

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ГОСУДАРСТВЕННАЯ КОРПОРАЦИЯ ПО АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ «РОСАТОМ»
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»

**II ВСЕРОССИЙСКАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
ПО ФОТОНИКЕ И ИНФОРМАЦИОННОЙ
ОПТИКЕ**

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ

Москва

УДК 535(06)+004(06)

ББК 72г

Н 34

**II ВСЕРОССИЙСКАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ ПО ФОТОНИКЕ И
ИНФОРМАЦИОННОЙ ОПТИКЕ: Сборник научных трудов. М.: НИЯУ МИФИ,
2013. – 288 с.**

Сборник научных трудов содержит доклады, включенные в программу II Всероссийской конференции по фотонике и информационной оптике, проходившей в рамках Научной сессии НИЯУ МИФИ-2013 23–25 января 2013 г. в Москве. Тематика конференции охватывает широкий круг вопросов: когерентная и нелинейная оптика, оптика кристаллов, волоконная и интегральная оптика, квантовая оптика, взаимодействие излучения с веществом и оптические материалы, цифровая оптика и синтез дифракционных оптических элементов, голография и оптическая обработка информации, оптоэлектронные устройства, прикладная оптика.

ISBN 978-5-7262-1789-5

© Национальный исследовательский
ядерный университет «МИФИ», 2013

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
Типография НИЯУ МИФИ
115409, Москва, Каширское ш., 31*

ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ КОНФЕРЕНЦИИ

Председатели:

Гуляев Ю.В. – Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва

Евтихий Н.Н. – Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Вишняков Г.Н. – Всероссийский научно-исследовательский институт оптико-физических измерений, Москва

Волостников В.Г. – Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН

Козлов С.А. – Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики

Комоцкий В.А. – Российский университет дружбы народов, Москва

Компанец И.Н. – Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

Криштоп В.В. – Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск

Кульчин Ю.Н. – Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток

Лавров А.П. – Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

Маймистов А.И. – Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Малов А.Н. – Иркутский государственный медицинский университет

Манькин Э.А. – Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва

Потатуркин О.И. – Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск

Проклов В.В. – Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

Стариков Р.С. – Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Твердохлеб П.Е. – Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск

Фетисов Ю.К. – Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики

Фёдоров И.Б. – Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

Шандаров С.М. – Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ КОНФЕРЕНЦИИ

Председатель:

Петровский А.Н. – Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Ученый секретарь:

Родин В.Г. – Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Адреса и телефоны для контактов

115409, Москва, Каширское шоссе, 31, НИЯУ МИФИ, ком. Э-005.

Телефон: (499) 324-74-03. Факс: (499) 324-74-03.

E-mail: holo@pico.mephi.ru, holo_mephi@mail.ru.

Адрес в Интернет: <http://pico.mephi.ru/fio2013/>

СОДЕРЖАНИЕ

ПРОКЛОВ В.В.

- Новые акустооптические методы передачи и обработки информации
в оптических системах телекоммуникаций и дистанционного
зондирования Земли.....14

КАЗАНСКИЙ Н.Л., СЕРАФИМОВИЧ П.Г.

- Расчет высокодобротных резонаторов на основе фотонно-кристаллических
волноводов.....16

БЕТИН А.Ю., БОБРИНЁВ В.И., ЕВТИХИЕВ Н.Н., ЖЕРДЕВ А.Ю., ЗЛОКАЗОВ Е.Ю., ЛУШНИКОВ Д.С., МАРКИН В.В., ОДИНОКОВ С.Б., СТАРИКОВ Р.С., СТАРИКОВ С.Н.

- Метод компьютерного синтеза и проекционной записи микроголограмм
для систем голографической памяти.....18

МИШИНА Е.Д.

- Новые материалы фотоники: сегнетоэлектрические фотонные кристаллы,
биоорганические люминесцентные нанотрубки.....20

ВИШНЯКОВ Г.Н.

- Методы и средства измерения оптических постоянных веществ.....22

СТАРИКОВ Р.С.

- Фотонные аналого-цифровые преобразователи: современные возможности и
перспективы.....24

РОМАШКО Р.В., ЕФИМОВ Т.А., АСАЛХАНОВА М.А.

- Адаптивный голографический регистратор наноперемещений
микрообъектов.....26

ДОРОНИН И.С., ОКИШЕВ К.Н., КРИШТОП В.В.

- Поведение функции автокорреляции рассеянного излучения для схемы
фотонно-корреляционной спектроскопии с нарушенным полным
внутренним отражением.....28

БУСУРИН В.И., КАЗАРЬЯН А.В., ЖЕГЛОВ М.А., ДВОРНИКОВА О.Д.

- Датчики линейных ускорений на основе оптического туннельного эффекта
для систем управления летательными аппаратами.....30

ГОНЧАР И.В., ИВАНОВ А.С., ФЕДОРЦОВ А.Б.

- Лазерный интерферометрический метод контроля толщины пленок
и прибор для его реализации.....32

БАСИСТЫЙ Е.В., КОМОЦКИЙ В.А.

- Детектирование малых угловых отклонений лазерного пучка.....34

ПАВЛОВ И.Н., РИНКЕВИЧЮС Б.С.

- Лазерная диагностика кристаллизации пограничных слоев жидкости.....36

ШАШКОВА И.А., СКОРНЯКОВА Н.М.	
Визуализация вихрей Марангони в капле жидкости.....	38
ТАЛАЙКОВА Н.А., КАЛЬЯНОВ А.Л., ЛЫЧАГОВ В.В., РЯБУХО В.П., МАЛИНОВА Л.И.	
Дифракционный фазовый микроскоп с низкокогерентным источником для исследования фазовых объектов.....	40
ВОРОНЦОВА Е.А., ЧЕРНЫШОВ А.К.	
MQW диодный лазер с двумя внешними отражателями для газоанализа.....	42
БАЛАШОВ А.А., ВАГИН В.А., КРАДЕЦКИЙ В.В., ХОРОХОРИН А.И., ШИЛОВ М.А.	
Оптоволоконный фурье-спектрометр.....	44
ПЕТУХОВ В.А., СЕМЕНОВ М.А., БЕЛОВ С.П., КОМЛЕВ И.В., ПОНОМАРЕВА О.В.	
Генерационные характеристики новых эффективных лазерных красителей....	46
СИДОРОВА М.В., ДИВОЧИЙ А.В., КОРНЕЕВ А.А., ГОЛЬЦМАН Г.Н.	
Спектральная чувствительность сверхпроводникового однофотонного детектора.....	48
КОРОЛЕНКО П.В., РЫЖИКОВА Ю.В.	
Устойчивость фрактальных признаков в оптических характеристиках аperiodических структур.....	50
РЫЖИКОВА Ю.В., РЫЖИКОВ С.Б.	
Формирование изображения наноструктур в оптической литографии.....	52
ШАЛИН В.Б., ТРОПИН А.Н.	
Использование эволюционных стратегий и генетических алгоритмов в решении задач синтеза оптических покрытий.....	54
МАСАЛЬСКИЙ Н.В.	
Высокоэффективный решетчатый элемент связи для волноводов «кремний на изоляторе»	56
ПАВЛОВ С.В., ТРОФИМОВ Н.С., ЧЕХЛОВА Т.К.	
Волноводный интегрально-оптический регистратор температуры на основе золь-гель пленок.....	58
КОЛЯДИН А.Н., КОСОЛАПОВ А.Ф., ПРЯМИКОВ А.Д., БИРЮКОВ А.С.	
Полые микроструктурированные световоды с отрицательной кривизной поверхности сердцевины для среднего ИК диапазона.....	61
КОРСАКОВ И.В., КАЮМОВ В.Р.	
Применение оптоволокну в проектировании функционализированной полимерной базальтовой арматуры.....	63
АХМЕТОВ А.О.	
Цветная лазерная маркировка металлов.....	65
АНДРОСОВ С.С., НИКИТИН В.А., ПОТАПЕНКО Р.А., ЯКОВЕНКО Н.А.	
Создание планарных Y-образных разветвителей для PON.....	67
КУЗЯКОВ Б.А., СМУРОВА Н.М.	
Методы повышения дальности атмосферного сегмента телекоммуникационной системы оптического диапазона.....	69

ГУРКИН Н.В., КАПИН Ю.А., НАНИЙ О.Е., НОВИКОВ А.Г., ПАВЛОВ В.Н., ПЛАКСИН С.О., ТРЕЩИКОВ В.Н.	
Нелинейные искажения сигнала 40 Гбит/с с форматом модуляции NRZ ADPSK.....	71
МАНЫКИН Э.А., МЕЛЬНИЧЕНКО Е.В.	
Свойства фотонного эха для применений в квантовых компьютерах.....	73
СЕМЕНОВА Л.Е.	
Анализ рассеяния света на LO-фононах при двухфотонном возбуждении.....	75
ЖИЛЕНКО М.П., ЗЕМСКОВ К.И., КУДРЯВЦЕВА А.Д., ЛИСИЧКИН Г.В., САВРАНСКИЙ В.В., ЧЕРНЕГА Н.В., ЭРЛИХ Г.В.	
Нелинейно-оптические эффекты в суспензиях наночастиц.....	77
МАКАРОВ В.А., ПЕТНИКОВА В.М., ПЕРЕЖОГИН И.А., ПОТРАВКИН Н.Н., РУДЕНКО К.В., ШУВАЛОВ В.В.	
Распространение chirпированных эллиптически поляризованных волн в изотропной гиротропной нелинейной среде.....	79
ГОРОБЕЦ А.П.	
Исследование градиентных оптических волноводных структур с сильной асимметрией профиля показателя преломления методом распространяющегося пучка.....	81
КАЗАНЦЕВА Е.В., МАЙМИСТОВ А.И.	
Устойчивость уединенных волн в линейке связанных волноводов с чередующимся положительным и отрицательным показателем преломления.....	83
ОСТРОУХОВА Е.И.	
Распределение амплитуд взаимодействующих волн в отрицательно-положительно преломляющей среде при генерации третьей гармоники.....	85
МУХТУБАЕВ А.Б., КРУГЛОВ В.Г., ШАНДАРОВ В.М., ЧЕН Ф.	
Исследование возможности реализации дискретной дифракции в волноводных структурах, сформированных фемтосекундным лазером.....	87
АНЦЫГИН В.Д., КОРОЛЬКОВ В.П., КОНЧЕНКО А.С., МАМРАШЕВ А.А., НИКОЛАЕВ Н.А., ПОТАТУРКИН О.И.	
Многоэлементный генератор терагерцового излучения на основе поперечного фотоэффекта Дембера.....	89
НАЛЕГАЕВ С.С., ПЕТРОВ Н.В., БЕСПАЛОВ В.Г.	
Использование широкополосного спектрального суперконтинуума в итерационных методах восстановления фазы волнового фронта.....	91
РЕДЬКА Д.Н.	
Анализ режимов лазерного скрайбирования многослойных тонкопленочных солнечных модулей.....	93
ГОРЯЕВ М.А.	
Галогениды серебра как основа материалов для фотохимической регистрации информации.....	95

