из рисунка 2 видно, что в начальный момент времени кожа представляет собой практически непрозрачную среду в исследуемом диапазоне длин волн. По мере проникновения пропиленгликоля во внутритканевую жидкость кожи наблюдается уменьшение рассеяния и, соответственно, рост коллимированного пропускания. Видно, что оптическое просветление образцов кожи происходит во всем диапазоне длин волн с преобладанием в красной области спектра.

На рисунке 3 показаны экспериментально измеренные зависимости изменения веса, площади и толщины образцов кожи под действием ПЭГ-400. Усреднение проводилось по 10-ти образцам.

Результаты анализа кинетики дегидратации с использованием уравнения (1) представлены в таблице 1. Из таблицы 1 хорошо видно, что максимальная степень дегидратации, наблюдаемая из измерений веса и толщины образцов практически совпадают, в то время как данный параметр, полученный из измерений площади образцов, имеет существенно меньшее значение, что свидетельствует о том, что изменение структуры биотканей под действием ПЭГ-400 существенно различается в продольном и поперечном сечениях образца. Аналогичные различия наблюдаются и в скорости дегидратации. Данные различия связаны со структурой тканей кожи, в которой коллагеновые и эластиновые волокна, составляющие ее каркас, расположены примерно параллельно поверхности. Очевидно, что уменьшение длины волокон будет существенно менее выражено по сравнению с уменьшением внутритканевого пространства вследствие осмотической дегидратации ткани.

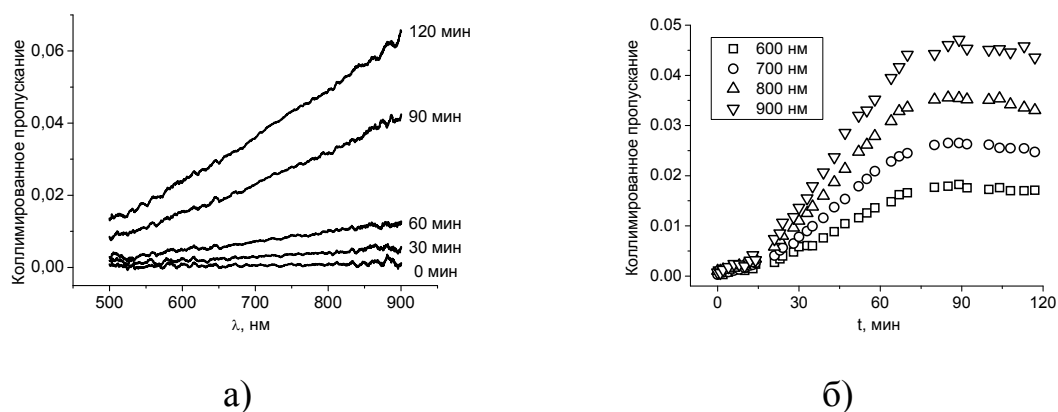
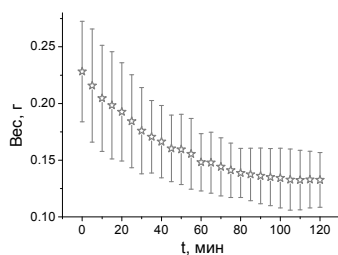
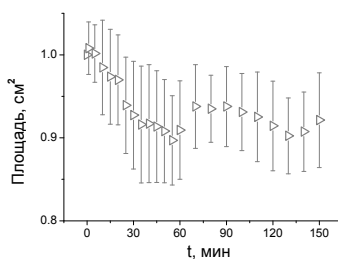


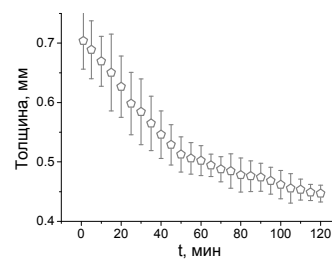
Рис. 2. Типичные спектры коллимированного пропускания (а) и кинетика изменения (б) кожи под действием ПЭГ-400



а)



б)



в)

Рис. 3. Кинетика изменения веса (а), площади (б) и толщины (в) кожи под действием ПЭГ-400

Таблица 1. Параметры дегидратации кожи под действием ПЭГ-400

Параметр	Измеряемая величина		
	Вес	Площадь	Толщина
Максимальная степень дегидратации (<i>B</i>)	0.23	0.05	0.21
Постоянная скорости дегидратации (τ), мин	44.46	19.22	46.43

Оценка коэффициента диффузии ПЭГ-400 в коже была выполнена на основе анализа кинетики изменения коллимированного пропускания кожи крысы *ex vivo* с учетом изменения толщины образцов вследствие дегидратации. Среднее значение коэффициента диффузии составило $(3.88 \pm 3.25) \times 10^{-7} \text{ см}^2/\text{с}$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты показывают эффективность применения пропиленгликоля в качестве просветляющего агента для управления рассеивающими характеристиками кожи. В частности, наблюдается приблизительно 20-ти кратное увеличение коэффициента пропускания коллимированного излучения, прошедшего через кожу, в спектральном диапазоне 500-900 нм, что способствует увеличению глубины проникновения оптического излучения в биоткань.

Измеренное значение коэффициента диффузии пропиленгликоля в коже крысы *ex vivo* составило $(3.88 \pm 3.25) \times 10^{-7} \text{ см}^2/\text{с}$.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 13-02-91176-ГФЕН_a.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тучин В.В. Оптика биологических тканей. Методы рассеяния света в медицинской диагностике / Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2012
2. Genina E.A., Bashkatov A.N., Tuchin V.V. Tissue optical immersion clearing // Expert Review of Medical Devices, Vol. 7(6), P. 825-842, 2010
3. Zhu D., Larin K., Luo Q., Tuchin V.V. Recent progress in tissue optical clearing // Laser & Photonics Reviews, Vol. 7(5), P. 732-757, 2013
4. Rylander C.G., Stumpp O.F., Milner T.E., Kemp N.J., Mendenhall J.M., Diller K.R., Welch A.J. Dehydration mechanism of optical clearing in tissue // J. Biomed. Opt., Vol. 11(4), P. 041117, 2006
5. Yeh A.T., Hirshburg J. Molecular interactions of exogenous chemical agents with collagen-implications for tissue optical clearing // J. Biomed. Opt., Vol. 11(1), P. 014003, 2006
6. Генина Э.А., Башкатов А.Н., Синичкин Ю.П., Тучин В.В. Оптическое просветление кожи под действием глицерина: исследования *ex vivo* и *in vivo* // Оптика и спектроскопия, Т. 109(2), С. 1312-1319, 2010
7. Zhi Z., Han Z., Luo Q., Zhu D. Improve optical clearing of skin in vitro with propylene glycol as a penetration enhancer // Journal of Innovative Optical Health Sciences, Vol. 2(3), P. 269-278, 2009
8. Wang J., Zhang Y., Xu T.H., Luo Q.M., Zhu D. An innovative transparent cranial window based on skull optical clearing // Laser Physics Letters, Vol. 9(6), P. 469-473, 2012
9. Bashkatov A.N., Genina E.A., Tuchin V.V. Measurement of glucose diffusion coefficients in human tissues / Chapter 19 in Handbook of Optical Sensing of Glucose in Biological Fluids and Tissues, Valery V. Tuchin (editor), Taylor & Francis Group LLC, CRC Press, 2009, pp. 587-621
10. Genina E.A., Bashkatov A.N., Korobko A.A., Zubkova E.A., Tuchin V.V., Yaroslavsky I.V., Altshuler G.B. Optical clearing of human skin: comparative study of permeability and dehydration of intact and photothermally perforated skin // J. Biomed. Opt., Vol. 13(2), 021102, 2008

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ ТОЛЩИНЫ ЭРИТРОЦИТОВ В МАЗКЕ КРОВИ ПО КАРТИНЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ

А.А. Дьяченко, А.Л. Кальянов

*ФГБОУ ВПО «Саратовский государственный университет
имени Н.Г. Чернышевского»*

(410012, г. Саратов, ул. Астраханская, 83)

e-mail: Anton-1047@yandex.ru

АННОТАЦИЯ

В данной работе использовано явление интерференции света в тонких пленках для определения толщины эритроцитов в мазке крови. Представленный метод отличается простотой реализации и быстротой регистрации данных, что позволяет применить его для экспресс-анализа крови. Объектом исследования в работе служили эритроциты в мазке крови на высокоотражающей подложке (полированный кремний). Описан алгоритм моделирования и анализа интерференционной картины. Приведены результаты исследования, в частности гистограмма распределения толщин эритроцитов в мазке крови.

1. ВВЕДЕНИЕ

В медицинской диагностике большое внимание уделяется определению формы и размеров форменных элементов крови, в частности эритроцитов. Измерение оптической толщины эритроцитов позволит проводить экспресс анализ крови, для выявления патологий и заболеваний. Актуальность данной проблемы определяется необходимостью установить взаимосвязь между геометрическими параметрами форменных элементов крови и стадией того или иного заболевания [1,2].

Для решения данных задач могут быть применены различные методы, среди которых наиболее успешно применяются оптические, что объясняется, главным образом, неинвазивностью этих методов [3]. Рассматриваемый в работе метод основан на анализе интерференционного цвета исследуемого объекта и определении на основе этого анализа оптической тол-

щины. Основными достоинствами данного метода является простота реализации и высокая точность измерений [4].

Основной целью данной работы являлась разработка алгоритма анализа интерференционного цвета исследуемого объекта с дальнейшим определением его оптической толщины и применение разработанного алгоритма к исследованию форменных элементов крови (эритроцитов), построение на основании полученных данных гистограммы распределения толщин эритроцитов в мазке крови.

2. ОПИСАНИЕ МЕТОДА

Основная идея анализа интерференционного изображения исследуемого объекта заключалась в сравнении цвета экспериментально полученного интерференционного изображения с цветом моделированной интерференционной картины. Моделированное изображение представляло собой зависимость цвета интерференционной картины от оптической толщины объекта. Таким образом, зная цвет интерференционного изображения исследуемого объекта, по известной зависимости этого цвета от толщины определялась оптическая толщина данного объекта.

В описываемом методе можно выделить следующие стадии. Первая стадия заключалась в моделировании референсного изображения, для получения требуемой зависимости цвета от толщины объекта. Это изображение в дальнейшем выступало в качестве рефера, относительно которого определялась оптическая толщина объекта. На второй стадии интерференционного изображения исследуемого объекта в оптическом микроскопе регистрировалось цифровой камерой. Далее на зарегистрированном изображении выбиралась некоторая точка, определялся ее цвет, который в дальнейшем сравнивался с цветом референсного изображения для определения искомой толщины.

Объектом исследования в данной работе являлись эритроциты в мазке крови на подложке из полированного кремния. При освещении данного объекта источником белого света (лампа накаливания) наблюдалась интерференционная картина в отраженном свете. Процессы интерференции в исследуемых объектах описываются моделью интерференции световых волн в белом свете в тонких пленках.

Для описания процессов формирования цвета интерференционных картин в полихроматическом свете и регистрации полученных изображе-

ний необходимо учитывать влияние спектральных свойств источника и приемника излучения, к которым относят спектральный состав излучения и спектральную чувствительность приемника. Необходимость оперирования в процессе моделирования непосредственно спектром излучения и спектром чувствительности приемника требует использования спектрального представления интерференционного уравнения [5].

Используя спектральное описание процесс интерференции в тонких пленках можно описать следующими выражениями:

$$E_1 = \int_0^{\infty} r(\omega) \cdot g(\omega) \cdot \exp(i\phi_1) \cdot \exp(i\omega t) d\omega \quad (3)$$

$$E_2 = \int_0^{\infty} r(\omega) \cdot g(\omega) \cdot \exp(i\phi_2) \cdot \exp\left[i\omega\left(t - \frac{\Delta}{c}\right)\right] d\omega \quad (4)$$

где E_1 и E_2 - световые поля, отраженные верхней и нижней поверхностью объекта; ϕ_1 и ϕ_2 - соответствующие фазовые сдвиги волн при их отражении; $r(\omega)$ - амплитудный коэффициент отражения световой волны; $g(\omega)$ - амплитудный спектр падающего излучения; Δ - оптическая разность хода интерферирующих волн.

Уравнение интерференции в спектральном представлении примет следующий вид:

$$\begin{aligned} I(\Delta) &\sim \langle |E_1 + E_2|^2 \rangle = \int_0^{\infty} [r(\omega) \cdot g(\omega) \cdot \exp(i\omega t)]^2 d\omega + \left[\int_0^{\infty} r(\omega) \cdot g(\omega) \cdot \exp(i\phi_2) \cdot \exp\left[i\omega\left(t - \frac{\Delta}{c}\right)\right] d\omega \right]^2 = \\ &= 2 \int_0^{\infty} r^2(\omega) \cdot g^2(\omega) d\omega + 2 \operatorname{Re} \left[\exp(i(\phi_1 - \phi_2)) \int_0^{\infty} r^2(\omega) \cdot g^2(\omega) \exp\left(\frac{i\omega}{c} \Delta\right) d\omega \right] \end{aligned} \quad (5)$$

В данной работе для описания и расчета цвета изображения использовалась цветовая модель RGB. Главным критерием выбора данной модели служило использование этого цветового пространства цифровыми устройствами регистрации изображения. Для создания цветной интерференционной картины, рассчитывались три числовые матрицы. Каждая матрица соответствовало изображению, полученному при прохождении интерферирующего поля через светофильтр, соответствующий определенному каналу цветовой модели [5]. Соответственно в уравнении должен быть учтен

спектр пропускания светофильтра. Уравнение интерференции после проведенных расчетов принимало следующий вид:

$$I_{ch}(\Delta) = 2 \int_0^{\infty} f_{ch}^2(\omega) \cdot g^2(\omega) d\omega + 2 \operatorname{Re} \left[\exp(i(\phi_1 - \phi_2)) \int_0^{\infty} f_{ch}^2(\omega) \cdot g^2(\omega) \exp\left(\frac{i\omega}{c} \Delta\right) d\omega \right] \quad (6)$$

где $I_{ch}(\Delta)$ - интенсивность света в соответствующем цветовом канале; $g(\omega)$ - спектр источника излучения; $f_{ch}(\omega)$ - спектр пропускания для цветового канала.

Данное уравнение можно преобразовать к следующему виду, которое использовалось в работе для моделирования зависимости цвета интерференционной картины от оптической толщины объекта:

$$I_{ch}(\Delta) = \int_0^{\infty} f_{ch}(\lambda) \cdot g(\lambda) \cdot \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta + \pi\right) \right] d\lambda \quad (7)$$

Спектр излучения источника (лампа накаливания) рассчитан, по формуле Планка для теплового излучения, и приведен на рисунке 1(а). Спектры пропускания светофильтров представляют собой гауссовы кривые, рассчитанные по следующей формуле:

$$f_i(\lambda) = \exp \left[\frac{(\lambda_{0i} - \lambda)^2}{\Delta \lambda_i^2} \right] \quad (8)$$

где λ_{0i} - центральная длина волны спектра пропускания соответствующего фильтра; $\Delta \lambda_i$ - ширина спектрального контура пропускания.

Параметры спектра пропускания соответствующего фильтра приведены в таблице 1.

Смоделированный по приведенным формулам интерференционный сигнал и изображение имеет следующий вид, представленный на рисунке 1(в, г).

Таблица 1. Параметры спектра пропускания.