МАКИН В.С., МАКИН Р.С. Резонансное взаимодействие радиально поляризованного лазерного излучения с конденсированной средой.....	97
ПЕКАРСКИХ Е.А., КИСТЕНЕВА М.Г., ХОРОШИЛОВ А.О., ГАЛЕЕВ А.В., КОРНИЕНКО Т.А., КАРГИН Ю.Ф. Изменения в поглощении в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$, фотоиндуцированные излучением непрерывных лазеров.....	99
БОЛДЫРЕВ К.Н., БОЛДЫРЕВ Н.Ю. Анализ концентрации примесей III и V групп в высокочистом кремнии методом длинноволновой спектроскопии.....	101
ДОВЖЕНКО Д.С., КУЗИЩИН Ю.А., МАРТЫНОВ И.Л., ЧИСТЯКОВ А.А. Лазерно-стимулированная десорбция/ионизация молекул нитроароматических соединений, сорбированных в нанопористом кремнии.....	103
ГЕНЕРАЛОВА А.Н., ДАЙНЕКО С.В., ЗАСЕДАТЕЛЕВ А.В., КРИВЕНКОВ В.А., МАРТЫНОВ И.Л., ЧИСТЯКОВ А.А. Люминесцентные свойства гибридных структур на основе нанокристаллов селенида кадмия.....	105
САВЕЛЬЕВ Е.А., ШИКИН А.С., ГОЛАНТ К.М. Кооперативная фотолюминесценция ионов Yb^{3+} в диоксиде кремния.....	107
БАЗАКУЦА А.П., БУТОВ О.В., ГОЛАНТ К.М. О междоузельных включениях висмута в кварцевое стекло, ответственных за люминесценцию в ближнем ИК диапазоне.....	109
НОВИКОВА Ю.А., КОТЛИКОВ Е.Н. Исследование пленкообразующих материалов на основе бинарных фторидов.....	111
ХРУЩЕВА Т.А., ПОСТНИКОВ Е.С., ДЁМИЧЕВ И.А., СИДОРОВ А.И., ЕГОРОВ В.И., СГИБНЕВ Е.М., БАБКИНА А.Н. Влияние ультрафиолетового облучения и термообработки на люминесценцию силикатных стекол с серебром, введенным методом ионного обмена.....	113
БАБКИНА А.Н., ШИРШНЕВ П.С., ЦЕХОМСКИЙ В.А., НИКОНОРОВ Н.В. Влияние температуры на спектральные свойства калиево-алюмо-боратных стекол с нанокристаллами, содержащими галогениды меди.....	115
ГОНЧАРОВА Е.Н., БРИК Е.Б. Оптические металлодиэлектрические покрытия для авиационных дисплеев. Расчет и изготовление.....	117
БЫШЕВСКИЙ-КОНОПКО О.А., ГРИГОРЬЕВСКИЙ В.И., ПРОКЛОВ В.В. К возможности построения некогерентных волоконно-оптических систем передачи данных по принципу спектрального кодирования сигналов на основе согласованных акустооптических фильтров.....	119
ВОЛОШИН А.С., БАЛАКШИЙ В.И., МОЛЧАНОВ В.Я. Особенности акустооптической дифракции световых пучков в кристаллах с сильной акустической анизотропией.....	122

ВЕЛИКОВСКИЙ Д.Ю., МАЗУР М.М., ПОЖАР В.Э. Проект коллинеарного акустооптического фильтра на лазерном кристалле KGD(WO ₄) ₂	124
ТАБАЧКОВА К.И., ПОЖАР В.Э., ПУСТОВОЙТ В.И. Зависимость характеристик узких полос прозрачности акустооптического брегговского резонатора от затухания ультразвука.....	126
ВОЛОШИНОВ В.Б., ДЬЯКОНОВ Е.А., ПОЛИКАРПОВА Н.В. Поперечное акустооптическое взаимодействие с коллинеарным распространением дифрагированного света и ультразвука.....	128
ТРУШИН А.С., ЧЕКАЛИНА В.А. Генерация акустического поля в анизотропной среде пьезоэлектрическим преобразователем произвольной формы.....	130
ПЕРЧИК А.В., ТОЛСТОГУЗОВ В.Л., ЦЕПУЛИН В.Г. Акустооптический видеоспектрометр для определения толщин наноразмерных плёночных структур.....	132
КОНДАКОВ Д.В., ЛАВРОВ А.П., ИВАНОВ С.И. Отношение сигнал/шум на выходе акустооптического фильтра сжатия ЛЧМ-радиосигналов.....	134
ШМАКОВ С.С., ЗУЕВ П.В., БЫКОВ В.И., ШАНДАРОВ С.М., УРБАН А.Е., БУРИМОВ Н.И., КАРГИН Ю.Ф., ШЕПЕЛЕВИЧ В.В. Исследование обратного флексоэлектрического эффекта в фоторефрактивных кристаллах методом адаптивной голографической интерферометрии.....	136
АНДРЕЕВ А.Л., ЗАЛЯПИН Н.В. Достижение частоты модуляции света 7 кГц в дисплейной ячейке с негеликоидальным сегнетоэлектрическим жидким кристаллом.....	138
ПАНТЕЛЕЙ Е., ПАРАНИН В.Д., БАБАЕВ О.Г. Модель трехэлектродного градиентного дефлектора на одноосных электрооптических кристаллах.....	140
ЗАХАРОВ С.М. Вейвлет-анализ кардиоинтервалов, полученных методом фотоплетизмографии.....	142
ЛЯКИН Д.В., КЛЫКОВ С.С., РЯБУХО В.П. Продольные корреляционные свойства оптических полей с широкими угловыми и частотными спектрами.....	144
ПЕТРОВ Н.В., ПАВЛОВ П.В., МАЛОВ А.Н. Описание процессов распространения и отражения оптического вихря методами скалярной теории дифракции.....	146
ВОЛОСТНИКОВ В.Г., КИШКИН С.А., КОТОВА С.П. Спиральные пучки: новый подход контурного анализа.....	148
ПАНКРАТОВА Ю.В., ЛАРИЧЕВ А.В. Сравнение итерационных методов восстановления волнового фронта.....	150
ДМИТРИЕВА Е.Л., ВОЛЫНСКИЙ М.А. Исследование алгоритма сигма-точечного фильтра Калмана.....	152

ИВАНОВ П.А.

Применение составных фильтров в задачах распознавания изображений,
подвергнутых преобразованиям геометрии.....154

ЕВТИХИЕВ Н.Н., ЗЛОКАЗОВ Е.Ю., СТАРИКОВ Р.С., ШАУЛЬСКИЙ Д.В.

Исследование дискриминационных характеристик вариантов
корреляционных фильтров с минимизацией энергии корреляции.....156

ОДИНОКОВ С.Б., МАРКИН В.В., СОЛОМАШЕНКО А.Б.

Голографический индикатор и схема его получения.....159

ИСАКОВ К.А., ЛЯЛЮШКИН Л.С., ПАВЛОВ А.В.

Формирование индуктивного понятия схемой голографии Фурье:
влияние итерирующего отображения на характеристики гипотезы.....161

БЫКОВСКИЙ А.Ю., РАГЕР Б.Ю.

Динамическая модель принятия решений мобильным агентом
на основании точных и приближенных характеристик объектов сцены.....163

КАЛЕНКОВ С.Г., КАЛЕНКОВ Г.С., ШТАНЬКО А.Е.

Фурье-спектрометр как система голографического изображения
микрообъектов.....165

ЯНОВСКИЙ А.В., БОВСУНОВСКИЙ И.В., МОРОЗОВ А.В.

Влияние голографических шумов и аббераций на изобразительные
качества стереоголограмм.....167

ЖЕРДЕВ А.Ю., ОДИНОКОВ С.Б., ЛУШНИКОВ Д.С.

Число ракурсов и планов голограммной стереограммы.....169

БОНДАРЕВА А.П., ЕВТИХИЕВ Н.Н., КРАСНОВ В.В., СТАРИКОВ С.Н.

Амплитудные маски с постоянными спектрами мощности
для измерения двумерных МПФ оптических систем.....171

ЕВТИХИЕВ Н.Н., ПОРШНЕВА Л.А., СТАРИКОВ С.Н., ЧЕРЁМХИН П.А.

Влияние динамического диапазона и шумов регистрирующих камер
на отношение сигнал/шум при восстановлении цифровых голограмм.....173

РЯБУХО П.В., ПЛОТНИКОВ П.К.

Цифровая голографическая интерферометрия деформаций поверхности
в области контакта двух тел.....175

КРАЙСКИЙ А.В., КУДРЯВЦЕВ Е.М., МИРОНОВА Т.В., СУЛТАНОВ Т.Т.

Применение корреляционного метода для анализа деформаций
в прозрачных материалах.....177

НИКОЛАЕВА Т.Ю., ПЕТРОВ Н.В.

Влияние коэффициента заполнения матричного фотоприемника
на угловой спектр плоских монохроматических волн.....179

ВОЛОСТНИКОВ В.Г., ВОРОНЦОВ Е.Н., КОТОВА С.П.

Оптическая схема для формирования световых полей с неоднородной
поляризацией на основе одного дифракционного элемента.....181

ЛЕВИН И.А.