Канал	λ_{0i} , нм	$\Delta \lambda_i$, нм
Red	610	39
Green	540	56
Blue	460	58

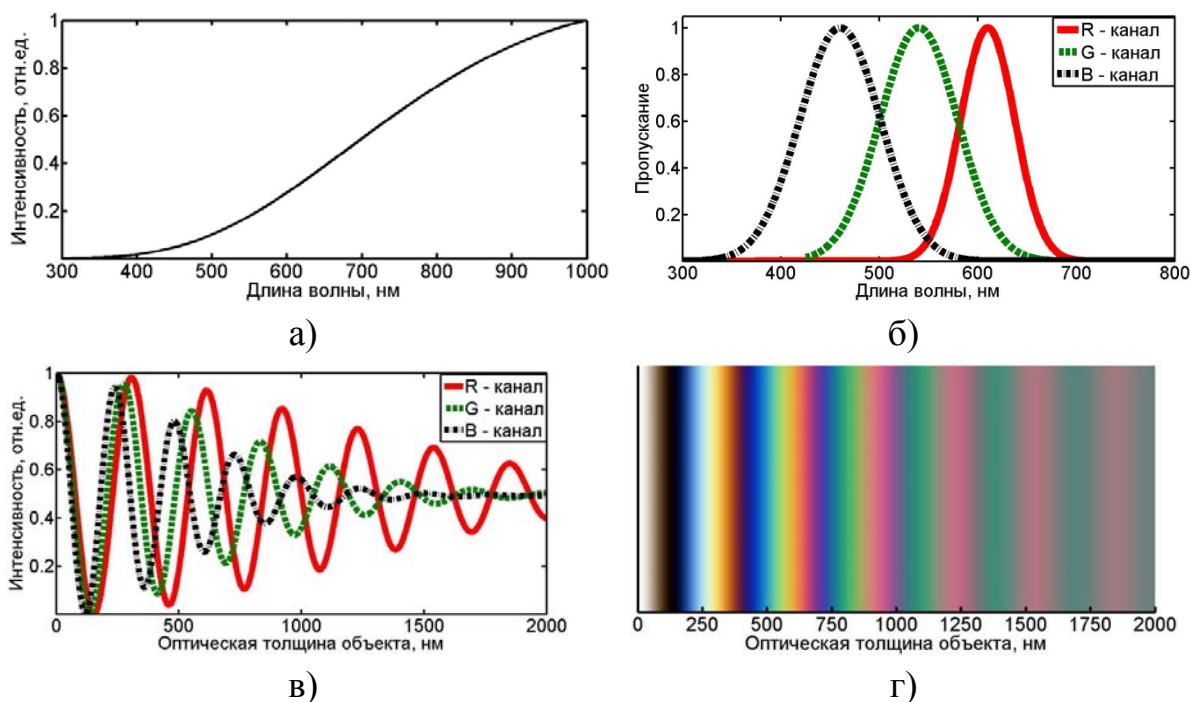


Рис. 1. Полученные при моделировании результаты: Спектр излучения источника (а), спектры пропускания светофильтров (б), моделированный интерференционный сигнал (в), зависимость цвета интерференционной картины от оптической толщины (г)

3. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Исследуемый объект, представляющий собой мазок крови на высокоотражающей подложке из полированного кремния, помещался в оптический микроскоп, в котором наблюдалась интерференционная картина, регистрируемая цифровой камерой для дальнейшей обработки.

Для получения интерференционного изображения в работе использовался оптический микроскоп Axio Imager 2 (Carl Zeiss, Германия) с микрообъективом Epiplan-Neofluar 100x/0.75 HD DIC. Полученное интерференционное изображение регистрировалось цифровой камерой NIKON D80. На рисунке 2 приведен пример полученного в микроскопе изображения мазка крове на кремниевой подложке.

Определение оптической толщины в выбранной точке происходило на основе сравнения цвета рассматриваемой точки изображения с цветом моделированной интерференционной картины. Для этого сравнения проводился анализ новой функции, зависимой от оптической толщины следующим соотношением:

$$\Delta I_{ch}(\Delta) = \left| I_{ch}(\Delta) - I_{ch}^0 \right| \quad (9)$$

где $\Delta I_{ch}(\Delta)$ - разница значений референсного сигнала и интенсивности цвета соответствующего цветового канала в рассматриваемой точке изображения.

С математической точки зрения обращение введенной разностной функции в ноль говорит о совпадении интенсивности цвета в исследуемой точке и интенсивности цвета референсного изображения для соответствующего цветового канала. О совпадении цвета можно говорить в том случае, когда для каждого цветового канала разностная функция обращается в ноль для одного и того же значения оптической разности хода, которое и является искомой толщиной в рассматриваемой точке исследуемого объекта, то есть имеет место равенство:

$$\Delta I_R(\Delta_0) = \Delta I_G(\Delta_0) = \Delta I_B(\Delta_0) \quad (10)$$

Применяя описанный выше анализ, в работе была определена оптическая толщина 200 эритроцитов. По полученным данным была построена гистограмма распределения толщин эритроцитов в мазке крови.

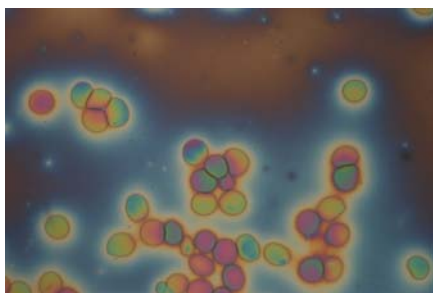


Рис. 2. Изображение мазка крови на кремниевой подложке

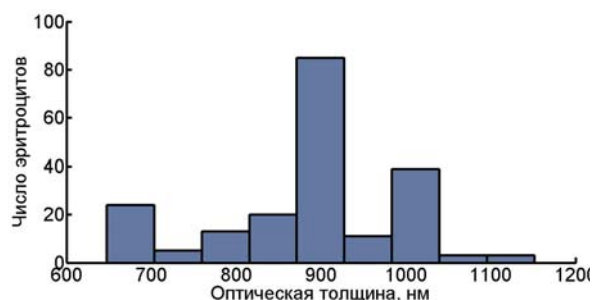


Рис. 3. Распределение оптических толщин эритроцитов в мазке крови

Представленное распределение оптических толщин эритроцитов в мазке крови позволяет получить некоторую информацию об исследуемом образце. Одним из параметров, определяемыми по найденному распределению толщин является среднее значение оптической толщины эритроцитов и диапазон значений оптических толщин. Для рассматриваемого образца эти параметры принимают следующие значения: среднее значение оптической толщины эритроцитов – 881.237 нм, значения оптических толщин эритроцитов лежат в диапазоне 1151-647.293 нм.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе рассматривался один из оптических методов определения толщины эритроцитов в мазке крови, основанный на эффекте интерференции световых волн в тонких пленках. Был показан результат моделирования цвета интерференционной картины объекта, в зависимости от его оптической толщины. В работе был разработан алгоритм анализа интерференционного цвета исследуемого объекта и определения его толщины на основании этого анализа.

В работе приведены результаты применения разработанного алгоритма для определения оптической толщины образца. На основании полученных данных была построена гистограмма распределения толщин эритроцитов в мазке крови.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Леонова, Е. В., Чантурия, А. В., Висмонт, Ф. И. Патологическая физиология системы крови: учеб. пособие Минск:БГМУ,2009. 128 с.
2. Физиология человека: учебник/под ред. В. М. Покровского, Е. Ф. Коротко.-2-е изд., перераб. и доп. М.: «Медицина», 2007. 656с.
3. Когерентно-оптические методы в измерительной технике и биофотонике: учеб. пособие под редакцией В.П.Рябухо, В.В. Тучина. Саратов. Сателлит. 2009. 127 с.
4. Katsuichi, Kitagawa Thin-film thickness profile measurement by three-wavelength interference color analysis. App.opt. – 2013. – Vol.52, N.10. – P. 1998-2007
5. Лычагов, В. В., Рябухо, В. П., Кальянов, А. Л., Смирнов, И. В. Низкокогерентная интерферометрия слоистых структур в полихроматическом свете с цифровой записью и обработкой интерферограмм. Компьютерная оптика. – 2010. - Т.34, №4. – С. 511 – 524

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ И ТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА ХРЯЩЕВОЙ ТКАНИ ПРИ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОМ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

Е.М. Касьяненко¹, А.И. Омельченко², Э.Н. Соболев²

¹ *Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
(1199910, г. Москва, Ленинские горы, 1)*

² *Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН,
(140700, г. Шатура, ул. Святоозерская, 1)
e-mail: ekkassianenko@gmail.com*

АННОТАЦИЯ

Приводятся результаты экспериментального исследования электрофизических свойств хрящевой ткани при импульсно-периодическом лазерном нагреве. Получены временные зависимости сопротивления и температуры хрящевой ткани во время облучения. Измерение электропроводности с помощью постоянного тока позволяет контролировать электрофизические свойства ткани: состояние свободных зарядов, их подвижность и концентрацию в матриксе хрящевой ткани. На этом может быть основана контрольно-диагностическая система мониторинга изменения состояния хряща при регенерации.

1. ВВЕДЕНИЕ

Медицинская операция по лазерному изменению формы хрящевой ткани позволяет достичь устойчивой формы облучаемой поверхности хряща в узком диапазоне терапевтических параметров лазерного воздействия. При этом воздействии за счет нагрева происходит релаксация механических напряжений, возникающих в объеме ткани, после изменения формы хряща[1]. Известно, что механические свойства хрящевой ткани определяются взаимодействием зарядов молекул хрящевого матрикса[2]. Изменение формы хряща при лазерном нагреве связано с изменением хрящевого матрикса, а также с возможным переносом его зарядов и электропроводности ткани[3]. Для обеспечения эффективности и безопасности воздействия целесообразно проводить контроль физических характеристик

ткани, от которых зависит степень воздействия и момент выключения лазерного излучения.

В данной работе была рассмотрена задача измерения на постоянном токе электрической проводимости в объеме ткани и подвижности зарядов в процессе лазерного импульсно-периодического воздействия на образец хрящевой ткани.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

В качестве образцов тканей суставных хрящей для измерения электропроводности использовались свежие срезы ткани суставного гиалинового хряща бычка возраста трех лет. Образцы хранились в физиологическом растворе не более недели при температуре 2-4⁰С. Облучение образцов проводилось волоконным Er-лазером (с длиной волны $\lambda=1.56\text{мкм}$), в импульсно-периодическом режиме, посредством волоконного световода с кольцевым распределением интенсивности. Схема облучения представлена на рисунке 2а.

Средняя мощность облучения в эксперименте была выбрана 3Вт, для воссоздания режима облучения хирургической операции по изменению формы хрящевой ткани. Электропроводность образца измерялась с помощью коаксиальных электродов и компьютерной системы сбора и обработки данных. Измерения проводились на постоянном токе, а для измерения токового сигнала, проходящего через образец, использовался аналого-цифровой преобразователь (АЦП), система сбора данных плата L-CARD L780, программа цифрового осциллографа lgraph фирмы L-CARD. Температура в области лазерного воздействия на ткань регистрировалась с помощью тепловизора Testo 875-2. Облучение Er-лазером проводилось в импульсно-периодическом режиме с заданным числом импульсов в последовательности и фиксированной паузой. Исследовалось влияние импульсно-периодического воздействия лазера на величину сигнала проводимости ткани. Одновременно велась запись температурной динамики в области нагрева.

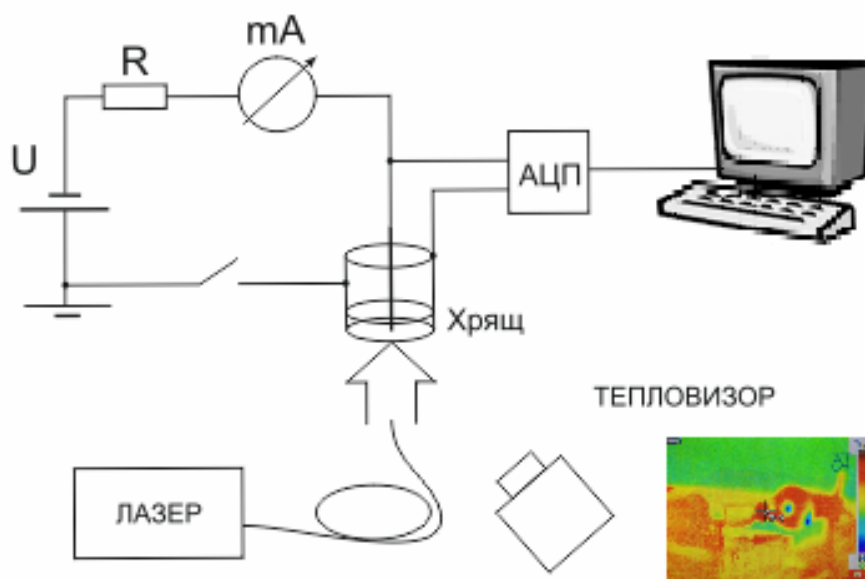


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

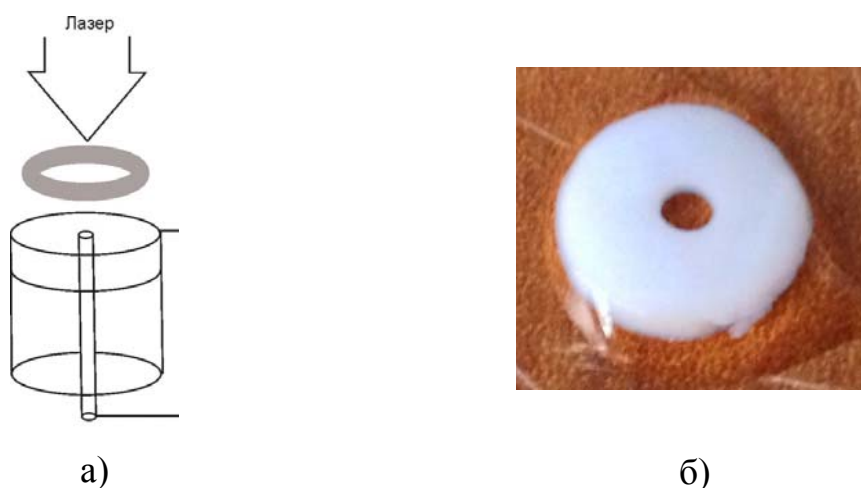


Рис. 2. а) схема облучения образца, б) исследуемый образец

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Анализ полученных зависимостей проводимости ткани суставного хряща и динамики его нагрева от времени лазерного нагрева, показал температурную зависимость электропроводности хрящевой ткани.

При воздействии трех серий импульсов по 10с с интервалом 10с, в каждой серии импульсы были длительностью 500мс с частотой 1Гц, на рисунке 3 видно четкое падение сопротивления и последующее восстановление сопротивления после каждой серии и после полного прекращения воздействия.

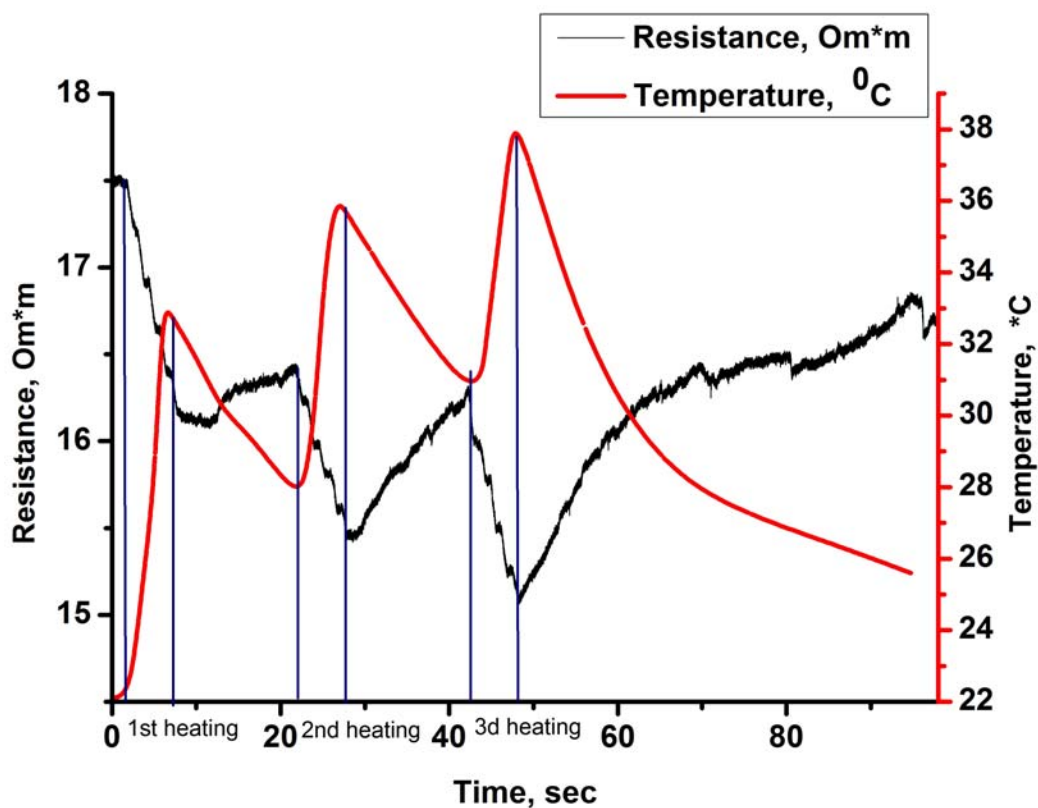


Рис. 3. Зависимость удельного сопротивления хрящевого образца от времени лазерного облучения и динамика его нагрева

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Измерения электропроводности гиалинового суставного хряща показали, что существует немонотонная зависимость сопротивления от времени нагрева. Немонотонность можно объяснить температурной зависимостью электропроводности хрящевой ткани. Наблюдаемая температурная зависимость указывает на уменьшение сопротивления за счет активационного закона роста концентрации носителей заряда от температуры.

$$\sigma = \sum e^2 Z_i n_i \frac{D_0}{kT} e^{-\frac{U_0}{kT}}, \quad (1)$$

где σ - электрическая проводимость, U_0 - энергия активации, Z_i - заряд i -ого иона, n_i - концентрация i -ого иона, D_0 - коэффициент диффузии, k - константа Больцмана, T - температура, e - заряд электрона.