Потенциальные возможности дифракционных оптических элементов в
гибридных системах длинноволнового ИК диапазона.....183

МАНУХИН Б.Г., ШАЛАК Д.А., АНДРЕЕВА О.В., ЧИВИЛИХИН С.А. Влияние изменения условий окружающей среды на параметры полимерных голограмм-решеток.....	185
КОВАЛЕВ М.С., МОРАРЕНКО В.В., ОДИНОКОВ С.Б. Метод расчета фазовой функции голограммного оптического элемента, формирующего изображение прицельного знака осесимметричной геометрической формы.....	187
КРУГЛОВ А.Б., КРУГЛОВ В.Б., ОРЕХОВ М.Ю., ОСИНЦЕВ А.В. Измерение термического расширения на спекл-интерференционном дилатометре.....	189
КУЛЬЧИН Ю.Н., ВИТРИК О.Б., КРАЕВА Н.П. Исследование динамики процесса осаждения наночастиц в жидкой гетерогенной матрице оптическим бесконтактным методом на основе процедуры пространственного усреднения данных.....	191
ПИКУЛЬ О.Ю., СИДОРОВ Н.В., ПАЛАТНИКОВ М.Н. Использование лазерной коноскопии для оценки оптической однородности кристаллов LiNbO_3 , легированных катионами Та и Mg.....	193
КАМЕНЕВ О.Т., ХИЖНЯК Р.В., ПЕТРОВ Ю.С. Длиннобазовый деформометр на основе волоконно-оптического интерферометра Маха-Цендера.....	195
АНУФРИК С.С., БАРТАСЕВИЧ А.И., ЛЯВШУК И.А., КОМАР В.Н., ЛЯЛИКОВ А.М. Интерферометрический контроль качества оптических элементов.....	197
БАРТАСЕВИЧ А.И., ЛЯЛИКОВ А.М. Объединение процедур интерферометрического контроля и измерения углов клиновидных пластин.....	199
ПЕРИН А.С., РЯБЧЁНОК В.Ю., МАРКИН А.О., ШАНДАРОВ В.М., ПАРХАНИЮК А.Н. Формирование волноводно-оптических систем в кристаллах ниобата лития при воздействии пирозлектрического эффекта.....	201
ИВАНОВ В.И., ИВАНОВА Г.Д., ОКИШЕВ К.Н., ХЕ В.К. Нелинейное поглощение в двухкомпонентной жидкофазной среде.....	203
МИШИН А.Ю., РЫЖИКОВА Ю.В. Спектральные характеристики аperiодических многослойных структур при наклонном освещении.....	205
ГОРДИЕНКО А.В., ЕГОРОВ А.Н., МАВРИЦКИЙ О.Б., ПЕЧЕНКИН А.А., САВЧЕНКОВ Д.В. Регистрация карт ионизационной реакции в КМОП ИС при локальном пикосекундном лазерном облучении со стороны активного слоя и со стороны подложки.....	207
ГОНЧАРОВ П.Ю., КАРПОВЦЕВА В.Д., КУЗЯКОВ Б.А. Оптимизация параметров линии связи ИК диапазона.....	209

КИРИЛЛОВА Ю.А., КУЗЯКОВ Б.А.

Оценки дисперсии флуктуации интенсивности лазерного пучка
в турбулентной атмосфере.....211

БОРОДАКО К.А., ШЕЙФЕР Д.В., ШЕЛЯКОВ А.В., СИТНИКОВ Н.Н.,
КОРНЕЕВ А.А.

Влияние лазерного излучения на структурообразование в сплаве TiNiCu
с эффектом памяти формы.....213

ВАЙЧАС А.А., МАЛОВ А.Н., МЕРИНОВА Д.А.

Сингулярные оптические явления при распространении лазерного
излучения по граничным поверхностям жидких пленочных 3D-структур.....215

МАЛОВ А.Н., НЕУПОКОЕВА А.В., ЛУЗЯКИНА Е.О.

Влияние лазерного излучения на кракелюр-структуру пленки альбумина.....217
БОЛДЫРЕВ К.Н., ПОПОВА М.Н.

Исследование мультиферроиков $RFe_3(BO_3)_4$ ($R = Eu, Pr$) методами
терагерцовой спектроскопии.....219

УМРЕЙКО Д.С., КОМЯК А.И., ЗАЖОГИН А.А., УМРЕЙКО С.Д., ЗАЖОГИН А.П.

Исследование процессов образования наночастиц и фракталов оксидов
урана на поверхности стекла при лазерном напылении тонких пленок
сдвоенными лазерными импульсами из уранатов аммония.....221

ЧИНЬ Н.Х., ФАДАИЯН А.Р., ЗАЖОГИН А.П.

Исследование процессов образования наночастиц и фракталов оксидов
цинка на поверхности стекла при напылении тонких пленок сдвоенными
лазерными импульсами при атмосферном давлении воздуха.....223

КИМ А.А., НИКОНОРОВ Н.В., СИДОРОВ А.И.

Физика процессов нелинейно-оптического отклика стекол
с нанокристаллами хлорида меди и бромида меди.....225

МАКИН В.С., ПЕСТОВ Ю.И., ПРИВАЛОВ В.Е.

Микроконусы на поверхности сверхтуполавких металлов
при многоимпульсном лазерном облучении.....227

ЕВЧИК А.В., МОИСЕЕНКО В.Н., ДЕРГАЧЁВ М.П., ДОВБЕШКО Г.И.

Комбинационное рассеяние света в нанокристаллах $Bi_{12}SiO_{20}$230

ЕВЧИК А.В., МОИСЕЕНКО В.Н., ДЕРГАЧЁВ М.П., ДОВБЕШКО Г.И.,

ШВЕЦ Т.В.

Флюоресценция вещества с внутримолекулярным переносом протона
в порах синтетического опала.....232

УМРЕЙКО Д.С., ЗАЖОГИН А.П., КОМЯК А.И., УМРЕЙКО С.Д.

Синтез нанокластеров оксидов урана из нитратов уранила
при лазерно-химическом активировании процессов сдвоенными
лазерными импульсами.....234

ПАТАПОВИЧ М.П., ЧИНЬ Н.Х., ФАМ У.Т., БУЛОЙЧИК Ж.И., ЗАЖОГИН А.П.

Синтез нанокластеров оксидов кальция и алюминия из солей
при лазерно-химическом активировании процессов.....236

КОЛЧИНСКИЙ В.А., РОМАШКО Р.В., КАМЕНЕВ О.Т.

Влияние примесей на фотохромные свойства GaN.....238

ШИШКАНОВ О.Н., БОЙЧЕНКО А.П.	
Электрополевая чувствительность галогенсеребряной фотопленки Agfa.....	240
ЕМАЛЕТДИНОВ А.К., ТАЛИПОВ Р.Р.	
Моделирование оптических свойств кварца с винтовыми супердислокациями как фотонного кристалла.....	242
ВОЛОШИНОВ В.Б., МУРОМЕЦ А.В., ТРУШИН А.С.	
Фазовые задержки в секционированных пьезоэлектрических преобразователях акустооптических ячеек.....	244
КУТУЗА И.Б., ПОЖАР В.Э., ЦАПЕНКО А.П., ШУРЫГИН А.В.	
Создание базы данных спектров комбинационного рассеяния для акустооптических спектрометров.....	246
МЕЛЕХОВ А.П., ЛАВРУХИН Д.В.	
Применение метода температурных волн при изучении влияния внешних полей на акустические свойства воды.....	248
СЮЙ А.В., СИДОРОВ Н.В., ПАЛАТНИКОВ М.Н., ГАПОНОВ А.Ю., АНТОНЫЧЕВА Е.А.	
Фоторефрактивное рассеяние света в кристаллах $\text{LiNbO}_3:(\text{Y}+\text{Mg})$	250
ХУДЯКОВА Е.С., КИСТЕНЕВА М.Г., ШАНДАРОВ С.М., КАРГИН Ю.Ф.	
Влияние ИК засветки на спектральные зависимости оптического поглощения в нелегированных кристаллах силиката висмута.....	252
ЛИТВИНОВА М.Н., ЛИТВИНОВА В.А., ДЯТЕЛ С.Г., ЛИННИК Н.Д.	
Спектры преобразованного теплового излучения в стехиометрическом и конгруэнтном кристаллах ниобата лития.....	254
СЮЙ А.В., СИДОРОВ Н.В., ПАЛАТНИКОВ М.Н., ГАПОНОВ А.Ю., АНТОНЫЧЕВА Е.А.	
Влияние катионов Gd на фоторефрактивные свойства стехиометрических монокристаллов ниобата лития.....	256
ЯБЛОВАЯ Л.В., ГОЛОВАШКИН Д.Л.	
Совместное разностное решение уравнений Даламбера и Максвелла. Одномерный случай.....	258
КРЮКОВ Н.А., ПЕГАНОВ С.А.	
О дискретизации в оптических измерениях.....	260
ГОРЮНОВ А.Е., ПЕТРОВ Н.В.	
Численное сравнение скалярной и векторной моделей дифракции.....	262
МЫСИНА Н.Ю., МАКСИМОВА Л.А., ГОРБАТЕНКО Б.Б., РЯБУХО В.П.	
Численное моделирование распределения разности фаз в развитом спекл-поле.....	264
ЛЯКИН Д.В., СДОБНОВ А.Ю., РЯБУХО В.П.	
Проявление широкого углового спектра оптического поля в интерференционной микроскопии слоистых объектов.....	266
ЗЛОКАЗОВ Е.Ю., КУРБАТОВ И.А., ПЕТРОВА Е.К., СТАРИКОВ Р.С., ШАУЛЬСКИЙ Д.В.	
Варианты корреляционных фильтров с минимизацией энергии корреляции: голографическая реализация.....	268

МИРОНОВА Т.В.	
Систематические и статистические ошибки корреляционных измерений.....	269
МАНУХИН Б.Г., КУЧЕР Д.А., АНДРЕЕВА О.В., ЧИВИЛИХИН С.А.	
Исследование процесса конвективного теплопереноса жидкости	
методами цифровой голографической интерферометрии.....	271
ДУДЕНКОВА В.В., ЗАХАРОВ Ю.Н., МУРАВЬЕВА М.С., РЫБНИКОВ А.И.	
Регистрация изменений оптической толщины живых клеточных	
структур с помощью цифровых внеосевых голограмм.....	273
ЛИТВИНЕНКО К.О., ПЕН Е.Ф., ВАСИЛЬЕВ Е.В., СЛЕПЦОВА Ю.И.	
Нарушение закона взаимозаместимости в голографических	
фотополимерных материалах.....	275
БАЙТЫКОВ Т.Ж., ПАНКРАТОВ С.В., ПЕН Е.Ф.	
Анализ и синтез компонент цвета изобразительных голограмм.....	277
ЛЯЛЮШКИН Л.С., ОРЛОВ В.В., ПАВЛОВ А.В.	
Оптические технологии искусственного интеллекта: учебная лабораторная	
работа "Голографический коррелятор совместного преобразования"	279
КРАСНОВ В.В., РОДИН В.Г., СОЛЯКИН И.В., СТАРИКОВ С.Н.,	
ЧЕРЁМХИН П.А., ШАПКАРИНА Е.А.	
Оценка количества разрешимых градаций сигнала цифровых камер.....	281
МОЛОДЦОВ Д.Ю., РОДИН В.Г., СТАРИКОВ С.Н.	
Распознавание объектов в дисперсионных корреляторах, использующих	
схему с одним объективом.....	283
Именной указатель авторов.....	285

В.В. ПРОКЛОВ

*Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН*

НОВЫЕ АКУСТООПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ПЕРЕДАЧИ И ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ В ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ ТЕЛЕКОММУНИКАЦИЙ И ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ЗЕМЛИ

В работе рассмотрены потенциально перспективные области применения АОСФ – оптические телекоммуникационные системы с кодовым разделением множественного доступа (О-CDMA) и гиперспектральные оптические датчики в системах дистанционного зондирования Земли.