Прологарифмировав выражение (1) получим зависимость логарифма проводимости от температуры:

$$\lg \sigma = \lg(e^2 Z n \frac{D_0}{kT}) - \frac{U_0}{k} \frac{1}{T} \lg e$$

При анализе графиков $\lg \sigma$ от $1/T$ выявлена линейная зависимость, которая позволила определить энергию активации для каждой серии импульсов: 0,05-0,09эВ.

Далее были получены экспериментальные значения проводимости для суставного хряща и из этих значений были рассчитаны значения для подвижности носителей заряда, в приближении, что носителями зарядов в хряще являются ионы соли NaCl.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования показали, что электропроводность ткани увеличивается с ростом температуры образца. Импульсно-периодический нагрев хрящевой ткани приводит к изменениям концентрации ионов между электродами датчика, а следовательно электропроводности. Амплитуда колебаний электропроводности связана с термо-активированным изменением концентрации потока ионов в межэлектродном пространстве. Температурная зависимость электропроводности позволяет контролировать тепловой режим лазерного нагрева и может быть использована в контрольных системах управлениях лазером в медицинских операциях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. SobolE.N., Milner T.E., et al. Laser reshaping and regeneration of cartilage. *LaserPhys. Lett.* 2007, 4, No. 7, p. 488–502.
2. Лазерная инженерия хряща / под ред. Соболя Э.Н., Баскова А.В. и Баграташвили В.Н. М.: Физмат Лит – 2006. 407С.
3. Омельченко А.И., Соболев Э.Н. Изменения электропроводности тканей межпозвонковых дисков при импульсно-периодическом лазерном воздействии. *Квантовая Электроника.* 2009,39, №3, с.279-282.

О ВОЗМОЖНОСТИ ЛАЗЕРНОГО УПРАВЛЕНИЯ ПРОЦЕССАМИ РОСТА ЖЕЛЧНЫХ КАМНЕЙ

Е.А. Новикова¹, А.Н. Малов¹, И.А. Камышев¹, А.А. Вайчас²

¹*Иркутский государственный медицинский университет
(664003, г. Иркутск, ул. Красного восстания, 1)*

²*Иркутский филиал Московского государственного
технического университета гражданской авиации
(664047, г. Иркутск, ул. Коммунаров, 3)
e-mail: europe411@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

Исследовано воздействие лазерного излучения на процесс кристаллообразования в препаратах желчи. Показано, что облучение белой желчи лазерным излучением качественно влияет на процессы кристаллизации, протекающие в ней, и её динамику.

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что на динамику студения и структуру гель-коллоидных систем можно влиять ИК-лазерным облучением [1]. Относительно недавно было также установлено, что под действием лазерного облучения происходит уменьшение размеров кластеров в водных растворах биоорганических веществ [2-4], что приводит к уменьшению кристаллических зародышей при формировании пленок из этих растворов. С другой стороны, за последние 40 лет заболеваемость желчнокаменной болезнью удваивалась каждые 10 лет, и сейчас желчные камни обнаруживаются почти у каждого шестого пациента; при этом механизм образования желчных камней недостаточно изучен [5, 6].

Актуально поэтому изучение физико-химических основ зарождения камня в коллоидных и гелеобразных средах, а также поиск способов предупреждения его образования. Одним из перспективных способов влияния на камнеобразование представляются технологии лазерной нанокластеризации.

Целью данной работы являлась оценка энергетических параметров процесса лазерного измельчения кристаллических зародышей в препарате

человеческой желчи методом выращивания желчных кристаллов в кварцевых кюветах.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЛАЗЕРНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

2.1. Воздействие лазерного излучения на органические растворы

Возможность воздействия электромагнитного излучения на растворы органических, в т.ч. коллоидных, веществ связана со специфическим поведением граничных мономолекулярных слоев полярного растворителя у поверхности макромолекул или частиц. Мономолекулярная пленка полярных молекул воды, плотно заполняющих поверхность макромолекул и обращенных к ней одним знаком диполя, представляет собой двойной электрический слой. Двойной слой спонтанно поляризуется в тем большей степени, чем больше размер частицы или макромолекулы.

Таким образом, происходит неизбежная спонтанная поляризация двумерного слоя полярных молекул на поверхности частицы и образуется «гигантский» диполь [1], который обеспечивает светочувствительность биоорганических растворов. Дипольный момент молекулы воды составляет 1,855 Д (1 Дебай = $3,33564 \times 10^{-30}$ Кл×м) при временах релаксации порядка 10^{-11} сек, а для раствора коллагена (желатина) – $1,5 \times 10^4$ Д при временах релаксации порядка минут. Еще большим дипольным моментом обладают микроорганизмы- так, у вируса табачной мозаики он составляет $10^4 - 10^5$ Д, а у бактериофага Т-2 – до 64400 Д для частицы размером 350 нм.

Учитывая, что энергия взаимодействия электрического поля $\vec{E}$ с дипольным моментом $\vec{d}$ оценивается величиной $(\vec{d}, \vec{E})$, можно утверждать, что чувствительность к действию лазерного излучения тем выше, чем больше макромолекулы или их кластеры, а результат воздействия может сохраняться макроскопически большое время.

2.2. Материалы и методы

Для проведения эксперимента были использованы препараты:

1. белой желчи, лишенной пигмента, желчных камней, изъятые после холецистэктомии при водянке желчного пузыря;
2. натуральной желчи, желчных камней после холецистэктомии при холецистите.

Исследовались три опытных образца (желчные камни) каждого препарата: контрольный образец; образец, находящийся в желчи; образец, находящийся в желчи, облучаемой лазером.

Контрольный образец не помещался в желчь и не подвергался никаким воздействиям. Остальные два образца все время эксперимента находились в желчи. Для этого желчные камни подвешивались на нейлоновую нить, к которой был привязан грузик, а затем помещались в желчь, которая находилась в кварцевой плоскопараллельной кювете с матовыми стенками. Сверху кюветы накрывались покровными стеклами. Кюветы находились при атмосферном давлении $p=705 - 735 \text{ мм.рт.ст.}$ и температуре 35°C .

Для облучения желчи использовался полупроводниковый лазер с длиной волны 532 нм, мощностью 30 мВт и диаметром пучка 5 мм. В эксперименты излучение лазера направлялось на матовую стенку кюветы, при прохождении через которую оно рассеивалось и воздействовало на желчь с находящимся в ней образцом. Схема эксперимента показана на рисунке 1.

Время воздействия лазерного излучения составляло 5 минут. Облучение производилось каждые 24 часа. Эксперимент проводился с 14.06.2014 по 18.08.2014 и был закончен сразу же после полного испарения желчи из кюветы.

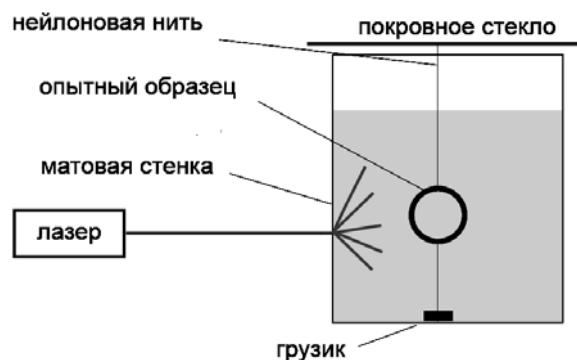


Рис. 1. Схема эксперимента

2.3. Результаты

После окончания эксперимента были проведены исследования следующих объектов:

1. кювета, с остатками высохшей желчи, подвергавшейся облучению лазером,
2. кювета, с остатками высохшей желчи, не подвергавшейся облучению лазером,

3. желчный камень, находившийся в кювете, облучаемой лазером.
4. желчный камень, находившийся в кювете, не облучаемой лазером.
5. желчный камень, не подвергавшийся никаким воздействиям (контрольный образец)

Сразу стоит отметить, что в случае препаратов из натуральной желчи, не было замечено сколь-нибудь качественных отличий ни в остатках желчи в кюветах, ни в образцах, находящихся в ней во время эксперимента. Исследуемые образцы были идентичны контрольному.

В случае же препаратов белой желчи, качественные изменения и отличия были видны невооруженным взглядом.

В результате проведенного исследования было установлено, что в кювете с высохшей белой желчью, подвергавшейся облучению, после прекращения эксперимента на дне остался слой прозрачной коллоидной массы желтого цвета. Слой массы приблизительно 0,2 мм толщиной.

При исследовании кюветы, в которой находилась белая желчь, не подвергавшаяся облучению, на дне кюветы были обнаружены кристаллы, в форме параллелепипедов. Толщина кристаллов приблизительно 0,2 – 0,3 мм. Кювета с образовавшимися кристаллами показана на рисунке 2.

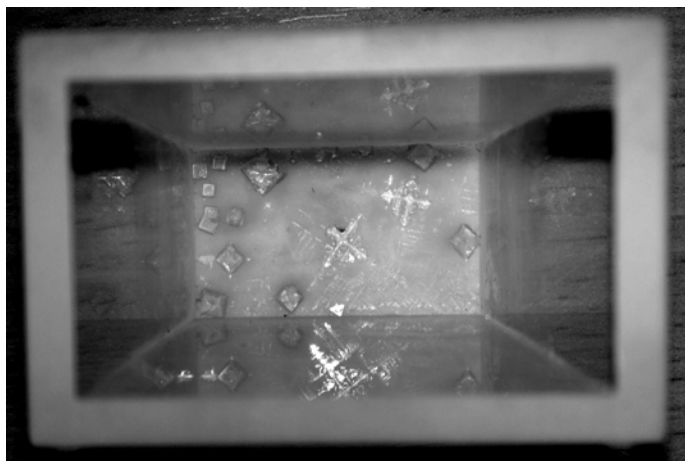


Рис. 2. Кювета с кристаллами, образованными из белой желчи, не подвергавшейся воздействию лазерного излучения

Для более детального исследования со дна кюветы был извлечен один из кристаллов. При наблюдении кристалла в микроскоп были обнаружены концентрические кольца вокруг некоторого единого центра, предположительно, являющегося зародышем, которые показаны на рисунке 3.

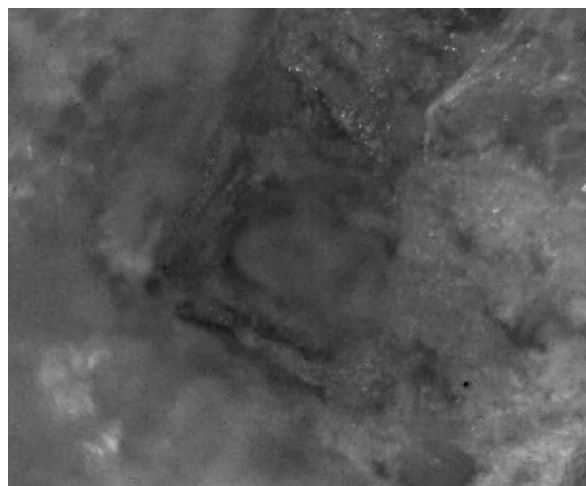
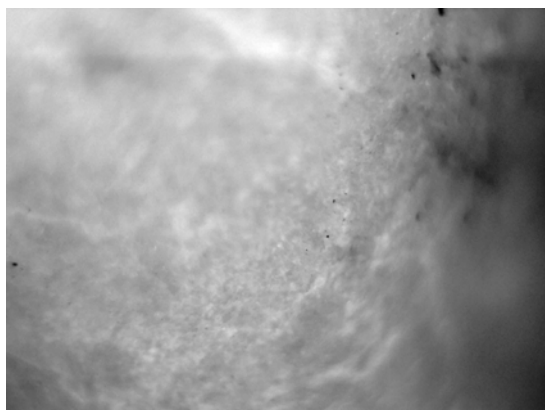
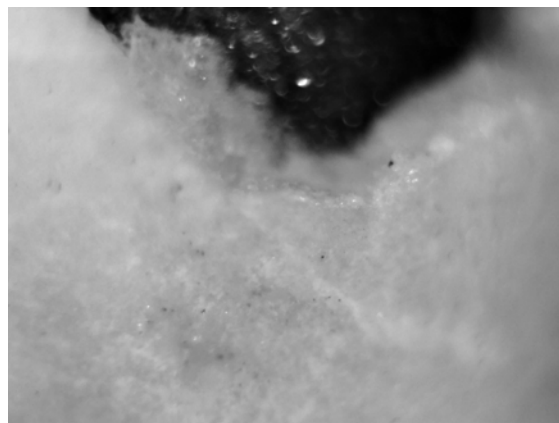


Рис. 3. Часть кристалла с наблюдаемыми кольцами

При исследовании желчного камня, извлеченного из кюветы, подвергавшейся облучению, было установлено, что он покрылся белым налетом, равномерно распределенным по всей поверхности камня, без видимых в микроскоп дефектов, что показано на рисунке 4 (а). В налете был сделан скол, изображенный на рисунке 3 (б), для оценки толщины налета. Толщина налета приблизительно 0,1-0,2 мм.



а)



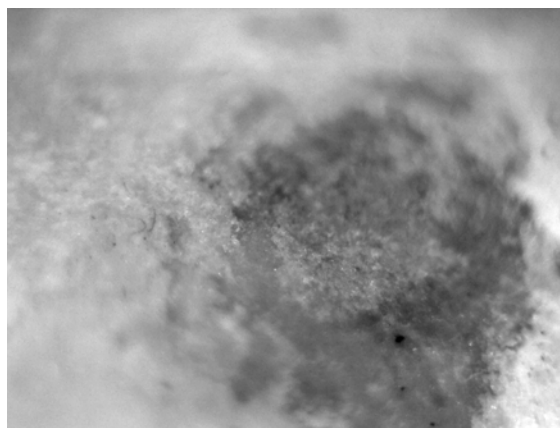
б)

Рис. 4. Поверхность белого налета, желчного камня, находившегося в кювете, облучаемой лазерным излучением: а) равномерное распределение налета без дефектов, б) скол

Исследование желчного камня, извлеченного из кюветы с желчью, не подвергавшейся облучению, показало, что он также покрылся белым налетом, но очень неравномерно, с достаточно различимыми в микроскоп дефектами поверхности, что показано на рисунке 5 (а, б).



а)



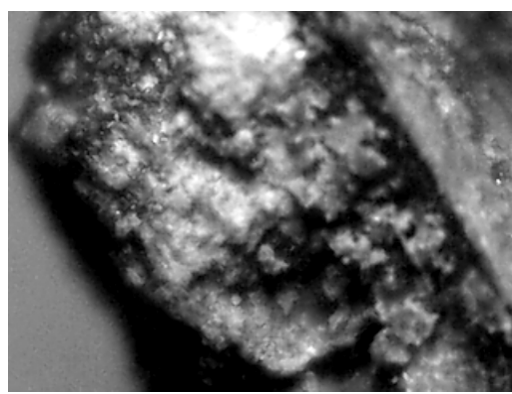
б)

Рис. 5. Белый налет на желчном камне, находившемся в кювете, не облучаемой лазерным излучением: а) неравномерное распределение налета, б) дефекты поверхности

Исследование контрольного образца показало, что его поверхность коричневого цвета, гладкая с некоторыми дефектами. Для изучения внутренней структуры образец был расколот. Поверхность и структура изображены на рисунке 6.



а)



б)

Рис. 6. Контрольный образец: а) поверхность камня, б) структура камня

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование содержимого кювет дает право предположить, что лазерное излучение замедляет образование кристаллов. Природа этого явления кроется в особенностях процесса взаимодействия электромагнитных волн с органическими жидкостями – происходит разбиение кластеров молекул, которые должны стать центрами зародышеобразования. Именно из-за этого в кювете, не облучаемой лазером образовались кристаллы, а в кю-

вете облучаемой лазером осталась однородная вязкая коллоидная жидкость.

Опытно установлено отличие камней по однородности налета. Показано, что желчный камень, находившийся в облучаемой лазером желчи, имеет равномерно распределенный по всему камню налет без дефектов его поверхности, чего нельзя сказать о камне, находившемся в не облучаемой желчи. Лазерное излучение разбивает кластеры молекул, и молекулы оседают на поверхность камня меньшими группами. Поэтому слой получается более равномерным, чем при оседании больших кластеров молекул.