Современная акустооптика (АО) представляет собой развитое высокотехнологичное научно-техническое направление, имеющее широкий спектр практических приложений в различных отраслях народного хозяйства. Физической основой большинства ее приложений является эффект резонансного (синхронного) взаимодействия волн звука и света при их совместном распространении в фотоупругой среде, в результате которого происходит дифракция падающего света. При этом эффективность АО дифракции может быть достаточно велика (вплоть до ~100%), углы отклонения выходящего луча света от первоначального направления распространения луча, связанные с частотой звука, могут изменяться в достаточно большом диапазоне, например, число различимых по критерию Рэлея положений выходного луча может достигать $N \sim 500$, причем с возможностью их оперативного (~1 мкс) и произвольного переключения и т.п. На этой базе открыты и широко используются такие функциональные возможности как модуляция, отклонение и сдвиг частоты дифрагированного света, а также спектральный и корреляционный анализ СВЧ сигналов с большой "базой" ($BT > 10^2$), оптическая перестраиваемая полосовая фильтрация для систем спектроскопии и спектрометрии оптического излучения, контроля состава жидкости, окружающей среды и т.п.

Тем не менее, как будет показано в данной работе, в настоящее время изучение и освоение важного потенциала акустооптики, связанного с уникальным сочетанием в ней свойств высокой спектральной избирательности к частотам звука и света при возможности достаточно быстрого электронного управления этими параметрами, требует своего

дальнейшего глубокого продолжения, поскольку это сулит открыть новые ниши ее использования.

В частности, в работе будет сделан и проанализирован обзор литературы [1-9], в которой по отдельности и без взаимной увязки друг с другом исследовались такие вопросы, как эффекты АО взаимодействия некогерентного полихроматического света с когерентным одночастотным звуком, лазерного излучения с многочастотным звуком, новые принципы построения высокоскоростных средств вычислительной техники типа спектральных АО устройств для выполнения векторно-матричных умножений или линейных интегральных преобразований информации. Далее, будет показано, что на базе уже имеющихся в литературе и некоторых новых еще не опубликованных результатов о новых принципах построения некогерентных оптических систем телекоммуникаций с использованием спектральных свойств света и звука, в ближайшее время могут быть созданы физические основы нового перспективного направления – акустооптическая согласованная фильтрация (АОСФ) оптических сигналов и изображений.

Список литературы

1. Гуляев Ю.В., Курский В.Н., Проклов В.В. и др. Концепция построения сотовых систем подвижной связи с кодово-временным разделением на базе твердотельных сигнальных процессоров. Радиотехника. 1996. №5. С.3-5.
2. Kavehrad M., Zaccarin D. Optical code-division-multiplexed systems based on spectral encoding of noncoherent sources. J. Light wave technology. 1995. V.13. N3. P.534–545.
3. Пустовойт В.И., Тимошенко В.В. Акустооптический фильтр с управляемой полосой пропускания. Радиотехника и электроника. 1998. Вып.4. С.461-468.
4. Проклов В.В., Бышевский-Конопко О.А. Филатов А.Л. Акустооптические цифровые вычисления методом аналоговой свертки в спектральной плоскости. Радиотехника. 2000. №1. С.50-54.
5. Proklov V.V. Acousto-optic integrated circuits for incoherent spectral encoding/decoding in all-optical networks with asynchronous data transmission. Proc.ISTC-Samsung Forum. Moscow. 2001. P.42-46.
6. Gurevich B.S., Andreyev S.V. Acousto-optic tunable filter with variable spectral selectivity. Proc. SPIE. 2005. V.5828. P.53-59.
7. Molchanov V.Ya., Chizhikov S.I., Makarov O.Yu., et. al. Adaptive acousto-optic technique for femtosecond laser pulse shaping. Applied Optics. 2009. V.48. P.118.
8. Shnitser P.I., Agurok I.P., Sandomirsky S., et. al. Real-time polarization sensitive multispectral automatic imaging system for object contrast enhancement and clutter mitigation. Proc. SPIE. 2000. V.4025. P.229-237.
9. Liu J., Shu R., Ma Y., Wang J. A hyper-spectral imager with adjustable spectral selectivity based on AOTF. 2012. Proc. SPIE. V.7857. 78571K.

Н.Л. КАЗАНСКИЙ, П.Г. СЕРАФИМОВИЧ

*Институт систем обработки изображений РАН, Самара
Самарский государственный аэрокосмический университет им. С.П. Королёва
(национальный исследовательский университет)*

РАСЧЕТ ВЫСОКОДОБОРНЫХ РЕЗОНАТОРОВ НА ОСНОВЕ ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ

Рассмотрены аналитические зависимости характеристик оптических резонаторов общего вида на основе временной теории связанных мод. Рассчитан компактный нанорезонатор на основе гребенчатых фотоннокристаллических волноводов.

Важным элементом ряда современных нанопотонных устройств является оптический нанорезонатор [1]. Высокодобрные нанорезонаторы с малым модовым объёмом на основе фотонных кристаллов позволяют создавать, например, оптические переключатели, фильтры, источники света с низкой пороговой мощностью и интегрировать эти элементы в микросхемы. Оптические резонаторы усиливают различные виды взаимодействия света со средой распространения. Поэтому их используют также для экспериментальных исследований в квантовой электродинамике.

На рис. 1 схематично показан резонатор с двумя каналами ввода/вывода.

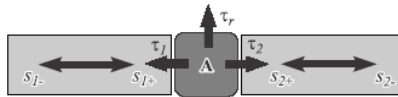


Рис. 1. Схема резонатора с двумя каналами ввода/вывода. Потери в каждом из каналов ввода/вывода характеризуются временем затухания τ_1, τ_2 ($\tau_w = \tau_1 + \tau_2$).

Потери на рассеяние в самой камере характеризуются величиной τ_r . Комплексные амплитуды $S_{1\pm}, l = 1, 2$ определяют энергию, приходящую в резонатор и исходящую из него. Комплексная амплитуда A характеризует энергию, содержащуюся в резонаторе

Для гармонически осциллирующего электромагнитного поля при условии, что $S_{2+} = 0$, можно получить комплексную амплитуду отраженного поля в одном из каналов

$$R \omega = \frac{S_{1-}}{S_{1+}} = - \frac{i \omega - \omega_0 - \frac{1}{\tau_r}}{i \omega - \omega_0 + \frac{1}{\tau}}, \text{ где } 1/\tau = 1/\tau_w + 1/\tau_r.$$

Рассчитаем резонатор на основе гребенчатых фотонно-кристаллических волноводов (ГФВ) (ridge photonic crystal waveguide) [2]. Резонатор на основе ГФВ представляет из себя плоский волновод, который в области резонансной камеры пронизывают вертикальные отверстия (верхняя вставка на рис. 2). Такой резонатор компактен по сравнению с кольцевыми резонаторами или резонаторами на основе двумерных ФК волноводов.

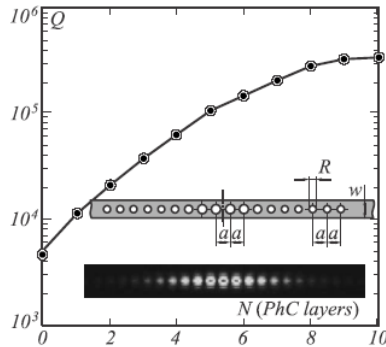


Рис. 2. Зависимость добротности резонатора Q от количества фотонно-кристаллических слоёв в зеркалах резонатора. Верхняя вставка изображает структуру рассчитанного резонатора. Нижняя вставка показывает распределение модуля электрического поля в рассчитанном резонаторе

Расчёты выполнялись с помощью параллельного метода FDTD [3]. По краям трёхмерной расчётной зоны были размещены поглощающие слои. Разрешение вычислительной сетки выбиралось из условия сходимости результатов.

Список литературы

1. Lalanne P. Sauvan C., Hugonin J.P. Photon confinement in photonic crystal nanocavities. *Laser & Photon. 2008. Rev.2. N6. P.514–526.*
2. Fan S., Winn J.N., Devenyi A., et. al. Guided and defect modes in periodic dielectric waveguides. *J. Opt. Soc. Am. B. 1995. V.12(7). P.1267-1272.*
3. Головашкин Д.Л., Казанский Н.Л., Малышева С.М. Расчет дифракции на оптическом микрорельефе методом FDTD. LAP Lambert Academic Publishing, 2011.

А.Ю. БЕТИН¹, В.И. БОБРИНЁВ¹, Н.Н. ЕВТИХИЕВ,
А.Ю. ЖЕРДЕВ¹, Е.Ю. ЗЛОКАЗОВ, Д.С. ЛУШНИКОВ¹,
В.В. МАРКИН¹, С.Б. ОДИНОКОВ¹, Р.С. СТАРИКОВ,
С.Н. СТАРИКОВ

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

¹Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

МЕТОД КОМПЬЮТЕРНОГО СИНТЕЗА И ПРОЕКЦИОННОЙ ЗАПИСИ МИКРОГОЛОГРАММ ДЛЯ СИСТЕМ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ПАМЯТИ

Представлен метод компьютерного синтеза и проекционной записи микроголограмм для систем голографической памяти, приведены результаты математического моделирования и экспериментальной реализации метода.

Применение голографических методов для задач долговременного хранения данных потенциально позволяет достичь высоких информационной ёмкости и скорости записи/считывания информации, а также имеет ряд других известных преимуществ. В настоящее время известно значительное количество работ в данной области, значительная часть новейших исследований носит прикладной характер, имеются сведения о ряде попыток коммерциализации систем голографической памяти. В докладе представлен метод формирования микроголограмм, сочетающий компьютерный расчёт голограмм и их проекционную запись на фоточувствительный носитель. В качестве альтернативы интерференционной записи предлагается использование компьютерного синтеза голограмм. В этом случае численно рассчитывается (синтезируется) голограмма с откликом, соответствующим требуемой странице данных. Синтезированная голограмма представляется в виде цифрового изображения, которое с помощью пространственно-временного модулятора света непосредственно проецируется на голографический носитель, в котором после экспозиции и формируется дифракционная структура с желаемыми характеристиками, обеспечивающими восстановление изображения исходной страницы данных. Преимущество такого подхода заключается в отсутствии необходимости использования интерференционных схем голографической записи, что позволяет существенно упростить систему в целом. Авторами проведены исследования по математическому

моделированию и экспериментальной реализации метода. Результаты иллюстрируются примерами, представленными на рис. 1.

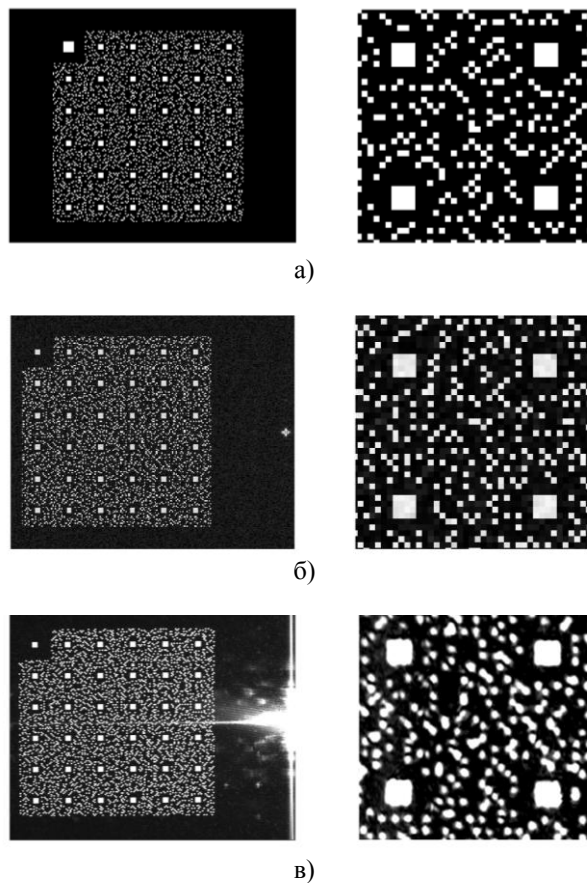


Рис. 1. Страница 6х6 информационных блоков (слева) и увеличенный фрагмент (справа): страница двоичных данных (а); результат численного восстановления отклика синтезированной голограммы (б), результат экспериментального восстановления отклика синтезированной голограммы (в)

Работа выполнена при поддержке РФФИ и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы.

Е.Д. МИШИНА

*Московский государственный технический университет
радиотехники, электроники и автоматики*

НОВЫЕ МАТЕРИАЛЫ ФОТОНИКИ: СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ, БИООРГАНИЧЕСКИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ НАНОТРУБКИ

В работе представлены результаты исследования оптических свойств двумерных переключаемых сегнетоэлектрических фотонных кристаллов, а также самоорганизующихся пептидных микротрубок; рассмотрены перспективы использования таких материалов.

Одномерные фотонные кристаллы (ФК) уже продолжительное время применяются в различных оптических устройствах, в то время как методики создания двумерных, управляемых электрическим полем фотонных кристаллов, совместимых с технологией электронных интегральных схем находятся еще в стадии разработки.

Управляемые ФК, в частности, могут быть изготовлены путем заполнения жидкокристаллическими сегнетоэлектриками периодической пористой матрицы, представляющей собой непериодический двумерный ФК, либо на основе двумерно периодически поляризованного сегнетоэлектрического кристалла, например, ниобата лития.

В нашей работе на основе эпитаксиальной сегнетоэлектрической пленки BaSrTiO_3 получен двумерный фотонный кристалл (ФК) с системой электродов, обеспечивающей взаимодействие падающей и прошедшей световых волн. Исследования спектральных характеристик выявили наличие запрещенной фотонной зоны вблизи 1,5 эВ. Показана возможность пространственно-частотной перестройки световой волны второй гармоники, генерируемой ФК.

В последние годы значительно усилился интерес к биологическим системам, как с точки зрения биомедицины, то есть исследования особенностей, связанных с патологическими изменениями в живых организмах, и их диагностикой и лечением, так и с точки зрения биоинженерии, то есть исследования возможностей построения систем аналогичных биосистемам и использования функциональных свойств биосистем для различных небиологических приложениях.

Нами исследованы самоорганизующиеся пептидные микротрубки. В этих трубках обнаружены различные фотонные эффекты: однофотонная и

двухфотонная люминесценция, генерация второй гармоники, волноводный эффект.

В частности, показаны особенности двухфотонной люминесценции при нагреве образцов. Проведено исследование температурных зависимостей спектров двухфотонной люминесценции на образцах пептидных трубок, ориентированных в плоскости и перпендикулярно плоскости подложки; обнаружено возрастание интенсивности люминесценции при температуре 120°C. Проведено исследование зависимостей параметров двухфотонной люминесценции при заданной температуре от плотности мощности лазерного излучения (интегральной интенсивности, коэффициента степенной функции в зависимости от мощности); обнаружено резкое возрастание интенсивности люминесценции при плотности энергии импульса лазерного излучения 10 мкДж/см² и переход степенной зависимости с коэффициентом 2 в экспоненциальную зависимость, что свидетельствует о переходе люминесценции в сверхлюминесценцию.

Пептидные трубки проявляют волноводный эффект в двух режимах: активном и пассивном. В пассивном режиме трубки передают излучение без искажения его спектрального состава. Нами показано, что такой режим существует и для излучения 800 нм, и для излучения 400 нм. В активном режиме излучение накачки возбуждает люминесценцию (однофотонно и двухфотонно) в стенках пептидных трубок, и возбуждаемое излучение распространяется по световоду. Поскольку эффективность световода диаметром более 2 мкм примерно одинакова для излучения в диапазоне 400-800 нм (то есть волновод является широкополосным), то в активном режиме, скорее всего, идет распространение как основного излучения, так и излучения люминесценции (ФЛ и ДФЛ).

Для ввода-вывода излучения в неотожженные трубки необходимо создать специальные условия (специальную геометрию). Такие условия могут быть достигнуты путем формирования на концах световода призмы за свет локального расплава лазерным пучком.

Расчеты показывают, что излучение в диапазоне 400-800 нм распространяется не по пустотной части волновода, а по оболочке. В этом случае, так же как и для обычного волновода (с центральной частью, имеющей больший показатель преломления, чем оболочка), распространение обеспечивается за счет выполнения условия полного внутреннего отражения.

Г.Н. ВИШНЯКОВ

*Всероссийский научно-исследовательский институт
оптико-физических измерений, Москва*

МЕТОДЫ И СРЕДСТВА ИЗМЕРЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ПОСТОЯННЫХ ВЕЩЕСТВ

Рассмотрены методы и средства измерения оптических постоянных веществ – показателя преломления и коэффициента поглощения (экстинкции).

Большое количество существующих методов измерения оптических постоянных поглощающих веществ можно разделить на три основные группы: методы, в которых используются измерения коэффициента пропускания; методы, в которых используются измерения коэффициентов отражения и пропускания при нормальном падении; методы, основанные на измерениях параметров отраженного света при наклонном падении.

Измерения коэффициента пропускания являются наиболее распространенным видом оптических измерений, выполняемых с помощью спектрофотометров, регистрирующих спектры поглощения исследуемого вещества. Современные спектрофотометры имеют программное обеспечение для расчета оптических постоянных по спектрам поглощения, в том числе и при учете многократных отражений внутри слоя исследуемого вещества. Если с помощью спектрофотометра получить спектральную кривую коэффициента пропускания, то распределение и амплитуда интерференционных максимумов и минимумов будут однозначно определяться оптической толщиной пленки, т.е. ее геометрической толщиной и показателем преломления. Таким образом, метод позволяет определить не только толщину, но и комплексный показатель преломления пленки.

Хотя измерения коэффициента пропускания при нормальном падении являются наиболее распространенным видом оптических измерений на тонких пленках, измерения коэффициента отражения при нормальном падении более универсальны и могут быть выполнены с большей точностью. Измерения спектрального коэффициента отражения возможны как для прозрачных, так и поглощающих материалов в любой области спектра. Измерения коэффициента отражения при почти нормальном падении света имеет следующие преимущества: 1) анализ полученных данных относительно прост; 2) отражение в большинстве случаев нечувствительно к поляризации.

Приборы, реализующие этот метод, фактически также являются спектрофотометрами, но построенными по упрощенной оптической схеме. Для того чтобы отличать эти приборы от спектрофотометров их называют спектральными рефлектометрами. Для измерения оптических констант сильно поглощающих тонких пленок на прозрачной или слабопоглощающих подложках на практике необходимо измерить абсолютные значения коэффициентов пропускания и отражения при падении светового пучка на образец, близким к нормальному.

Измерения при наклонном падении света на образец можно разделить на две категории: 1) измерения, при которых определяется коэффициент отражения или отношение коэффициентов отражения для p и s -компонент поляризации; 2) измерения, в которых определяется только разность фаз между p и s -компонентами поляризации.

К методам измерений, при которых определяется коэффициент отражения, в первую очередь относится метод нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО). В спектроскопии НПВО используется падение светового пучка на образец из оптически более плотной среды под углом больше критического, т.е. при условии полного внутреннего отражения. Новым является только идея использования взаимодействия проникающего поля с оптически менее плотной средой для получения данных об ее спектре поглощения. В лабораторной практике также применяются методы и приборы, основанные на определении различными приемами критического угла или угла полной поляризации.

Измерения, в которых определяется только разность фаз между p и s -компонентами поляризации, т.е. эллипсометрические измерения, открывают большие возможности при проведении прецизионных измерений на тонких пленках и массивных образцах. Отличительная черта этих методов состоит в том, что измеряемой величиной является не интенсивность прошедшего или отраженного света, а разность фаз (эллипсометрический угол Дельта) и отношение амплитуд p и s -компонент поляризации (эллипсометрический угол Пси). Так как в этих приборах используются относительные измерения коэффициентов отражения, а не абсолютные, как в фотометрических приборах, то точность измерений оптических постоянных наивысшая. Именно эллипсометрический метод измерений оптических постоянных как массивных образцов, так и тонких пленок из поглощающих материалов был выбран при создании Государственного первичного эталона единицы комплексного показателя преломления. Во ВНИИОФИ были проведены испытания и достигнуты требуемые метрологические характеристики.

Р.С. СТАРИКОВ

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»***ФОТОННЫЕ АНАЛОГО-ЦИФРОВЫЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ:
СОВРЕМЕННЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ И ПЕРСПЕКТИВЫ**

Проведён обзор методов построения и схем практической реализации фотонных аналого-цифровых преобразователей.