Установлено, что рост желчного камня в белой желчи происходит быстрее, чем в препарате натуральной желчи с пигментом.

Для практических применений можно использовать лазерные излучатели ИК-диапазона, излучение которых может проникать в биологические ткани на глубину до 10 см.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Н.А. Толстой, А.А. Спартаков, Электрооптика и магнитооптика дисперсных систем. //СПб.: Изд-во Санкт-Петербургского университета, 1996.
2. И.В. Богдан, А.Н. Малов и др., Лазерный отжиг коллоидных регистрирующих сред для голографии // Доклады Академии наук, 2002, т.382, с. 754-759.
3. A.N. Malov, A.Yu. Seteikin et al., The laser radiation action on the biological objects // Optik, 2013, v.124, p.6034- 6041.
4. А.Н. Малов, Е.С. Мусатова, А.Ю. Сетейкин, Исследование особенностей зародышеобразования при планарной кристаллизации биоорганических растворов на твердой подложке // Вестник Амурского гос. ун-та, 2012, выпуск 57, с. 39 – 44.
5. А.Н. Малов, Е.А. Новикова, Воздействие на процесс формирования зародышей желчных камней лазерным излучением // в кн.: «VI Троицкая конференция «Медицинская физика и инновации в медицине» (ТКМФ-6). Секция: Биомедицинская фотоника». – Троицк-М.: ИПЛИТ РАН, ИС РАН, ТНЦ РАН, 2014, с. 51-53.
6. С.П. Федоров, Желчные камни и хирургия желчных путей /издание второе// Ленинград-Москва.: МедГИЗ, 1934.

КАРТОГРАФИРОВАНИЕ ГОРОДА САМАРА ПО ОПРЕДЕЛЕНИЮ ЗОН ВОДОРОДНОЙ ДЕГАЗАЦИИ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ

Е.А. Селезнева, Е.В. Тимченко, П.Е. Тимченко,
Л.А. Таскина, Н.В. Трегуб

*Самарский государственный аэрокосмический университет
им. академика С.П. Королева
(национальный исследовательский университет)
(443086, г. Самара, Московское шоссе, 34)
E-mail: laser-optics.timchenko@mail.ru*

АННОТАЦИЯ

Представлены результаты исследований водородной дегазации в г. Самаре с помощью методов спектроскопии комбинационного рассеяния и конфокальной флуоресцентной микроскопии. Получены особенности спектра комбинационного рассеяния растений, произрастающих в зонах разлома и вне разлома. Основные изменения были зафиксированы на волновых числах 1326 см^{-1} , 1296 см^{-1} , 1380 см^{-1} , что связано с содержанием алкалоидов, хлорофилла и целлюлозы в листьях растений. На основе введенного оптического коэффициента было проведено картографирование Самарской области.

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из факторов, осложняющим экологическую обстановку, является дегазация земли – истечение смеси радона, гелия, углеводородов и молекулярного водорода вдоль активных разломов литосферы. Кроме того, повышенное содержание водорода вблизи несущих металлических конструкций может снижать их прочность в результате охрупчивания [1]. Выход водорода из почвы носит залповый характер, поэтому, стандартные методы его индикации не всегда эффективны. Данную проблему можно решить, используя в качестве локальных интегральных индикаторов растительные биообъекты, так как они служат маркерами чувствительными к изменению в окружающей среде [2].

На сегодняшний день спектроскопия комбинационного рассеяния (КР) [3] для контроля состояния растений уже стала одним из важнейших исследовательских инструментов. Спектроскопия КР позволяет определить изменение состава и проанализировать изменения в растительной ткани при антропогенном воздействии.

Для понимания механизмов внешнего воздействия водорода на растительную ткань крайне важным также является анализ изменений в структуре растения на клеточном уровне. Учитывая высокую эффективность флуоресценции хлорофилла, в работе для микроскопического анализа рационально использовать метод конфокальной флуоресцентной микроскопии (КФМ) [4], обеспечивающий контрастные микроснимки высокого разрешения. Поэтому для исследования влияния водорода на растительную ткань оптимальным является использование совокупности методов: методов КР и КФМ.

Поэтому, целью исследований является: развитие оптических методов для контроля выхода глубинного водорода и проведения картографирования города с использованием растительных биомаркеров.

Для реализации поставленной цели необходимо решить следующие задачи:

- 1) Исследовать особенности спектров КР растений в условиях воздействия глубинного водорода;
- 2) Провести микроскопический анализ состояния растений в условиях действия водорода;
- 3) Ввести оптический коэффициент, определяющий воздействие водорода на растения, в зонах разломов и на его основе провести экологическое картографирование города Самары.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

В качестве основных методов исследования были использованы методы спектроскопии КР и КФМ, реализованные с помощью экспериментальных стендов, описанных в работе [5].

В качестве объектов исследований был использован одуванчик обыкновенный (*Taraxacum*). Растения данного типа являются хорошими биоиндикаторами состояния окружающей среды [6].

На наличие зон дегазации были исследованы 22 зоны на территории Самарской области. Выбор зон дегазации обусловлен данными с использо-

ванием карты комплексной интерпретации геохимических данных представленными Волжским отделением института геологии и разведки горючих ископаемых. С каждой зоны отбиралось по 10 объектов, расположенных на расстоянии 500 метров друг от друга. С каждого объекта отбиралось по несколько листьев, которые исследовались в 5 точках. Статистический разброс оптических параметров составил 15,1%.

Для исследований были выбраны следующие зоны: расположенные в местах разломов (зоны смены скоростей, карстовые воронки и т.д.), а также вне зоны разломов, представленные в таб.1. Точки сбора располагались вдали от автомобильных дорог, что позволило исключить влияние загрязнения воздуха выхлопными газами на результаты исследования. Дополнительно был проведен анализ характеристик почвы в местах сбора (освещенность, влажность и pH почвы) с помощью прибора фирмы «Soil Survey instrument» модели КС-300. Было установлено, что во всех исследуемых зонах параметры почвы, такие как $pH=7$, освещенность и влажность были идентичны.

Таблица 1. Зоны исследования

Номер зоны	Наименование зоны	Описание
1	Новосемейкино	Разлом
2	Управленческий	Разлом
3	Красная Глинка	Разлом
4	Поселок Толевый	Разлом
5	Дубки	Разлом
6	Загородный парк	Разлом
7	Ботанический сад	Разлом
8	Тип - Тяф	Без зон
9	Барбошина поляна	Разлом
10	Кряж	Без зон
11	Сухая Самарка	Разлом
12	Рождествено	Без зон
13	Царев Курган	Разлом
14	парк им. 60 лет Сов.Власти	Разлом
15	Ул. Ташкентская	Без зон
16	ул.Демократическая и Волжского шоссе	Без зон
17	Струковский сад	Разлом
18	Ул. Дачная, Осипенко	Разлом
19	Парк Гагарина	Разлом
20	Сквер Калинина	Без зон
21	Парк Победы	Без зон
22	Парк Дружбы	Без зон

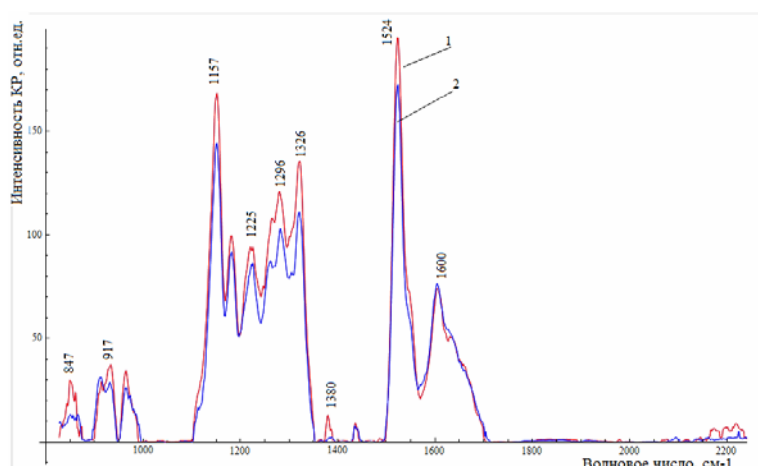
Для исключения влияния освещённости, влажности на спектральные характеристики растений, выбирались открытые участки, вне берега водоёмов, точки сбора при этом ограничены были широтами 53,141 и 53,423, высотами 30-160 метров над уровнем моря. Для Самарской области характерным является почвенный состав - чернозёмы с нормальной кислотностью, что и обуславливает сходность параметров почвы для всех зон сбора (таб. 1).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

На рис.1 представлены характерные спектры КР исследуемых образцов, взятых как в зоне разлома, где наблюдается выход водорода, так и в зоне удаленной от мест разломов.

Как видно из рис. 1 интенсивность КР на волновых числах 1157 см^{-1} , 1125 см^{-1} , 1296 см^{-1} , 1326 см^{-1} , 1380 см^{-1} для растений, произрастающих в условиях выхода водорода, выше, чем для растений, выращенных в условиях отсутствия водорода.

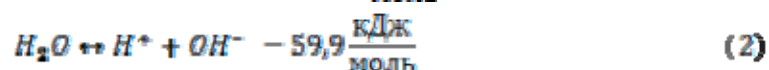
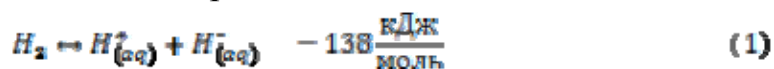
Пики на волновых числах 1157 см^{-1} , 1125 см^{-1} и 1296 см^{-1} , 1326 см^{-1} , 1380 см^{-1} пропорциональны содержанию каротиноидов, алкалоидов, хлорофилла и целлюлозы соответственно. Рост концентрации основных пигментов, а также алкалоидов и целлюлозы в образцах, взятых в зонах разломов, может быть связан с выделением водорода из почвы.



Волновое число, см-1	Вещество
917	D-Глюкоза [7]
1157	$\nu(\text{C}-\text{C})$ колебания в b-Каротине (каротиноид) [8,9]
1225	C-N растяжение в алкалоидах [9]
1296	C-N растяжение в алкалоидах [9]
1326	Хлорофилл а и б [8]
1380	Целлюлоза [10]
1524	$\nu(\text{C}=\text{C})$ колебания в b-Каротине [8,9]
1535	CH_4 [8]
1550	Хлорофилл а [11]
1565	Хлорофилл б [11]
1600	Лигнин [10]

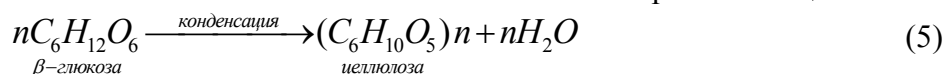
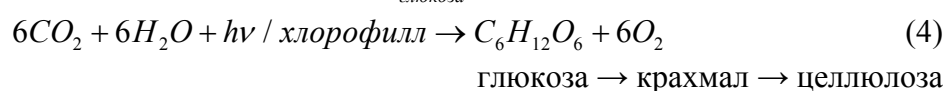
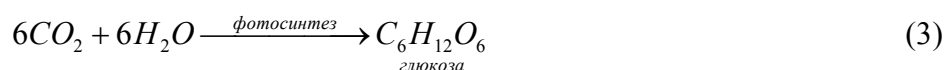
Рис. 1. Зависимость интенсивности КР от волновых чисел для образца одуванчика: 1 – взятого из зоны разлома; 2 – взятого в зоне без разломов; справа представлена таблица расшифровки спектра КР

Как видно из рис. 1 наблюдается тенденция возрастания концентрации хлорофилла в зоне дегазации земли. Это связано с тем, что при дегазации водород в растении в присутствии воды может диссоциировать на ионы. Данная реакция (1) требует больше энергии, чем реакция диссоциации воды (2). Однако реакция диссоциации воды сопровождается обратной и в обычных условиях равновесие наступает при соотношении концентраций ионов водорода и воды менее чем в 10^{-7} раз.



Реакция диссоциации водорода в воде позволяет преодолеть эти равновесные концентрации ионов водорода, что активизирует процесс фотосинтеза (3).

В проведенных нами ранее лабораторных исследованиях [8] было показано, что действие водорода приводит к увеличению концентрации глюкозы и увеличению хлоропластов в растениях. Это связано с тем, что в процессе фотосинтеза с участием хлоропластов образуется глюкоза (4) и дополнительный фактор (действие водорода), приводит к увеличению ее концентрации. В тоже время глюкоза при конденсации образует целлюлозу (5), которая является основным строительным материалом в клетках растений:



Структура целлюлозы имеет сложный характер и состоит как из водородных, так и эфирных связей. Нами было выдвинуто предположение о возможном упрочнении данных связей под действием водорода и образовании более плотной клеточной стенки. Изменения оптических характеристик растений при действии водорода свидетельствуют об усилении процесса фотосинтеза [5].

Для подтверждения нашей гипотезы был проведен микроскопический анализ структуры листьев исследуемых образцов, взятых в зонах разлома и

в зонах без разлома с помощью метода КФМ. Характерные микроснимки приведены на рис. 2(а,б).

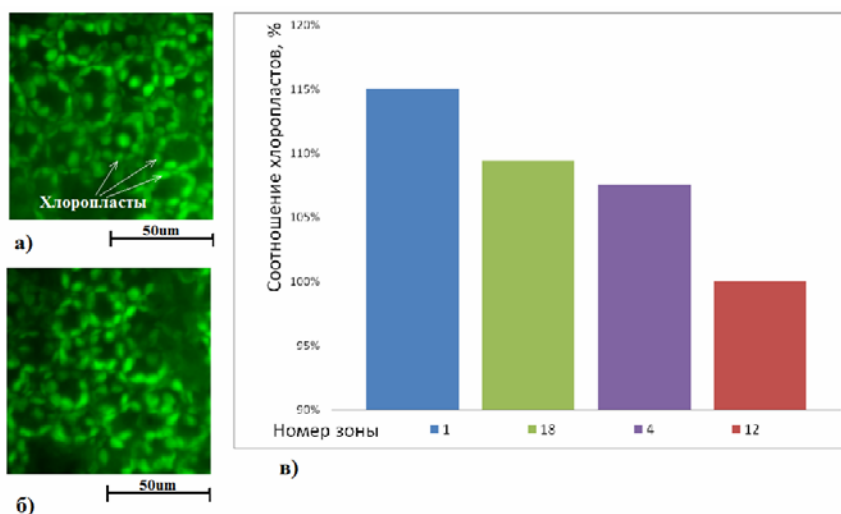


Рис. 2. Микроснимки растительной ткани (листья одуванчика): а) в зоне разлома (п. Толевый); б) вне зоны разлома (с. Рождествено); в) Гистограмма соотношения хлоропластов. Цифрами обозначены номера зон, представленных в таблице 1

Из микроснимков видно, что в местах разлома хлоропласты увеличены в диаметре относительно диаметра хлоропластов в контрольной группе растений вне зоны разлома. За счет химических реакций происходит увеличение глюкозы и крахмала в растениях, что в свою очередь отражается на морфогенетических изменениях - увеличении хлоропластов, целлюлозы в условиях дегазации земли и приводит к изменениям оптических характеристик растений. По результатам микроскопического анализа была построена гистограмма для исследуемых зон (рис. 2, в), отражающая наблюдаемые изменения количества хлоропластов в клетке листа в местах разлома и вне разлома.

В растениях одним из относительно постоянных параметров считается лигнин [10]. Отложение лигнина в клеточных оболочках увеличивает их прочность. Таким образом, отношение целлюлозы и лигнина может служить информативным показателем определяющим влияние водорода на растения.

Поэтому, в качестве оптического коэффициента, который позволяет ранжировать г. Самара по уровню дегазации водорода, был введен следующий коэффициент Н, определяющий соотношение целлюлозы к лигнину:

$$H = I_{1380} / I_{1600}, \quad (6)$$

где I_{1380} - интенсивность КР на волновом числе 1380 см^{-1} , пропорциональная концентрации целлюлозы в листьях растений; I_{1600} - интенсивность КР на волновом числе 1600 см^{-1} , пропорциональная концентрации лигнина в листьях растений.

С использованием значений данного коэффициента H были определены зоны с выходом глубинного водорода. По полученным результатам было проведено картографирование Самарской области (рис. 6).