Современные задачи обработки сигналов предъявляют всё более высокие требования к выполнению аналого-цифрового (АЦ) преобразования. Существующие электронные технологии АЦ-преобразования обладают рядом принципиальных ограничений, формирующих «пределы возможного» при его выполнении – как по скорости, так и по точности. Анализ ограничений электронных технологий АЦП посвящено значительное количество опубликованных исследований; принято считать, что наиболее существенно на функциональных характеристиках АЦП сказываются шумы и нелинейности системы, ограничения временных характеристик элементной базы, ограничения энергетики сигнала, неопределённость компараторов, а также апертурная ошибка дискретизации, фундаментально ограничивающаяся соотношением неопределённости Гейзенберга. Сложность снижения перечисленных факторов определяет недостаточность прогресса в технологиях электронных АЦП, всё более заметную в настоящее время. В связи с вышеотмеченным, поиск возможностей создания устройств, выполняющих АЦ-преобразования на основе технологий, альтернативных современной микроэлектронике представляется весьма актуальным. Одной из таких возможностей является создание устройств использующих свет в качестве носителя сигнала. Применение оптических средств при выполнении АЦ-преобразования вызывает интерес благодаря:

- широкой полосе модуляции оптического сигнала,
- высокой стабильности временных характеристик лазерных источников света,
- высокой пропускной способности оптических каналов,
- возможностям коммутации оптического сигнала в параллельно работающие дискретные каналы,
- возможностям временного растяжения и многократного повторения оптического сигнала в волоконных системах, и др.

Настоящая обзорная работа посвящена оптико-электронным устройствам, осуществляющим преобразование входных временных электрических сигналов в цифровые электрические выходные сигналы, получивших название «фотонные АЦП» (ФАЦП, photonic ADC, PhADC). Начиная с 1970х гг. рядом авторов были представлены основные фундаментальные методы построения ФАЦП, предложены и экспериментально продемонстрированы различные возможные варианты схем их реализующих. С начала 1990х гг. и по настоящее время число теоретических и экспериментальных исследований в области ФАЦП неуклонно растёт; более того, на текущий день можно отметить, что с середины 2000х гг. работы в данной области в значительной степени приобретают технологический характер. К настоящему моменту с использованием технологий ФАЦП рядом зарубежных исследователей заявлены рекордные результаты по скорости выполнения АЦ-преобразования – до 10^{13} выборок в секунду при относительно приемлемой точности в 3–4 эффективных бита; при скоростях же преобразования на уровне 10^{10} выборок в секунду и выше предполагается и достаточно высокая точность – до 6–8 эффективных бит.

Настоящий обзор ставит своими целями краткое представление и обсуждение современных возможностей ФАЦП. В докладе представлены основные методы, используемые при построении ФАЦП для выполнения дискретизации и квантования, а также специфические методы оптической предобработки обрабатываемого сигнала. Рассмотрены принципы построения ФАЦП следующих возможных классов:

- с оптической поддержкой и предобработкой,
- с оптической дискретизацией и электронным квантованием,
- с электронной дискретизацией и оптическим квантованием,
- с оптической дискретизацией и оптическим квантованием.

Приведены теоретические оценки возможностей и данные по экспериментально достигнутым характеристикам ФАЦП. Представлены и обсуждаются конкретные реализации ФАЦП, особое внимание уделено современным тенденциям в данной области, в частности работам по микросхемной реализации ФАЦП.

Обзор основан на обработке более чем 140 литературных источников, при его проведении автор старался уделить наибольшее внимание не только классическим работам в данной области, но и результатам новейших исследований, представленных после 2010 г.

Р.В. РОМАШКО^{1,2}, Т.А. ЕФИМОВ¹, М.А. АСАЛХАНОВА²

Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток

¹Дальневосточный федеральный университет, Владивосток

АДАПТИВНЫЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ РЕГИСТРАТОР НАНОПЕРЕМЕЩЕНИЙ МИКРООБЪЕКТОВ

Разработана система измерения наномасштабных перемещений микрообъектов на основе адаптивного голографического интерферометра.

Измерение наноперемещений микрообъектов является важной задачей современной нанометрологии [1]. В частности, системы регистрации наноперемещений могут использоваться в качестве высокоточных регуляторов положения, механизмов микроподач, генераторов колебаний в приборных и технологических системах [2]. Наиболее чувствительными системами для регистрации наноперемещений микрообъектов являются измерительные системы, на основе классических интерферометрических схем [3]. Однако их применение для контроля микро- и наномасштабных объектов в большинстве случаев оказывается крайне неэффективным, т.к. рассогласование волновых фронтов, вызванное дифракцией зондирующего пучка на объекте с субволновыми размерами, приводит к значительному повышению порога детектирования интерферометра [3].

В настоящей работе представлена система для измерения наноперемещений микрообъектов, основу которой составляет адаптивный интерферометр на основе динамических ортогональных голограмм, формируемых в фоторефрактивном кристалле CdTe [4]. Благодаря совместному применению в системе голографического принципа реконструкции волнового фронта и адаптивных свойств динамической голограммы регистратор позволяет производить измерения сверхмалых смещений объектов микромасштабных размеров.

В качестве микрообъектов в работе использовались микроантилеверы с размерами 215×42×8 мкм. Исследуемые микрообъекты закреплялись на электроиндукционном калиброванном позиционере, циклические перемещения которого задавались напряжением с амплитудой 500 мВ. На рис. 1 показаны осциллограммы сигналов, отражающие форму задающего напряжения и регистрируемого перемещения объекта. Амплитуда перемещений составила 150 нм. Порог детектирования перемещений, ограниченный шумами системы, составил 1,7 нм.

Для длины волны, которая в данной работе составила 1064 нм, максимальная амплитуда перемещений, ограничивающая линейный

режим работы интерферометра, составила 266 нм, что соответствует модуляции фазы $\varphi = \lambda/4$ (λ – длина волны лазерного излучения) [3].

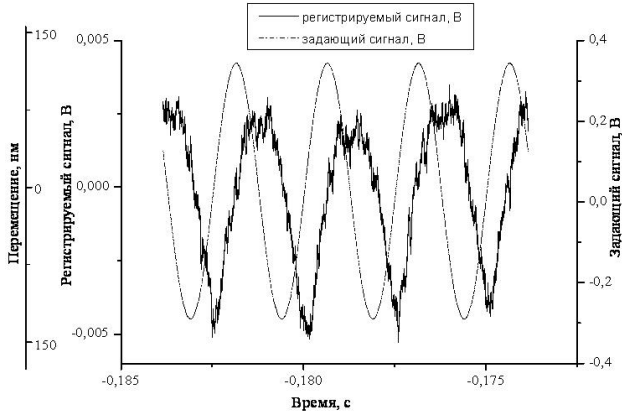


Рис. 1. Оциллограмма регистрируемого сигнала и напряжения, подаваемого на электроиндукционный нанотранслятор

С учетом того, что в данной системе использовалась ортогональная геометрия формирования динамической голограммы в ФРК, которая позволяет создавать поляризационно-независимые схемы адаптивных интерферометров [5], разработанная измерительная система может быть использована в том числе и для исследования сложных микро- и нанообъектов, взаимодействие излучения с которыми может приводить к изменению состояния его поляризации.

Список литературы

1. Тодуа П.А., Календин В.В., Новиков Ю.А. Российские достижения в нанометрологии. Вестник технического регулирования. 2004. № 6(7) С.40–43.
2. Тодуа П.А. Метрология и стандартизация в нанотехнологиях. Фотоника. 2010. №1. С.2–8.
3. Hariharan P. Optical interferometry. Rep. Prog. Phys. 1990 V.54 P.339–390.
4. Di Girolamo S., Kamshilin A.A., Romashko R.V., Kulchin Y.N., Launay J.-C. Fast adaptive interferometer on dynamic reflection hologram in CdTe:V. Optics Express. 2007. V.15. No2. P.545–555.
5. Romashko R.V., Di Girolamo S., Kulchin Y.N., Kamshilin A.A. Photorefractive vectorial wave mixing in different geometries. J. Opt. Soc. Am. 2010. V.27. No.2. P.311–317.

И.С. ДОРОНИН¹, К.Н. ОКИШЕВ¹, В.В. КРИШТОП^{1,2}¹Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск²Kwangwoon University, Seoul, Korea

ПОВЕДЕНИЕ ФУНКЦИИ АВТОКОРРЕЛЯЦИИ РАССЕЯННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ СХЕМЫ ФОТОННО- КОРРЕЛЯЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ С НАРУШЕННЫМ ПОЛНЫМ ВНУТРЕННИМ ОТРАЖЕНИЕМ

Метод фотонно-корреляционной спектроскопии имеет некоторые преимущества перед другими методами измерения размеров наночастиц. Использование схемы с нарушенным полным внутренним отражением и расчет автокорреляционной функции для него позволяет изучать эффекты вблизи стенок кюветы. Проведен численный расчет, найдены примеры автокорреляционных функций для частиц разных размеров и показано, что в области малых времен они имеют значительные различия, можно проводить измерения в области коротких времен, при этом точность измерений остается высокой.

Достижения физики и других наук, рассматривающих изменение свойств веществ при приближении к наномасштабам, находят применения в различных сферах [1]. Для измерения размеров наночастиц используются различные методы, например, методы электронной просвечивающей микроскопии, атомно-силовой микроскопии и т.д. [2]. Особое место в области измерений размеров наночастиц занимает метод фотонно-корреляционной спектроскопии (ФКС), выгодно отличающийся от других методов высокой точностью и скоростью измерений, а также отсутствием необходимости подготовки проб при исследовании жидкофазных сред, содержащих наночастицы [3].

Метод ФКС основан на анализе излучения рассеянного броуновскими частицами. Для исследования дисперсных систем используется теоретическая зависимость автокорреляционной функции интенсивности рассеянного излучения $G(\tau)$ от коэффициента диффузии D броуновских частиц. Точность метода ФКС снижается при наличии конвективных течений в кювете с исследуемой средой. Такие течения возникают по причинам тепловых и концентрационных неоднородностей исследуемой среды, которые обычно присутствуют продолжительное время (от единиц до десятков минут) после загрузки пробы [4]. Ранее были описаны методики аналитического расчета АКФ для случая полного внутреннего отражения (ПВО) [3], однако для аналитического расчета приходится

пренебрегать некоторыми тонкостями, что позволяет проводить расчеты только в области сравнительно больших времен. Мы предлагаем методику численного расчета, которая снимает данное ограничение на времена измерения АКФ. В работе [5] нами найден вид АКФ рассеянного излучения $G(\tau)$, в виде:

$$G(\tau) = E_0^2 \frac{e^{-\frac{k_x^2 D \tau}{3}}}{2\sqrt{\pi D \tau/3}} \int_0^\infty \int_0^\infty \left[e^{-\frac{3(z-z_0)^2}{4D\tau}} + e^{-\frac{3(z+z_0)^2}{4D\tau}} \right] e^{-\frac{z+z_0}{b_0}} \cos(k_z(z-z_0)) dz dz_0$$

Решение выражения (1) выполняем численно с использованием пакета математического моделирования Matlab. Расчеты проводились для излучения с длиной волны $\lambda = 1550$ нм, падающего под углом $\alpha = 85^\circ$ на границу раздела между стеклом ($n_1 = 1.54$) и суспензией ($n_2 = 1.33$) сферических наночастиц.

Для этих условий нашли графики АКФ $g(\tau)$ в схеме с НПВО и для обычной схемы проведения измерений (в объемном образце). Отличия обнаружены в области малых значений $D\tau$ (D – коэффициент диффузии). В этой области значение АКФ с НПВО убывает обратно пропорционально $D\tau$, а в области больших времен ее характер подобен функции автокорреляции в обычном случае. Получены также графики зависимости $g(\tau)$, рассчитанные для сферических частиц радиусами 1 нм, 10 нм и 100 нм.

Полученные функции автокорреляции могут быть использованы для нахождения размеров частиц в приведенной схеме эксперимента. Дополнительная особенность в области малых времен позволит сократить время измерения и повысить их точность.

Работа была поддержана фондом университета Квангвун в 2012 году.

Список литературы

1. Rotello V. Nanoparticle: building blocks for nanotechnology. Springer, 2004.
2. Jun Q., Chen Z., Chen J., Li Yu., Xu J., Sun Q. Two-dimensional angularly selective optical properties of gold nanoshell with holes. Opt. Express. 2012. V.20. N13. P.14614-14620.
3. Hosoda M., Sakai K., Takagi K. Measurement of anisotropic Brownian motion near an interface by evanescent light-scattering spectroscopy. Phys. Rev. E. 1998. 58(5). P.6280-6685.
4. Okishev K.N., Ivanov V.I., Kliment'ev S.V., Kuzin A.A., Livashvili A.I. The thermal diffusion mechanism of the nonlinear absorbing in nanoparticle suspensions. Atmospheric and Oceanic Optics. 2010. V.23. N2. P.106–107.
5. Krishtop V.V., Doronin I.S., Okishev K.N. Improvement of photon correlation spectroscopy method for measuring nanoparticle size by using attenuated total reflectance. Opt. Express. 2012. 20(23). P.25693-25699.

В.И. БУСУРИН, А.В. КАЗАРЬЯН,
М.А. ЖЕГЛОВ, О.Д. ДВОРНИКОВА

*Московский авиационный институт
(национальный исследовательский университет)*

ДАТЧИКИ ЛИНЕЙНЫХ УСКОРЕНИЙ НА ОСНОВЕ ОПТИЧЕСКОГО ТУННЕЛЬНОГО ЭФФЕКТА ДЛЯ СИСТЕМ УПРАВЛЕНИЯ ЛЕТАТЕЛЬНЫМИ АППАРАТАМИ

Рассмотрен вопрос построения датчиков линейных ускорений на основе оптического туннельного эффекта, предназначенных для измерения в широком диапазоне внешних воздействий окружающей среды и создания эффективных средств измерения для систем управления современными летательными аппаратами.

Создание современных систем автоматического управления летательными аппаратами требует применения высокоточных средств измерения, сочетающих способность работать в жестких условиях эксплуатации с хорошими массогабаритными характеристиками. Работа направлена на разработку принципов построения миниатюрных прецизионных высокоточных датчиков линейных ускорений на основе оптического туннельного эффекта, необходимых для повышения эффективности систем автоматического управления современными летательными аппаратами.

Основой преобразователей является оптический узел, на грани которого наблюдается полное внутреннее отражение. В случае, если рядом с гранью на расстоянии, сравнимом с длиной волны оптического излучения, расположена мембрана из оптического материала, наблюдается эффект оптического туннелирования – часть оптической мощности проходит из призмы через воздушный зазор в мембрану. Принцип действия преобразователей основан на зависимости мощности оптического излучения, отраженного от структуры «оптический узел – зазор – мембрана», от величины зазора. В качестве основного материала, как конструкционного, так и оптического, использовалось кварцевое стекло, обладающее высокой механической прочностью и температурной стабильностью, чем обеспечивается эксплуатация преобразователей в широком диапазоне температур, давлений, статических и вибрационных нагрузок [1].

Высокая чувствительность преобразователя, построенного на основе оптического туннельного эффекта, к изменению величины зазора позволяет конструировать миниатюрные датчики, чувствительные к линейному ускорению.

Чувствительность к линейному ускорению обеспечивается применением мембраны, прогиб которой происходит под воздействием внешних сил. Для увеличения чувствительности и помехозащищенности датчика предлагается использовать дифференциальную схему с двумя связанными структурами «волновод-зазор-мембрана», в которой смещение мембраны одновременно вызывает увеличение сигнала в одном канале и уменьшение в другом.

Теоретически и экспериментально исследован кварцевый преобразователь на основе эффекта оптического туннелирования с плоскопараллельным управляемым зазором. Рассчитаны характеристики преобразователя. Экспериментально исследована функция преобразования для случая коллимированного светового пучка. Определен рабочий диапазон, обеспечивающий максимальную чувствительность преобразователя. Исследована чувствительность преобразователя к термическому расширению элементов конструкции [2].

На основе статического и динамического моделирования характеристик преобразователя выполнен расчет функции преобразования датчика с регулируемым диапазоном измерения, а также проанализировано влияние быстродействия звеньев канала прямого преобразования и цепи обратной связи на динамические характеристики преобразователя [3].

Предложенный подход к построению датчиков угловой скорости и акселерометров создает основу для проектирования миниатюрных, способных работать в широком диапазоне внешних воздействий окружающей среды, преобразователей для систем автоматического управления современными летательными аппаратами.

Список литературы

1. Бусурин В.И., Горшков Б.Г., Коробков В.В. Волоконно-оптические информационно-измерительные системы. М.: Изд-во МАИ, 2012.
2. Бусурин В.И., Казарьян А.В., Чижов В.С., Звей Нэй Зо Исследование характеристик преобразователей электрического напряжения и температуры на основе оптического туннелирования. Мехатроника, автоматизация, управление. 2011. №12. С.40-44.
3. Бусурин В.И., Жеглов М.А., Казарьян А.В., Звей Нэй Зо Моделирование преобразователя давления на основе оптического туннельного эффекта с настраиваемым диапазоном измерения. Вестник МАИ. 2012. Т.19. №4. С.128-133.

И.В. ГОНЧАР, А.С. ИВАНОВ, А.Б. ФЕДОРЦОВ

Национальный минерально-сырьевой университет «Горный», Санкт-Петербург

ЛАЗЕРНЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИЙ МЕТОД КОНТРОЛЯ ТОЛЩИНЫ ПЛЕНОК И ПРИБОР ДЛЯ ЕГО РЕАЛИЗАЦИИ

Предложен новый комбинированный метод измерений толщины диэлектрических и полупроводниковых плёнок в диапазоне от 10 до 1000 мкм, который реализован в быстрореагирующем лазерном интерферометре. Описаны методы математической обработки сигнала, оптико-механический и электронный тракт, программное обеспечение и результаты испытаний прибора.

В настоящее время для контроля толщины слоев и пленок, прозрачных в видимой, или инфракрасной областях спектра, широко используются лазерные интерференционные методы. Одним из немногих методов, пригодных для измерения толщин «толстых» плёнок (10-.....1000 мкм), является лазерно-интерферометрический метод, предложенный Оямой и Мори [1]. Он позволяет измерить толщину пленки из угловой зависимости коэффициента отражения, подсчетом числа экстремумов, возникающих при изменении угла падения зондирующего лазерного луча на пленку в заданном угловом диапазоне.

Этот метод лег в основу разработанного и изготовленного нами быстрореагирующего лазерного интерферометра [2, 3]. Прибор обеспечивал 50 измерений в секунду, причём время одного измерения удалось снизить с 10 с [1] до $2 \cdot 10^{-3}$ с, что позволяет исследовать кинетику изменения толщины жидких плёнок. Погрешность определения толщины плёнок составляла единицы микрон. Для решения ряда задач требуется большая точность.

В результате разработки новых технических решений [4, 5] и создания методов математической обработки сигнала, реализованных в виде специализированного программного обеспечения [6] мы предложили и запатентовали [7, 8] новый комбинированный высокоточный метод измерения толщины «толстых» плёнок.

Предложенный метод математической обработки данных включает в себя: подсчет общего количества интерференционных максимумов зависимости коэффициента отражения $R(\theta)$ пленкой зондирующего луча (θ – изменяющийся в заданном диапазоне угол падения луча на пленку); предварительное определение диапазона толщин пленки подсчетом числа интерференционных максимумов; выделение из общего вида получаемой

экспериментальной зависимости $R(\theta)$ полупериода, в котором находится значение коэффициента отражения R , соответствующее выбранному заранее углу и считывание этой величины R ; расчет теоретической зависимости коэффициента отражения от толщины пленки $R(d)$, соответствующей выбранному значению θ ; построения функции $d(R)$, обратной для полупериода функции $R(d)$; нахождения точного значения толщины пленки d по значению аргумента из построенной кривой $d(R)$.

Технические характеристики интерферометра: частота дискретизации входного сигнала 3 МГц; диапазон измеряемых толщин: 10 – 1000 мкм; время одного измерения: $3 \cdot 10^{-4}$ с; погрешность измерений: 150 нм.

Список литературы

1. Ояма Т., Мори Д. Оптический метод измерения однородных толщин прозрачных твердых и жидких пленок в диапазоне около 0,01...1 мм. Приборы для научных исследований. 1987. №10. С.70–75.
2. Fedortsov A.B., Letenko D.G., Churkin Yu.V., Torchinski I.A., Ivanov A.S. A fast operating laser device for measuring the thicknesses of transparent solid and liquid films. Review of Scientific Instruments. 1992. V.63. N7. P.3579-3582.
3. Цинципер Л.М., Федорцов А.Б., Летенко Д.Г. Прибор для исследования кинетики растекания и испарения жидких пленок в реальном масштабе времени. Приборы и техника эксперимента. 1996. №1. С.154-157.
4. Иванов А.С., Манухов В.В., Федорцов А.Б., Чуркин Ю.В. Быстродействующий прибор для контроля угловой зависимости коэффициента отражения лазерного луча». Известия ВУЗов, Приборостроение. 2011. Т.54. №3. С.61–64.
5. Федорцов А.Б., Прокофьева К.Е. Применение гелий-неонового лазера в интерференционном методе измерения толщины пленок. Электронная техника (материалы), 1974. №4. С.117.
6. Программа для обработки данных программно-аппаратного комплекса «Автоматизированный быстродействующий лазерный интерферометр для контроля толщины прозрачных твердых и жидких пленок. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ, №2012611152.
7. Гончар И.В., Иванов А.С., Федорцов А.Б. Многократное повышение точности лазерно-интерферометрического метода измерения толщины «толстых» неметаллических пленок. Научно-технические ведомости Санкт-Петербургского государственного политехнического университета, серия физико-математические науки. 2012. №3. С.48–56.
8. Федорцов А.Б., Иванов А.С., Гончар И.В., Манухов В.В. Устройство для неразрушающего измерения толщины диэлектрических и полупроводниковых плёнок. Патент на полезную модель № 120490. Зарегистрировано в Госреестре полезных моделей РФ 20 сентября 2012 г.