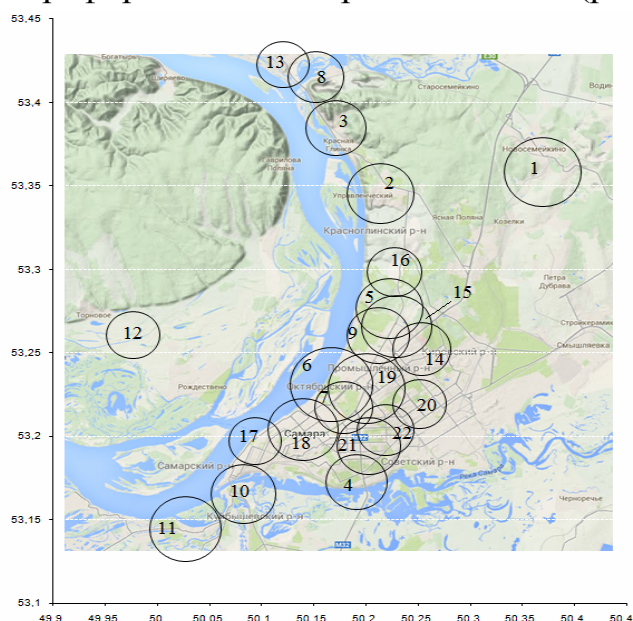


Рис. 3. Картографирование г. Самара. Цифрами обозначены номера исследуемых зон, представленных в таблице 1.

Как видно из рис. 3 в зависимости от величины оптического коэффициента отображены исследуемые зоны. Радиус каждой зоны прямо пропорционален значению оптического коэффициента H .

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены особенности спектра комбинационного рассеяния растений, произрастающих в зонах разлома и вне разлома. Основные изменения были зафиксированы на волновых числах 1157 см^{-1} , 1125 см^{-1} и 1296 см^{-1} , 1326 см^{-1} , 1380 см^{-1} , что связано с содержанием алкалоидов, хлорофилла и целлюлозы в листьях растений;

С помощью метода конфокальной флуоресцентной микроскопии показано увеличение хлоропластов в листьях растений при действии водорода.

Был введен оптический коэффициент, определяющий воздействие водорода на растения в зонах разломов, определяемый как отношение значе-

ний интенсивностей комбинационного рассеяния на волновых числах 1380см^{-1} и 1600см^{-1} . На основе данного коэффициента было проведено картографирование Самарской области.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В.А. Рудник. Влияние зон геологической неоднородности земли на среду обитания // Вестник Российской Академии Наук, 1996, том 66, №8, с. 713-719.
2. Е.В. Тимченко, Л.А. Таскина Тимченко. Применение оптических методов для контроля растений при внешнем воздействии // Известия Самарского научного центра РАН, 2012, с. 221-226.
3. И. Брандмюллер, Г. Мозер. Введение в спектроскопию комбинационного рассеяния света // М.: 1964, 628 с.
4. В.П. Захаров, П.Е. Тимченко, И.А. Братченко. Микроскопический контроль сеточных эксплантатов // Сборник конкурсных докладов VIII Всероссийский молодежный Самарский конкурс-конференция научных работ по оптике и лазерной физике, 2010, с. 155-161.
5. E.V. Timchenko, P.E. Timchenko N.V. Tregub, L.A. Taskina, E. A.Selezneva Optical methods for control of hydrogen influence on plants // Proc. SPIE, Paper 9221-14, 2014.
6. Л.В. Пестова, О.В. Рязанцева. Биоиндикация автотранспортного загрязнения городских территорий // Ползуновский вестник, 2004, №2, с. 87-94.
7. M.W. Meyer, J.S. Lupoi, E.A. Smith. 1064 NM DISPERSIVE MULTICHANNEL RAMAN SPECTROSCOPY FOR THE ANALYSIS OF PLANT LIGNIN // Anal. Chim. Acta, 2011, №706, p.164-170.
8. M. Baranskaa, M. Romana, J.Cz. Dobrowolskib, H. Schulz, R. Baranski. Recent Advances in Raman Analysis of Plants: Alkaloids, Carotenoids, and Polyacetylenes // Current Analytical Chemistry, 2013, Vol.9, №1, p.108-127.
9. Y. Erdogdu, O. Unsalan, M. T. Gulluoglu. Vibrational analysis of flavones // Turk J Phys, 2009, 33, p.249-259.
10. P. Adapa, C. Karunakaran, L. Tabill, G. Schoenau. Potential Applications of Infrared and Raman Spectromicroscopy for Agricultural Biomass // Agricultural Engineering International: the CIGR Ejournal, Manuscript 1081, Vol. XI. February, 2009.

ОЦЕНКА ДЕМИНЕРАЛИЗАЦИИ КОСТНЫХ ИМПЛАНТАТОВ ПРИ ИХ ИЗГОТОВЛЕНИИ С ПОМОЩЬЮ СПЕКТРОСКОПИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ

Л.А. Таскина, Н.В. Белоусов, Е.В. Тимченко, П.Е. Тимченко,
Л.Т. Волова, С.В. Першуткина

Самарский государственный аэрокосмический университет

им. академика С.П. Королева

(национальный исследовательский университет)

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

laser-optics.timchenko@mail.ru

АННОТАЦИЯ

Представлены результаты экспериментальных исследований образцов кортикальной и губчатой костной ткани человека в зависимости от степени деминерализации с помощью метода комбинационного рассеяния. С помощью конфокальной флуоресцентной микроскопии выполнен контроль жизнеспособных клеток в составе клеточно-тканевого имплантата. Получены КР спектры для образцов кортикальной и губчатой костной ткани человека в зависимости от степени деминерализации. Исследована зависимость соотношения интенсивностей пиков КР 950-962 (PO_4^{3-}) и 1665 cm^{-1} (амид I) от времени деминерализации, которая характеризует её степень.

1. ВВЕДЕНИЕ

Изначально способная к регенерации костная ткань теряет свои свойства в ходе нарушения метаболизма и минерализации костной матрицы, со временем требующая внедрения костных имплантатов [1]. В клинической хирургии, аутогенную костную ткань принято считать стандартом среди биоматериала [2]. Преимуществом костной ткани донора является отсутствие дополнительного операционного вмешательства в тело пациента [3]. Однако, костная ткань донора может вызывать побочные эффекты у реципиента, такие как иммунное отторжение и инфекции [4].

Деминерализованная лиофилизированная костная ткань донора является одним из возможных заменителей костного имплантата практически не уступающей имплантату на основе костной ткани пациента. Важным

этапом получения деминерализованного костного биоматериала (ДКБ) является его обработка в кислотном растворе, что приводит к потере большей части минеральных компонент [4], при этом сохраняется доля коллагена и белков [5].

Известно, что скорость восстановления кости выше при трансплантации частично деминерализованного биоматериала по сравнению с полностью деминерализованным [6]. Влияния неполноты деминерализации объясняется прочной связью остеоиндуктора (органическая составляющая), отвечающего за остеогенез, с минеральной составляющей костной ткани [7]. Правильно подобранная степень ДКБ обеспечивает идеальное сочетание остеоиндуктивных и остеокондуктивных свойств для успешной регенерации костной ткани.

Особое значение в успешности преодоления данной проблемы имеют физические методы контроля. В работе [8] предложен метод спектроскопии комбинационного рассеяния (КР) света как быстрый и эффективный метод исследования минеральной составляющей костного биоматериала. В результате, создание костных имплантатов с высокими регенераторными потенциями возможно при проведении этапа их деминерализации, в ходе которого получается коллагеновая матрица. Для каждого пациента в зависимости от возрастных и медицинских критериев требуется подбор костно-пластических материалов с различной степенью деминерализации. В тоже время необходимо учитывать приживляемость таких материалов, поэтому необходимо дополнительно контролировать процесс интеграции клеток реципиента в бионоситель. Такой контроль технологии костно-пластических бионосителей позволит увеличить эффективность качества создания клеточно-тканевых продуктов.

Поэтому, целью работы является применение метода КР для оценки соотношения минеральной и органической составляющей костной ткани различных типов в зависимости от времени деминерализации при изготовлении имплантатов, а также оценка процесса интеграции клеток в имплантат.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

2.1 Объекты исследований

В качестве объектов исследования были использованы 36 образцов трёхмерного материала твёрдой кортикальной костной ткани и 39 образцов

трехмерного биопластического материала - деминерализованная спонгиозная крошка серии «Лиопласт»® (ТУ-9398-001-01963143-2004). Спонгиозная крошка представляет собой природный мелкопористый биопластический материал и состоит из компонентов только губчатой фракции аллогенной костной ткани человека. Первым этапом в процессе производства имплантатов являлось обезжиривание и полное удаление из межбалочных пространств кости всех элементов костного мозга и крови путем кратковременной низкочастотной ультразвуковой обработки (24-40 кГц в течении 2-3 минут), при этом разрушение самой костной ткани не происходило. Затем для получения ДКБ костную ткань помещали в раствор HCl 1,2 нормальности. Следующим этапом является лиофилизация образца на установке ALPHA 2-4 LSC, которая заключается в сублимационной сушке образцов.

При исследовании процесса интеграции клеток в бионоситель (кортикальные и спонгиозные лиофилизированные имплантаты) в качестве клеточных культур были использованы хондробласты. Перед началом экспериментов хондробласты обрабатывались флуорофором – раствором йодида пропидия (Propidium iodide), максимум возбуждения флуоресценции которого проявляется на 535 нм, а максимум испускания - на 617 нм.

2.2. Экспериментальный стенд

Спектральные характеристики образцов изучались с помощью экспериментального стенда (рис.1а), включающего в себя высокоразрешающий цифровой спектрометр Shamrock sr-303i с встроенной охлаждаемой камерой DV420A-OE, волоконно-оптический зонд для спектроскопии КР RPB785, совмещённый с лазерным модулем LuxxMaster LML-785.0RB-04 (с регулируемой мощностью до 500 мВт, длина волны 785 нм). Данная длина волны среди длин волн видимого диапазона хорошо себя зарекомендовала в КР спектроскопии в биологических применениях, благодаря низкому уровню автофлуоресценции. Мощность излучения 500 мВт данного лазера в пределах используемых времён экспозиции до 50 секунд не вызывает деструктивных изменений образцов.

Зонд КР 1 фокусирует лазерное излучение на объекте 2 (на расстоянии 7,5 мм от выходного окна с диаметром фокусного пятна 0,2 мм) и собирает излучение автофлуоресценции и рассеянное излучение. Встроенные широкополосный фильтр зонда 1 предназначен для выделения излучения в

спектральном диапазоне 790-1200 нм, которое затем направляется по оптоволокну на спектрометр 3 с встроенной камерой 4. Для снижения уровня шумов камера 4 охлаждается до $-60\text{ }^{\circ}\text{C}$, обеспечивая спектральное разрешение $0,15\text{ нм}$ ($\sim 1\text{ см}^{-1}$). Транспортёр 8 с шаговым двигателем позволял пространственно сканировать образец. Выделение КР спектра на фоне автофлуоресценции производилось методом полиномиальной аппроксимации [9] регистрируемых спектров.

Для оценки интеграции клеток в составе бионосителя был использован метод конфокальной лазерной флуоресцентной микроскопии, реализованный с помощью инвертированного микроскопа Olympus IX71, конфокального сканера Yokogawa CSU-1 с EMCCD камерой iXon Andor (рис. 1б). Достоинством метода является высокое разрешение, а следовательно качество изображения структуры клеток. Для возбуждения флуоресценции был использован лазер на длинах волн 488 и 561 нм.

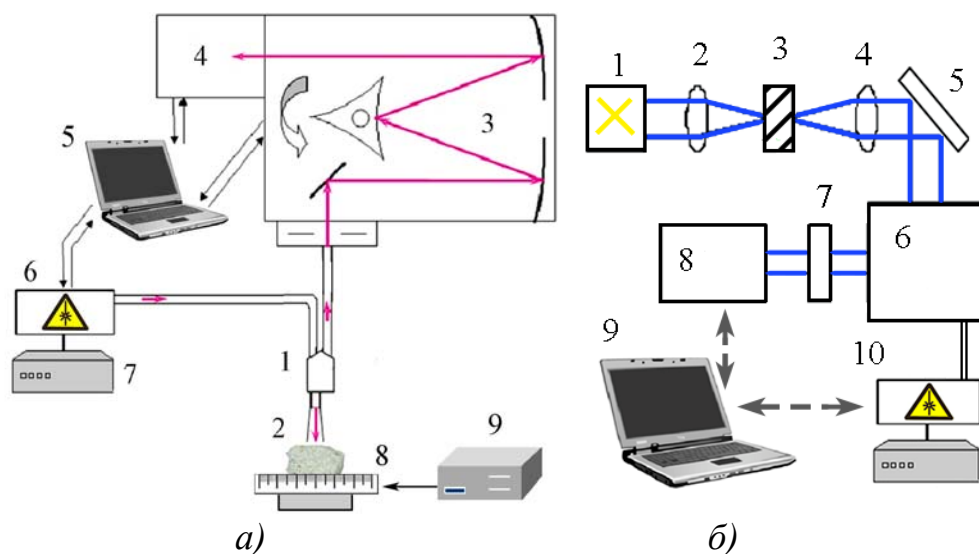


Рис. 1. а) Экспериментальный стенд КР: 1 – КР зонд RPB785, 2 – объект, 3 – спектрометр Shatrock sr-303i, 4 – цифровая камера ANDOR DV-420A-OE, 5 – ЭВМ, 6 – лазерный модуль LuxxMaster LML-785.0RB-04, 7 – источник питания лазерного модуля, 8 – транспортёр с шаговым двигателем, 9 – блок управления транспортёром. б) Экспериментальный стенд флуоресцентной конфокальной микроскопии: 1 – источник видимого света (галогеновая лампа), 2 – коллиматор, 3 – объект, 4 – объектив, 5 – поворотное зеркало, 6 – конфокальный сканирующий блок, 7 – блок фильтров, 8 – камера, 9 – компьютер, 10 – лазерный блок

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Характерные спектры для костной ткани человека представлены на рис.2. Зарегистрированные полосы КР соответствуют модам колебаний [10,11], представленным в таблице 1.

Таблица 1. КР полосы для костной ткани [10,11]

к, см ⁻¹	Фрагмент, колебание
580	PO ₄ ³⁻ (v4) (Р-О деформационное)
855	Бензольное кольцо пролина
876	Бензольное кольцо гидроксипролина
950-962	PO ₄ ³⁻ (v1) (Р-О симметричное валентное)
1001-1003	«Дыхательная» мода бензольного кольца фенилаланина
1030	PO ₄ ³⁻ (v3) (Р-О асимметричное валентное)
1045	PO ₄ ³⁻ (v3) (Р-О асимметричное валентное)
1065-1070	CO ₃ ²⁻ (v1) замещение В-типа (С-О плоскостное валентное)
1245-1270	Амид III, C-N-H валентное
1445	CH ₂ деформационное крутильное
1610-1620	Y8a (колебания побочной цепочки тирозина)
1665	Амид I, C-C-H валентное

Относительная концентрация органических веществ ДКБ может быть оценена по интенсивности полос: полосы поглощения Амида III (1245-1270 см⁻¹), полосы деформационного крутильного колебания CH₂ (1445 см⁻¹) и области 1610 см⁻¹, соответствующей колебанию побочной цепочки тирозина [10].

Особенности КР спектров образцов костной ткани человека при развитии коксартроза, приводящего к уменьшению относительного содержания карбонат-ионов В-типа в структуре гидроксиапатита, исследованы в [11]. Следуя данной работе, степень деминерализации определяется соотношением интенсивностей КР полос PO₄³⁻ и Амид I. Тогда, для количественного определения степени вымывания органических компонентов в процессе деминерализации можно ввести отношение «минерал/органический матрикс» («М»), которое представляет собой отношение интенсивностей пиков в области 950-955 см⁻¹ и области 1665 см⁻¹ (полоса поглощения Амида I):

$$M = I_{(PO_4)^{3-}} / I_{amidI} \quad (1),$$

где I_i – максимум интенсивности КР для i-ой КР линии с волновым числом k (см-1) сдвига относительно длины волны лазера.

Выявлено, что при длительном воздействии лазера на объект (до 80 мин) наблюдается рост интенсивности на 6-8% с выходом на насыщение при сохранении формы спектральной кривой, что обусловлено изменением интенсивности флуоресценции при нагреве. Изменение высоты зонда над объектом в интервале 6-8 мм мало сказывалось на значении «М» – величина погрешности не превышала 3 %.

Далее на рис. 2 представлены спектры для губчатой и кортикальной костной ткани при различных временах деминерализации (t_d). Как можно видеть из рис. 2 амплитуда интенсивности КР изменяется в зависимости от t_d : для губчатой ткани характерно проседание амплитуды КР интенсивности полосы в области $950-960\text{ см}^{-1}$ на 86% при 5-минутной деминерализации и на 97% при 20-минутной деминерализации; для кортикальной ткани характерен меньший спад амплитуды интенсивности КР пика на 26% при 5-минутной деминерализации и на 35% при 20-минутной деминерализации. Данные различия в спектрах деминерализованных образцов губчатой и кортикальной костной ткани объясняются пористой структурой губчатого вещества кости, облегчающей проникновение кислоты вглубь образца.

В результате, была получена зависимость «М» от t_d (рис. 3). Сложность в обработке КР спектров образцов губчатой костной ткани заключалась в идентификации основных информативных пиков PO_4^{3-} и CO_3^{2-} , т.к.

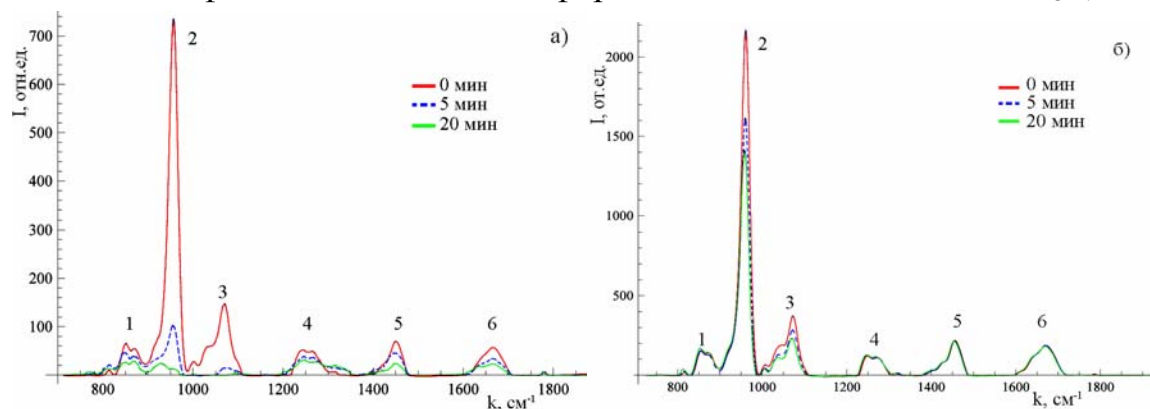


Рис. 2. КР Спектры недеминерализованной и деминерализованной а) губчатой и б) кортикальной костной ткани человека: 0 мин - недеминерализованный образец, 5 мин – образец с 5 мин. деминерализацией, 20 мин – образец с 20 мин. деминерализацией костной ткани (1 – Бензольное кольцо пролина и гидроксипролина, 2 – PO_4^{3-} (ν_1), 3 – CO_3^{2-} (ν_1), 4 – Амид III, 5 – CH_2 , 6 – Амид I)

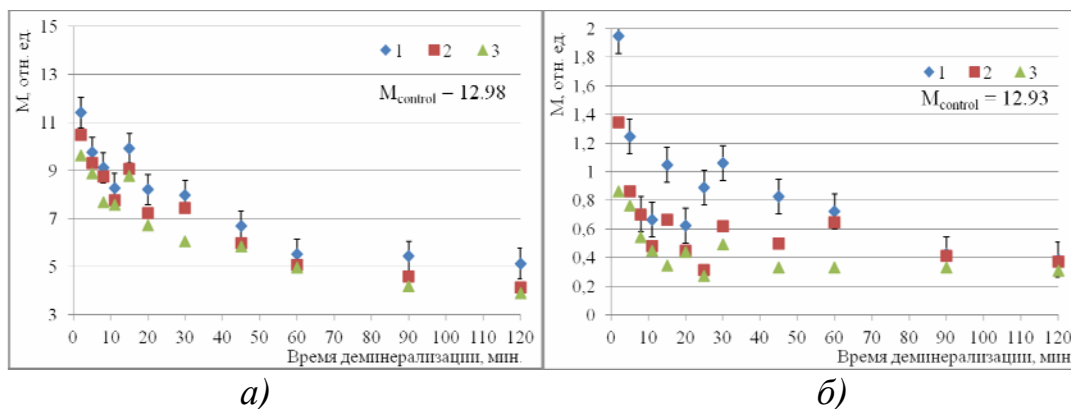


Рис. 3. График зависимости «М» от t_d для а) губчатых и б) кортикальных костных имплантатов

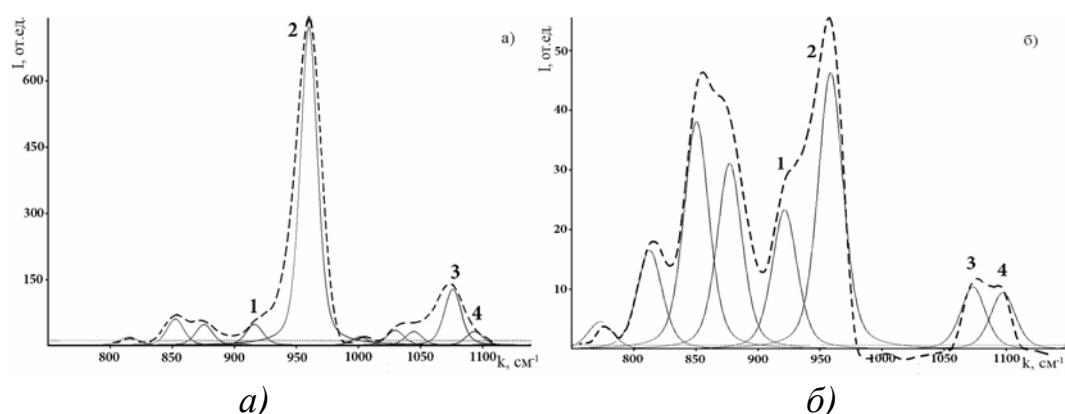


Рис. 4. Разделение перекрытых полос КР спектров образцов с различным временем деминерализации: а) 0 мин, б) 5 мин

соседние КР линии в области 920-930 и 1090 см^{-1} приводили к искажению реальных значений интенсивности КР.

Поэтому, для выделения интересующего нас пика, полученные КР спектры после полиномиальной аппроксимации разбивались на спектральные контуры (рис.4) с помощью программы «PeakFit»®: была использована деконволюция функций Гаусса и Лоренца.

Для всех образцов (рис.2) наиболее информативными полосами являются 956 и 1065-1070 см^{-1} . В деминерализованной губчатой костной ткани наблюдается резкое уменьшение интенсивности пика 956 см^{-1} - на 86% при 5 мин. и на 98% при 20 мин. длительности деминерализации. Аналогичное уменьшение наблюдается в полосе 1065 - 1070 см^{-1} с появлением доминирующих пиков в области 1079-1103 см^{-1} , где 1079-1080 см^{-1} соответствует моде (ν_1) симметричного растяжения в аморфном карбонат кальция [12], а 1095-1103 см^{-1} характеризует карбонат А-типа [13]. В ходе анализа спектров было зафиксировано уменьшение интенсивности полосы, отвечаю-

шей за «дыхательную» моду бензольного кольца фенилаланина со временем деминерализации.

Изменение минерального состава исследованных образцов параллельно контролировалось с помощью растровой электронной микроскопии. Микроснимки структуры поверхности образцов губчатой и кортикальной костной ткани в зависимости от времени деминерализации, представлены на рис. 5 соответственно.

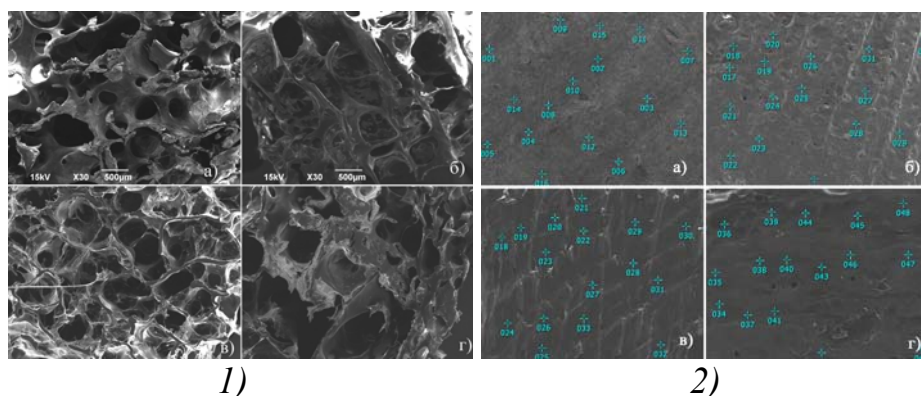


Рис. 5. Структура поверхности губчатой (1) и кортикальной (2) костной ткани при различном времени деминерализации биоматериала: 1 – а) 0 мин, б) 5 мин, в) 20 мин, г) 60 мин; 2 – а) 0 мин, б) 2 мин, в) 5 мин, г) 8 мин

Как можно видеть из рис. 5 деминерализованные образцы имеют определенную степень усадка, которая иллюстрируется увеличением диаметра углублений. Данные изменения являются следствием “вымывания” апатита при воздействии кислоты на объект, заставляющее кость терять большую часть своей твердости и прочности на сжатие, что приводит к деформациям и разрушениям трабекул. На 60 минуте наблюдается значительная деструкция костных перекладин с проявлением шероховатостей и “разрывов” структуры поверхности трабекул.

С помощью конфокальной флуоресцентной микроскопии была исследована интеграция хондробластов в костный имплантат. Количественный анализ микроснимков (рис. 6) проводился с помощью программного обеспечения Andor iQ .

На полученных изображениях видно, что клетки проникают в имплантат, расселяясь преимущественно по его внутренней поверхности и формируя “колонии” вблизи выхода пор трансплантата на его внешнюю поверхность. В результате, была определена средняя площадь клеток, которая составляла 26 мкм². Полученные результаты дают возможность отслеживать процесс интеграции клеток и оценивать количество жизнеспособных клеток в составе костного имплантата.

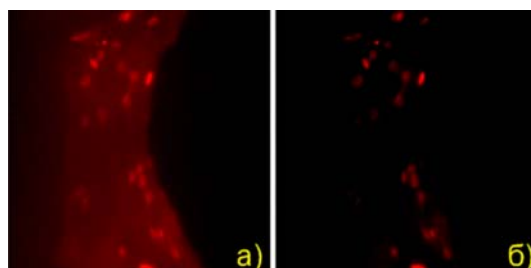


Рис. 6. Микроснимки интеграции хондробластов в костный имплантат: а) до обработки изображения, б) после обработки (размер микроснимка 400 на 400 мкм)

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены спектры КР для костного биоматериала человека с разной степенью деминерализации. Показано, что процесс деминерализации может количественно контролироваться с использованием отношения «минерал/органический матрикс»: так для губчатой костной ткани при 5-мин. деминерализации отношение «М» уменьшается на 90 %, при 20 мин. – на 96 %, а при 120 мин. – на 97 %; для кортикальной костной ткани при 5 мин. – на 30 %, при 20 мин. – на 41 %, а при 120 мин. – на 62 %. Проведена оценка жизнеспособных клеток в составе костного имплантата с помощью метода конфокальной флуоресцентной микроскопии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mobini S., Solati-Hashjin M. Journal of Medical and Biological Engineering, 33(2), 207 (2011).
2. Misch C.E., Dietsh F. Bone-grafting materials in implant dentistry // Implant Dent. 1993. V. 2. № 3. P. 158-167.
3. Hur J.-W., Yoon S.-J., Ryu S.-Y. Comparison of the bone healing capacity of autogenous bone, demineralized freeze dried bone allograft, and collagen sponge in repairing rabbit cranial defects // J. Korean Assoc. Oral Maxillofac. Surg. 2012. V. 38, № 4. P. 221-230.
4. Кирилова И.А. Деминерализованный костный трансплантат как стимулятор остеогенеза: современные концепции // Хирургия позвоночника. 2004. № 3. С. 105–110.
5. Тимченко П.Е., Захаров В.П., Волова Л.Т., Болтовская В.В., Тимченко Е.В. Микроскопический контроль процесса остеоинтеграции имплантатов // Компьютерная оптика. 2011. Т. 35. № 2. С. 183-187.

6. West P.A., Torzilli P.A., Chen C., Lin P., Camacho N.P. Journal of Biomedical Optics, 10(1), 014015 (2005).
7. Слущкий Л.И., Севастьянова Н.А. Ортопед., травматол., 8, 82 (1986).
8. Tarnowski C.P.[et al.] Journal of Bone and Mineral Research, 17 (2002).
9. Zhao J.[et al.] Society for applied spectroscopy. 61(11),P.1225-1232, (2007).
10. Киселева Д.В. Ежегодник Тр. ИГГ УрО РАН, 157, 332 (2010).
11. Morris M.D., Finney W.F. IOS Press – Spectroscopy, 18, 155 (2004).
12. Wehrmeister U. [et al.] Amorphous, nanocrystalline and crystalline calcium carbonates in biological materials // Raman Spectroscopy. 2011. V. 42. № 5. P. 926-935.
13. Penel G. [et al.] Composition of bone and apatitic biomaterials as revealed by intravital Raman microspectroscopy // J. Bone. 2005. V. 36. P. 893-901.

ДЕТАЛЬНОЕ ПОШАГОВОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ БИОТКАНЕЙ ПАТОЛОГИЧЕСКИХ НОВООБРАЗОВАНИЙ ПРИ ПОМОЩИ СПЕКТРОСКОПИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ

Ю.А. Христофорова, В.П. Захаров, И.А. Братченко

Самарский государственный аэрокосмический университет

им. академика С.П. Королева

(национальный исследовательский университет)

(443011, г. Самара, Московское шоссе, 34)

e-mail: strekoza__92@mail.ru

АННОТАЦИЯ

Исследование рака кожи проводилось с помощью пошагового метода спектроскопии комбинационного рассеяния, который был дополнен методом автофлуоресцентного анализа. Совместное использование АФ и спектроскопии КР позволяет быстро определять наличие патологии, её границы и тип новообразования в конкретной точке биоткани.

1. ВВЕДЕНИЕ

Число заболеваний меланомой кожи и смертность от данного заболевания неуклонно растут. Ежегодно меланома уносит жизни 37 000 людей во всем мире, многие из пациентов погибают из-за позднего обращения к специалисту [1].

В настоящее время на учете у Самарских онкологов состоит более 78000 жителей. В 2013 году впервые выявлено 13373 случая злокачественных опухолей. В структуре онкологических заболеваний в Самаре рак кожи стоит на первом месте у женщин и на третьем месте у мужчин. 2688 случаев меланомы выявлено на 1-2 стадии. При этом до 90% трагедий можно избежать, если выявить заболевание на ранней стадии. Поэтому особую значимость приобретает вопрос ранней диагностики.

Одним из развивающихся и перспективных направлений неинвазивной диагностики состояния покровных тканей на сегодняшний день является метод спектроскопии комбинационного рассеяния (СКР). Применяя СКР, возможно с высокой точностью получить данные о биохимическом

составе тканей, что позволяет с более чем 80% точностью определять тип исследуемого злокачественного образования [2].

Использование современного оборудования в режиме реального времени позволяет получить информацию о биохимическом составе тканей [3], что увеличивает возможность с высокой долей вероятности определять тип исследуемого образования.

2. ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ

2.1. Экспериментальное оборудование

Для проведения экспериментов по регистрации спектров КР меланомы и здоровой кожи человека использовалась лабораторная установка, представленная на рисунке 1.

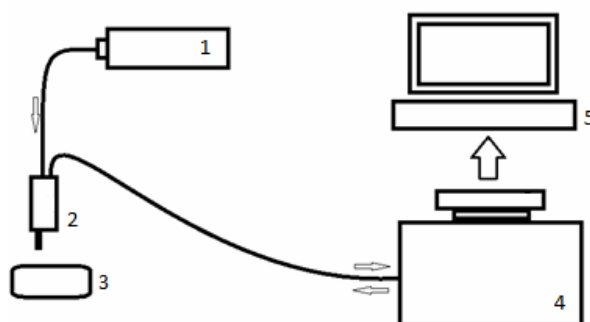


Рис. 1. Экспериментальная установка: 1 – Лазерный модуль LuxxMasterRamanBoxx; 2 – пробник КР RPB785; 3 – исследуемый объект; 4 – спектрометр Shamrocksr-303i со встроенной охлаждаемой камерой DV420A-OE; 5 – компьютер

Стенд включает 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. Данный спектрометр позволяет работать с излучением в спектральном диапазоне от ближнего УФ до ближнего ИК (180 - 1200 нм) с погрешностью регистрации ± 0.2 нм и управляется специализированным программным обеспечением. Пробник КР предназначен для работы на длине волны 785 нм. Мощность лазерного излучения не превышала 200 мВт.

Функция пробника комбинационного рассеяния состоит в выделении комбинационно рассеянного излучения из общего потока рассеянного обратно излучения, в который входит релеевский, автофлуоресцентный и КР

сигналы. При помощи полосового фильтра убирается флуоресцентный вклад входного волокна, затем с использованием дихроичного фильтра, отражающего зеркала и фильтра длинных частот, отсекается рэлеевски рассеянное излучение. Прошедший сквозь пробник сигнал (содержащий спектр КР и автофлуоресценции ткани) собирается пробником и передается через оптоволокно на спектрометр. Спектры КР оцифровываются и передаются в компьютер. Управление камерой и спектрометром, а также запись данных в файл осуществляется компьютером через USB-интерфейс.

2.2. Объекты исследования

В качестве *ex vivo* объектов исследований были использованы образцы различных новообразований кожи человека, удаленных в хирургических отделениях Самарского областного клинического онкологического диспансера. Образцы размерами 0,5-4 см представляли собой участок здоровой кожи с патологическим образованием. Иссеченные образцы биоткани 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.

Перед началом измерения проводилась засветка образца в течение 2 минут для снижения уровня флуоресценции. Время экспозиции составляло 30 секунд.

Исследования были одобрены этическим комитетом ГБОУ ВПО СамГМУ Минздрава России. Для каждого образца проводился гистологический анализ для постановки окончательного диагноза.

2.3. Анализ результатов физических экспериментов

Спектр рассеянного излучения, регистрируемый при исследовании образцов, включает в себя автофлуоресцентный и КР сигналы. Для анализа новообразований использовались результаты обоих физических явлений. Уровень сигнала автофлуоресценции (АФ) в несколько раз превышает КР сигнал. Для выделения из сигнала чистого спектра КР использовался полиномиальный алгоритм, который выделял АФ сигнал на общем фоне.

Ввиду различного биохимического состава в ткани при развитии опухоли, спектры КР имеют существенные различия в значениях спектраль-

ной плотности интенсивности пиков КР. Для анализа результатов экспериментов была выбрана область $1200\text{--}1800\text{ см}^{-1}$.

Для подробного исследования опухоли был применен пошаговый метод снятия спектров КР для составления спектральной карты новообразования, которая представляла собой последовательную регистрацию спектров в выделенном направлении с шагом 1 мм (диаметр лазерного пучка). При этом направление было выбрано как горизонтальным, для снятия спектров с поверхности ткани, так и вертикальным, определяя тем самым глубину поражения здоровой кожи опухолью. Спектры КР, снятые с различных точек образца позволяют получить информацию о структуре ткани. За счет изменений в молекулярной структуре биоткани, которые явным образом отражаются на форме спектров КР, в последнем появляются дополнительные максимумы на определенных сдвигах КР, а также изменяются значения спектральной плотности интенсивности в уже существующих пиках КР. На рисунке 3 точки 1-2, 9-10 соответствуют здоровой коже, 3, 8 – границе между меланомой и здоровой кожей, 4-7 соответствуют точкам меланомы.

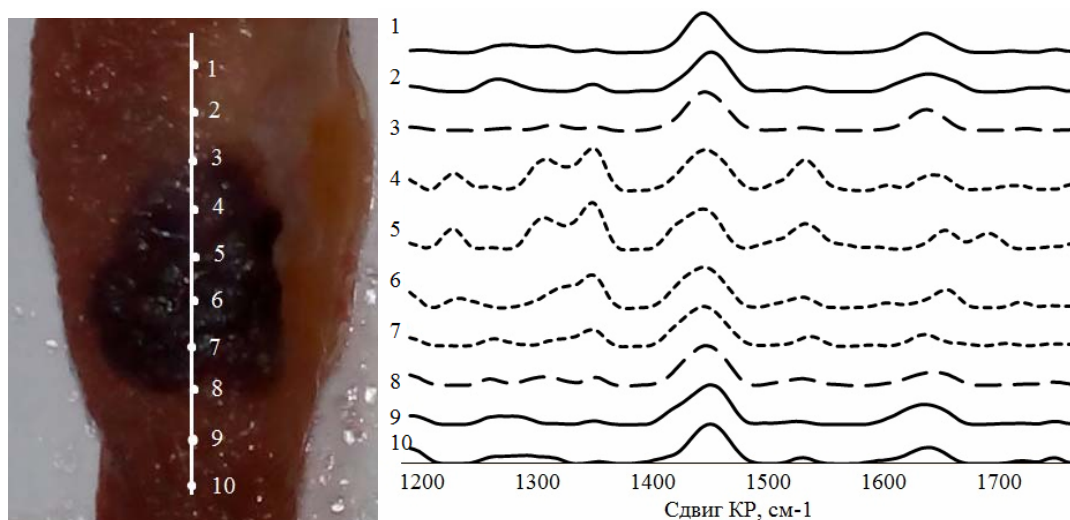


Рис. 3. Фотография и спектры КР кожи человека с меланомой, измеренные вдоль линии по поверхности биоткани, обозначенной на рисунке

Характерные нормированные спектры КР для меланомы и нормальной кожи имеют существенные различия. Максимум спектра КР соответствует сдвигу КР 1450 см^{-1} , которому отвечает изгибная мода колебаний CH_2/CH_3 . Наряду с данной полосой регистрируется пик в области $1200\text{--}1250\text{ см}^{-1}$, причем данный пик наблюдается в спектре КР меланомы и соот-

ветствует продольной моде колебаний CN. Увеличение интенсивности рассеянного света до 90% в полосе 1300-1340 см^{-1} (изгибные и скручивающие моды связи CH_2) наблюдается для спектра КР опухоли по сравнению со спектром КР области нормальной ткани. Увеличение интенсивности в этом пике является основным отличительным признаком меланомы. Следует также отметить, что в проведенных экспериментах при измерении меланомы наблюдается двойной пик комбинационного рассеяния в области 1300-1340 см^{-1} , при чем пик 1340 см^{-1} имеет более высокую интенсивность относительно пика в области 1300 см^{-1} . В области 1550 см^{-1} , которая соответствует компонентам крови, также наблюдается рост максимума. Поскольку для развития меланомы характерно расширение капиллярной сетки, таким образом в образовании происходит формирование новых сосудов, пронизывающих опухоль, что заметно отражается в снятом спектре КР [4]. Для полосы 1640-1680 см^{-1} наблюдается спад интенсивности комбинационного рассеяния (продольная мода $\text{C}=\text{O}$ в Амиде I) [5].

При снятии спектров в вертикальном направлении также наблюдаются различия спектров КР, при переходе от внутренних слоев кожи к поверхностным, которые содержат клетки злокачественной меланомы. Таким образом, регистрируя спектры КР различных слоев кожи возможно определить глубину расположения опухоли.

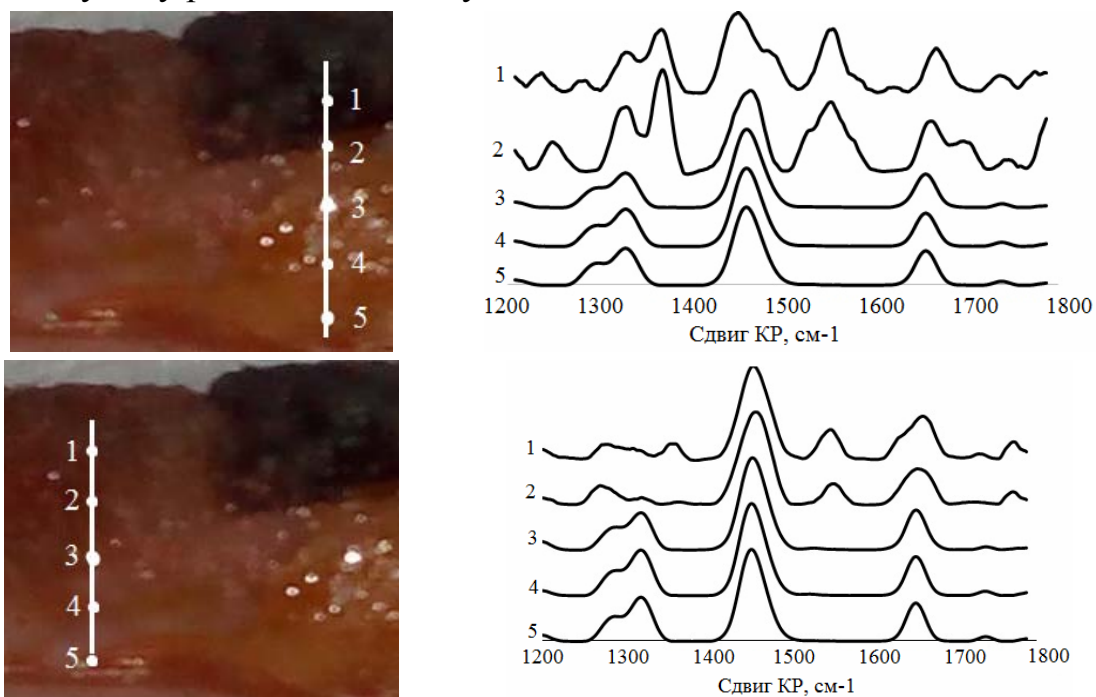


Рис. 4. Фотографии и спектры КР биоткани, измеренные вдоль линии, обозначенной на рисунке, в разных слоях кожи

Изменение спектров комбинационного рассеяния связано с увеличением концентрации нуклеиновых кислот и структуры белков в области новообразования [6].

С целью повышения информативности диагностики меланомы проведенное исследование было дополнено анализом автофлуоресценции (АФ). На форму спектра АФ оказывают влияние нуклеиновые кислоты, жиры, меланин, гемоглобин и белки такие как: эластин, коллаген и кератин [7].

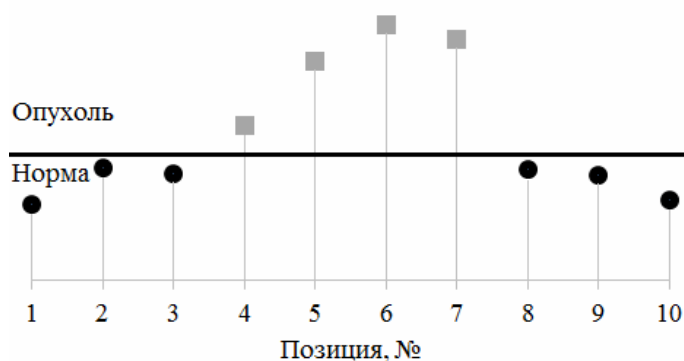


Рис. 5. АФ карта меланомы

Применяя метод флуоресцентного анализа, была построена подробная карта для нахождения границ опухоли (рисунок 5).

АФ карта биоткани с образованием представляет собой расположенные последовательно зарегистрированные контрольные точки на образцах на расстоянии 1 мм друг от друга. В качестве численного значения контрольной точки была выбрана максимальная интенсивность ниспадающей кривой. Уровень АФ сигнала для меланомы выше по сравнению со здоровой тканью. АФ анализ является быстрым методом, поскольку АФ сигнал успевает накапливаться за десятые доли секунд. Таким образом, данные АФ исследования при использовании данных о КР спектрах позволяют повысить точность определения типа новообразования.

Совместное использование АФ и КР позволяет определить наличие патологии, ее границы, тип новообразования в конкретной точке, что повышает точность диагностики опухоли.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты исследования, посвященного изучению применения спектроскопии КР, с пошаговым анализом показывают высокую эффективность метода для диагностики меланомы кожи.

Регистрация спектров КР на поверхности кожи дает возможность определить границы опухоли, а также ее тип в конкретной точке. В свою очередь, спектры, снятые по глубине среза биоткани, позволяют определить глубину залегания опухоли.

Анализ АФ кривой дает положительные результаты по определению границы опухоли. Таким образом этим методом можно дополнить метод СКР для повышения эффективности определения наличия патологии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. World Cancer Report, <http://www.esmo.org>.
2. V. P. Zakharov ; I. A. Bratchenko ; S. V. Kozlov ; A. A. Moryatov ; O. O. Myakinin ; D. N. Artemyev; Two-step Raman spectroscopy method for tumor diagnosis . Proc. SPIE 9129, Biophotonics: Photonic Solutions for Better Health Care IV, 91293V (May 8, 2014); doi:10.1117/12.2052121.).
3. J. Zhao, H. Zeng, H. Lui, D. McLean, Real-time raman spectroscopy for non-invasive in vivo skin analysis and diagnosis, 2010, Vienna, Austria, P.455-474.
4. В.П. Захаров, Е.В. Тимченко, П.Е. Тимченко, Л.А. Таскина, С.В. Козлов, А.А. Моряттов, Спектроскопия обратного рассеяния для оценки новообразований кожи. //Изв. Сам.научного центра Рос.ак.наук, 2013, т.15, №6.
5. J. Zhao, H. Lui, D.I. McLean, H. Zeng, New developments in biomedical engineering, 2010, 24.
6. Martin, R.A. Carter, L. Oliveira Nunes, E.L. Arisawa, L.S. Junior, Biomedical vibrational spectroscopy/Biohazard detection technologies, Bellingham, WA, 2004, 5321.
7. I.J. Bigio, J.R. Mourant, in Encyclopedia of Optical Engineering (New York: Marcel Dekker, 2003).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ БИОИНДИКАТОРОВ АТМОСФЕРЫ С ПОМОЩЬЮ СПЕКТРОСКОПИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ

Л.А. Шамина, Л.А. Таскина, Е.В. Тимченко

Самарский государственный аэрокосмический университет

им. академика С.П. Королева

(национальный исследовательский университет)

(443011, г. Самара, Московское шоссе, 34)

e-mail: shamina94@inbox.ru

АННОТАЦИЯ

Проведены экспериментальные исследования оптических параметров различных биоиндикаторов атмосферы (древесных и почвенных типов растений) с помощью спектроскопии комбинационного рассеяния. Изменение оптических параметров было исследовано как для объектов, находящихся под прямым световым воздействием, так для объектов, находящихся в тени, а также учитывались возрастные особенности биоиндикаторов. Установлено, что статистический разброс оптических параметров для древесных биоиндикаторов составил от 9% до 14%, а для растительных – от 4% до 8,7%.

1. ВВЕДЕНИЕ

В современном мире экологические проблемы по своей общественной значимости вышли на одно из первых мест [1]. Приоритетной проблемой в экологии является разработка методов контроля атмосферных выбросов. Одними из основных источников загрязнения внешней воздушной среды являются промышленные предприятия и в первую очередь – химические, нефтехимические и металлургические заводы [2]. В атмосферу Земли ежегодно поступает 150 млн. тонн различных аэрозолей; 220 млн. т. диоксида серы; 450 млн. т. оксида углерода; 75 млн. т. оксидов азота и т. д.

Основными источниками загрязнения атмосферы городского округа Самара являются предприятия строительной, топливно-энергетической, нефтеперерабатывающей, металлургической, авиационно-космической отраслей промышленности, а также автомобильный и железнодорожный

транспорт. На данный момент, для контроля атмосферных выбросов используют экологический мониторинг, базирующийся на химико-биологических [3] и на оптических методах исследования [4]. К химико-биологическим методам контроля атмосферных выбросов относят электрохимические и хроматографические [5] методы, которые в силу специфических особенностей требуют больших временных затрат и довольно трудоемкие. Оптические методы лишены данных недостатков, являются не деструктивными методами анализа и основаны на связи оптических свойств системы и ее состава. К ним относят флуоресцентный анализ, метод обратного рассеяния, абсорбционный анализ, метод комбинационного рассеяния (КР) [6-8].

Однако, все существующие методы контроля основаны на исследовании концентрации отдельных типов загрязнителей. В тоже время их совокупное влияние может оказывать пагубное воздействие на живые системы. Ввиду способности аккумулировать различные типы загрязнений растения являются эффективными маркерами состояния атмосферы. Накопление антропогенной нагрузки в растениях носит интегрирующий характер, т.е. фактически растения содержат в себе «историю» выбросов загрязнителей. Данные эффекты неизменно приводят к изменению спектральных свойств среды. Следовательно, контролируя данные спектральные изменения, можно не только судить о количестве загрязнений, но и одновременно оценивать степень их влияния на живые объекты. Данный контроль может быть осуществлён с помощью метода спектроскопии комбинационного рассеяния, который обладает высокой чувствительностью и даёт наиболее целостную информацию о состоянии живой системы в отличие от других оптических методов.

В настоящее время используют различные биоиндикаторы – от растительных до древесных типов. В работах [9-10] показана возможность использования в качестве маркеров антропогенного загрязнения урбанизированных территорий различных биондикаторов таких как одуванчик, береза повислая и ель. Однако, разброс оптических параметров данных типов биоиндикаторов может быть достаточно высокий и их значения могут превышать или находится в пределах погрешности измерений, а также же зависеть от естественных факторов окружающей среды (освещенность, влажность почвы, возраст и т.д.).

Поэтому, целью работы являлось исследование спектральных особенностей различных типов биоиндикаторов атмосферы с помощью метода спектроскопии комбинационного рассеяния.

Для реализации цели необходимо решить следующие задачи:

1. Исследовать зависимость КР спектров различных биоиндикаторов в зависимости от уровня освещенности и возраста растений;
2. Рассчитать статистический разброс оптических характеристик биоиндикаторов;
3. Оценить оптические характеристики различных биоиндикаторов и выбрать наиболее подходящий биоиндикатор для мониторинга атмосферных выбросов.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

В качестве метода исследования был использован метод спектроскопии КР, реализованный с помощью экспериментального стенда, представленного на рисунке 1. Анализатором КР спектра служил высокоразрешающий цифровой спектрометр Shamrock sr-303i с встроенной охлаждаемой камерой DV420A-OE фирмы ANDOR, который модифицирован и дополнен КР пробником RPB785 фирмы InPhotonics и лазерным модулем LuxxMaster Raman Boxx фирмы PD-LD.

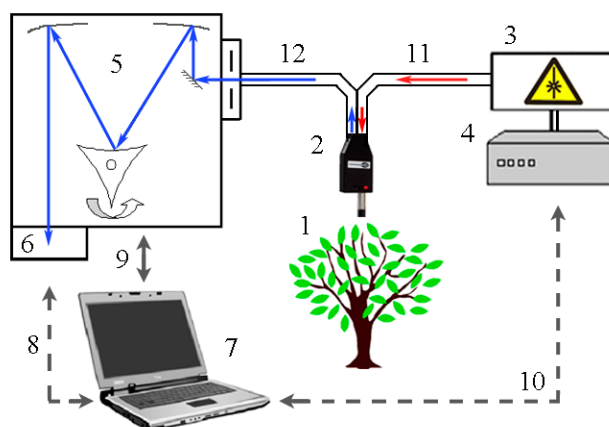


Рис. 1. Экспериментальный стенд: 1 – объект; 2 – КР пробник RPB785; 3 - лазерный модуль LuxxMaster Raman Boxx; 4 – источник питания лазерного модуля; 5 - спектрометр Shamrock sr-303i; 6 - встроенная охлаждаемая камера DV420A-OE; 7 – компьютер; 8, 9, 10 – информационные электрические кабели; 11 – передающее оптоволокно; 12 – приёмное оптоволокно

В качестве объектов исследований были выбраны следующие типы биоиндикаторов: береза повислая (*Betula pendula*), одуванчик (*Taraxacum*) и ель (*Picea abies*). Сбор образцов исследований осуществлялся в зависимости от уровня освещенности (все объекты были подразделены на световые и темновые), возраста и высоты биообъектов. Исследования проводились на более чем 130 образцах растений. Все объекты исследований находились в одинаковых климатических условиях: влажность и уровень pH почвы были идентичны, что исключало влияние почвы на оптические свойства биоиндикаторов.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На рис. 2 представлены характерные КР спектры для различных биоиндикаторов. В таблице 1 приведена расшифровка основных линий КР.

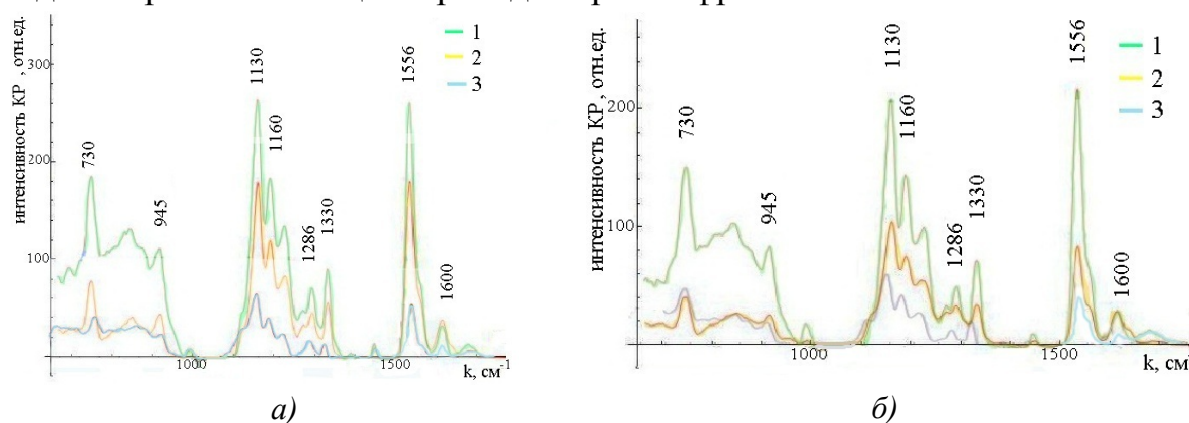


Рис. 2. Зависимость интенсивности КР от волновых чисел для различных биоиндикаторов (1 – берёза, 2 – одуванчик, 3 – ель): а) световая сторона, б) теневая сторона

Таблица 1. Расшифровка основных линий интенсивности КР

Волновое число (κ), см^{-1}	Вещество
730	Хлорофилл а и b
917	D-Глюкоза
945	CH и CH ₂
1157, 1160	$\nu(\text{C}-\text{C})$ колебания в b-Каротине (каротиноид)
1130	Глюкоза
1225	C-N растяжение в алкалоидах
1286	CO ₂
1326	Хлорофилл а и б
1330	CO ₂
1380	Целлюлоза
1457, 1556	Триптофан
1550	Хлорофилл а
1600	Лигнин

Как видно из рис. 2 спектральные характеристики различных биоиндикаторов имеют схожий характер. Различия имеются только в амплитуде интенсивности КР для теневых и световых объектов.

Поэтому, для оценки спектральных особенностей различных биоиндикаторов были введены следующие оптические коэффициенты (1-4). В качестве знаменателя, во всех оптических коэффициентах, было использовано значение интенсивности КР на волновом числе 1600 см^{-1} , пропорциональное концентрации лигнина, который является основным структурным компонентом ткани листа и его содержание не зависит от внешних факторов окружающей среды:

$$K_1 = I_{1130} : I_{1600} \quad (1) \quad K_2 = I_{1160} : I_{1600} \quad (2)$$

$$K_3 = I_{730} : I_{1600} \quad (3) \quad K_4 = I_{1556} : I_{1600} \quad (4)$$

где I_{1130} - интенсивность КР на волновом числе 1130 см^{-1} , пропорциональная концентрации глюкозы в листьях растений; I_{1160} - интенсивность КР на волновом числе 1160 см^{-1} , пропорциональная концентрации каротиноидов в листьях растений; I_{730} - интенсивность КР на волновом числе 730 см^{-1} , пропорциональная концентрации хлорофиллов в листьях растений; I_{1556} - интенсивность КР на волновом числе 1556 см^{-1} , пропорциональная концентрации триптофана в листьях растений; I_{1600} - интенсивность КР на волновом числе 1600 см^{-1} , пропорциональная концентрации глюкозы в листьях растений.

На рис. 3 представлены значения введенных оптических коэффициентов в зависимости от уровня освещенности для березы повислой (*Betula pendula*).

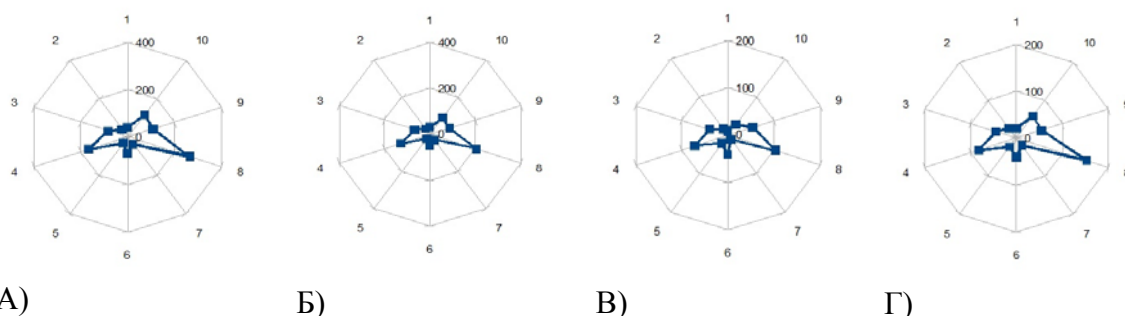


Рис. 3. Зависимость оптических коэффициентов от освещённости для березы повислой (*Betula pendula*). Круговой сбор: 1-3 – теневая сторона, 3-10 – солнечная сторона: а) K_1 ; б) K_2 ; в) K_3 ; г) K_4 .

Сбор объектов исследований осуществлялся с 3-х различных ярусов, вдоль всего диаметра биоиндикатора, включая световую и теневую стороны. Как видно из рис. 3, наименьшей чувствительностью к освещенности имеет оптический коэффициент K_3 .

Далее, на рис.4 (а, б) представлены значения оптических коэффициентов различных древесных биоиндикаторов, произрастающих в световых и теневых условиях.

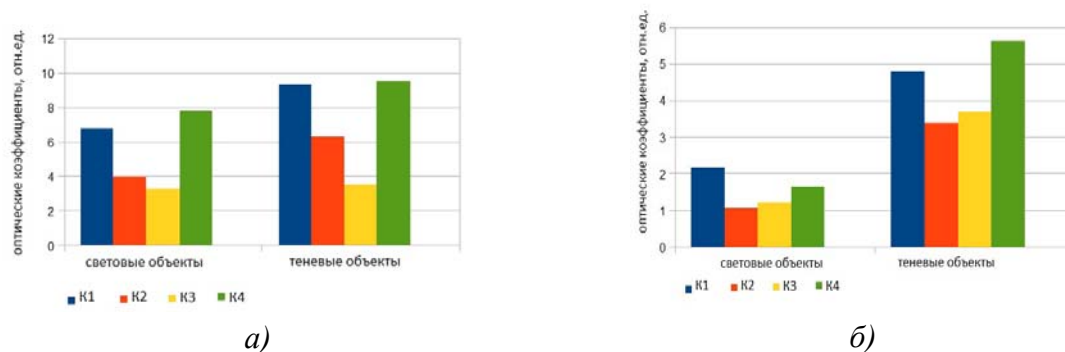


Рис. 4. Значения оптических коэффициентов для световых и темновых сторон древесных биоиндикаторов: а) береза повислая (*Betula pendula*); б) ель (*Picea abies*)

Как видно из гистограммы 4(а), относительно постоянным оптическим коэффициентом для березы повислой (*Betula pendula*), не зависящим от освещенности, также является K_3 , в то время, как для ели значения всех оптических коэффициентов зависят от уровня освещенности.

На рис. 5 приведены спектральные особенности ели (*Picea abies*) в зависимости от ее возраста.

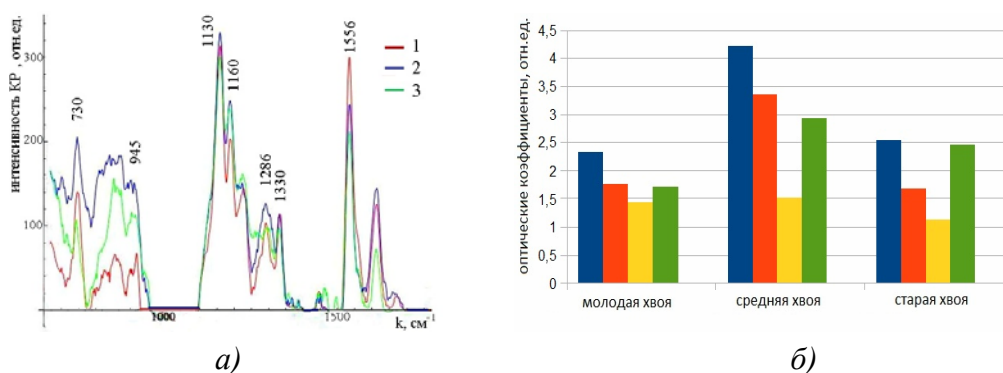


Рис. 5. а) Зависимость интенсивности K_R от волнового числа для ели (*Picea abies*): 1 - молодая ,2 - средняя, 3 - старая хвоя б) Гистограмма оптических коэффициентов в зависимости от возраста хвои

Как видно из рис.5,б значения оптических коэффициентов ели (*Picea abies*) различных возрастов отличаются, что свидетельствует о том, что использование ее в качестве биоиндикатора не желательно.

Далее, на рис.6 представлены результаты исследований теневых и световых объектов травянистых биоиндикаторов - одуванчика (*Taraxacum*).

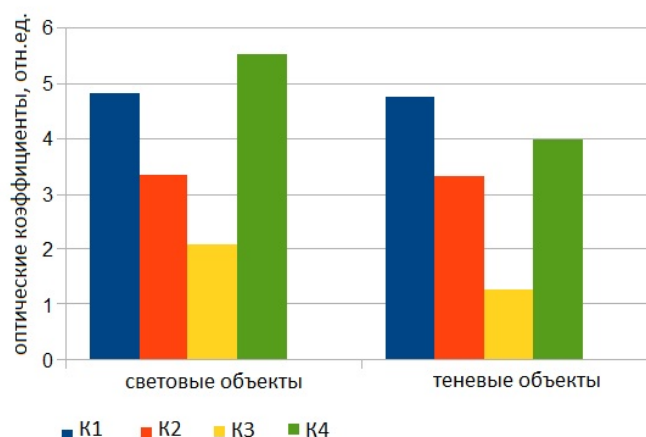


Рис. 6. Оптические коэффициенты теневых и световых объектов одуванчика (*Taraxacum*)

Анализ рис.6 показывает, что наиболее стабильными оптическими коэффициентами, не зависящими от освещенности, для одуванчика (*Taraxacum*) являются K_1 и K_3 . Таким образом, оптические характеристики данного биоиндикатора не зависят от степени освещенности, что позволяет использовать его в качестве биоиндикатора атмосферных выбросов.

Также был рассчитан статистический разброс различных типов биоиндикаторов на основе введенных оптических коэффициентов. Так для травянистых растений статистический разброс оптических коэффициентов составил не более 4% (для световых объектов) и не более 9% (для теневых объектов). Для березы повислой (*Betula pendula*) – не более 9% (для световых объектов) и не более 11% (для теневых объектов). Для ели (*Picea abies*) - не более 14% для всех исследуемых образцов.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально исследованы спектральные особенности различных типов биоиндикаторов в зависимости от уровня освещенности. Показано, что соотношение интенсивностей КР на волновых числах 730 см^{-1} и

1600 см⁻¹ не зависит от уровня освещенности для двух биоиндикаторов – одуванчика (*Taraxacum*) и березы повислой (*Betula pendula*).

Установлено, что статистический разброс оптических параметров для древесных биоиндикаторов составил от 9% до 14%, а для растительных – от 4% до 8,7%. На основе полученных результатов в качестве биоиндикатора атмосферных выбросов был выбран одуванчик (*Taraxacum*).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бродский А.К. Краткий курс общей экологии// СПб.: 2000, 224 с.
2. Ветошкин А.Г. Процессы инженерной защиты окружающей среды (теоретические основы): Учеб. Пособ. //Пенза: Изд-во Пенз. гос. ун-та, 2005. - 380 с.
3. Семенов И.Н., Асеева Е.Н., Терская Е.В. Современные проблемы загрязнения почв//III Международная научная конференция "Современные проблемы загрязнения почв". - Москва, 2010. С. 345–349.
4. Лужецкая А.П., Наговицына Е.С., Поддубный В.С., Маркелов Ю.И., Береснев С.А., Горда С.Ю., Сакерин С.М., Holben B.N., Smirnov A.V. Особенности оптических характеристик атмосферного аэрозоля на среднем Урале//Оптика атмосферы и океана. 2007. Т. 20. № 6, с. 497-500
5. Хроматография. Инструментальная аналитика. Методы хроматографии и капиллярного электрофореза / под ред. Ю. Беккер — М.: Техносфера, 2009. - 472 с.
6. Тимченко Е.В. Дифференциальные оптические методы контроля состояния растений // Диссертация, 117с.
7. Schulz H., Baranska M., Identification and quantification of valuable plant substances by IR and Raman spectroscopy / Vibrational Spectroscopy, №1. (January 2007). P. 13-25.
8. Timchenko E.V., Timchenko P.E., Tregub N.V., Taskina L.A., Selezneva E. A. Optical methods for control of hydrogen influence on plants // Proc. SPIE, Paper 9221-14, 2014.
9. Терлеева П.С. Индикаторная роль рудеральных растений в оценке антропогенной загрязненности урбанизированных территорий // Диссертация. 116 с.
10. Янбаев Ю.А. Эколого-популяционные аспекты адаптации лесообразующих видов к условиям природной и техногенной среды // Диссертация, 350 с.