Е.В. БАСИСТЫЙ, В.А. КОМОЦКИЙ
Российский университет дружбы народов, Москва

ДЕТЕКТИРОВАНИЕ МАЛЫХ УГЛОВЫХ ОТКЛОНЕНИЙ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА

Реализован новый способ измерения малых угловых отклонений лазерного пучка, основанный на взаимодействии пучка со ступенчатой фазовой структурой.

Схема экспериментального стенда для измерения малых колебаний представлена на рис. 1 [1]. Излучение лазера 1 направляется на отражающую поверхность 8, колебания которой вызывают отклонения отраженного лазерного пучка. После отражения, лазерный пучок фокусируется, с помощью линзы 2 на ступенчатой фазовой структуре (СФС) 3. Величина фазового перепада СФС – 180 градусов. СФС, деформирует исходный Гауссов пучок, в результате чего за фокальной плоскостью, на расстоянии, порядка $l_z > d_\phi^2 / \lambda$, где d_ϕ – размер фокального пятна линзы, λ – длина волны лазерного излучения, формируется пучок с двумя максимумами и глубоким провалом между ними. Соотношение интенсивностей максимумов зависит от взаимного расположения СФС и середины фокального пятна. Расчётные зависимости интенсивностей в максимумах дифракционной картины от смещения фокального пятна изображены на рис. 2.

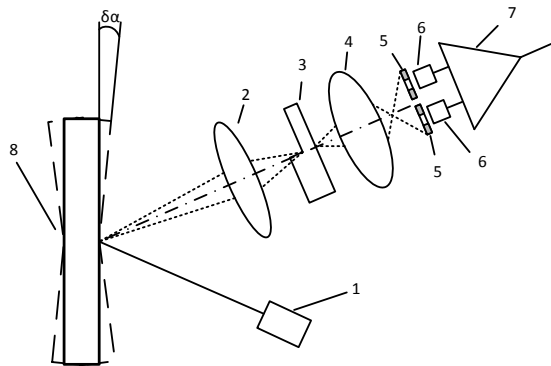


Рис. 1. Схема экспериментального стенда для измерения малых колебаний

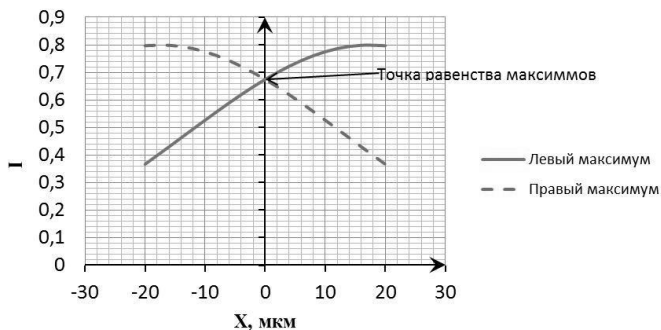


Рис. 2. Расчётные зависимости величин максимумов дифракционной картины от сдвига в плоскости, перпендикулярной направлению распространения лазерного излучения. Параметры расчёта: $\Phi = 180^\circ$, $z_0 = 25$ мм, $\rho_0 = 50$ мкм, $\lambda = 0,6328$ мкм

Далее лазерное излучение с помощью линзы 4 проецируется в область, где установлена пара пространственных фильтров 5. Пространственные фильтры выделяют области максимумов в пространственном спектре излучения. Интегральная интенсивность излучения в областях максимумов измеряется с помощью пары фотодиодов 6, выходы которых подключены к дифференциальному усилителю 7. На выходе дифференциального усилителя формируется сигнал разности интегральных мощностей в максимумах дифракционной картины. При колебаниях отражающей поверхности 8 происходит смещение центра Гауссова пучка относительно перепада СФС. Это приводит к перераспределению мощности лазерного излучения в максимумах дифракционной картины. На выходе дифференциального усилителя формируется сигнал, пропорциональный смещению колеблющейся поверхности 8.

Экспериментальным путем установлено, что чувствительность измерений новым методом составляет не менее 10^{-5} Рад при отношении сигнал/шум равном 3.

Список литературы

1. Басистый Е.В., Комоцкий В.А., Корольков В.И. Эффекты возникающие при дифракции лазерного пучка на ступенчатой фазовой структуре. Сборник трудов 9-й Международной конференции «ГолоЭкспо-2012», Голография. Наука и практика. С.45-49.

И.Н. ПАВЛОВ, Б.С. РИНКЕВИЧЮС

*Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва***ЛАЗЕРНАЯ ДИАГНОСТИКА КРИСТАЛЛИЗАЦИИ
ПОГРАНИЧНЫХ СЛОЕВ ЖИДКОСТИ**

Приведено описание адаптированной установки и методики проведения экспериментов по визуализации процессов кристаллизации капель жидкости при замерзании и высыхании водных растворов. Приведены результаты экспериментов исследований.

Целью данной работы являлось применение метода нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО) расширенного и сколлимированного лазерного пучка для диагностики процессов кристаллизации при охлаждении и испарении капель различных жидкостей и растворов. Для этого созданная ранее экспериментальная установка [1], которая была успешно использована для проведения экспериментов по визуализации испарения, охлаждения и растекания капель жидкости на поверхности измерительной призмы [2], была адаптирована для экспериментальных исследований по диагностике кристаллизации капель жидкости, находящихся в контакте с измерительной призмой. Метод НПВО позволяет визуализировать изменение показателя преломления контактирующей с призмой среды на расстоянии порядка сотен нанометров с чувствительностью по показателю преломления в четвертом знаке. Особенность созданной установки состоит в том, что она позволяет получать пространственное распределение показателя преломления по площади пятна контакта призмы с исследуемой средой, а не локальные или интегральные измерения.

Принцип работы установки состоит в следующем. Широкий коллимированный лазерный пучок падает на внутреннее основание измерительной стеклянной призмы под определенным углом в зависимости от цели эксперимента. Обычно этот угол подбирается близким к критическому углу ПВО для границы раздела призмы с исследуемой средой. Отраженный от этой границы пучок попадает на экран, изображение на котором регистрируется с помощью цифровой видеокамеры и записывается, а затем обрабатывается на компьютере. Так как коэффициент отражения от границы раздела зависит от соотношения показателей преломления, то при локальном изменении показателя преломления среды происходит локальное изменение интенсивности

отраженного пучка в соответствующем месте изображения. Таким образом, визуализируется как местоположение изменения свойств исследуемой среды, так и величина отклонения ее показателя преломления жидкости от начального значения. Изменение свойств среды визуализируется на глубине пристеночного слоя, порядка длины волны лазерного излучения.

На рис. 1 показаны примеры полученных изображений капли в процессе кристаллизации. В этих экспериментах капля помещалась между элементом Пельтье, который служил для охлаждения капли до температуры, меньшей температуры кристаллизации, и измерительной призмой.

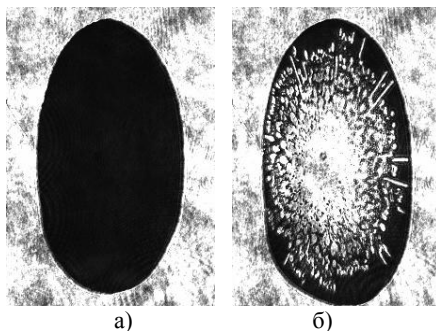


Рис. 1. Изображения пятна контакта призмы с каплей дистиллированной воды в жидкой (а) и кристаллической фазе (б)

В процессе дальнейшей работы планируется провести исследования зависимости характера кристаллизации капель от их объема, химического состава, расстояния между призмой и охладителем, шероховатостей контактирующих с каплей поверхностей.

Работа выполнялась при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 10-08-00936 и 12-08-31208).

Список литературы

1. Павлов И.Н., Ринкевичус Б.С., Толкачев А.В. Лазерный визуализатор неоднородности пристеночных слоев жидкости. Измерительная техника. 2010. №10. С.33-35.
2. Pavlov I.N., Rinkevichyus B.S., Tolkachev A.V. Visualization of physical processes in liquid drops on horizontal surface. 15 ISFV. Minsk. 2012. ISSN 978-5-8279-0093-1. P.18.

И.А. ШАШКОВА, Н.М. СКОРНЯКОВА

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ВИХРЕЙ МАРАНГони В КАПЛЕ ЖИДКОСТИ

В работе показано применение метода анемометрии по изображениям частиц для получения картин визуализации испаряющихся капель жидкости микролитрового объема. Приведены результаты, полученные в экспериментах с каплями дистиллированной воды и глицерина, испаряющимися с горизонтальной подложки.

Интерес к исследованию процесса испарения в жидких каплях связан с распространенностью этого явления в различных технологиях и устройствах, применяющихся в системах охлаждения, энергетических установках, микроэлектронной промышленности, а также при получении современных материалов. [1, 2].

Тепловые явления в объемах жидкости, имеющих относительно большую свободную поверхность и малый вертикальный размер, таких как капли, обусловлены в основном конвекцией Марангони. Это вид конвекции оказывает существенное влияние на тепломассоперенос и приводит к возникновению течений в объеме жидкости [3, 4].

Изучение потоков жидкости и газа тесно связано с развитием бесконтактных оптических методов, в том числе метода анемометрии по изображениям частиц (PIV) [5-7].

Для реализации PIV-метода необходимы оптическая система, состоящая из лазера и системы формирования лазерной плоскости (лазерного «ножа»), светоотражающие частицы, а также регистрирующий комплекс, включающий в себя цифровую камеру и компьютер со специальным программным обеспечением.

Принцип метода анемометрии по изображениям частиц заключается в следующем. Поток жидкости или газа засеивают частицами примеси. Размеры этих частиц должны быть достаточно малы, чтобы примесь не нарушала динамику потока. Измерительной областью служит сечение потока, подсвеченное лазерной плоскостью. Наименьший размер визуализирующих частиц ограничен мощностью рассеянного в измерительной области излучения. Сфокусированные изображения частиц в потоке регистрируются цифровой камерой. Необходимо сделать по крайней мере два кадра, выполненных через некоторый временной

интервал. Последующая обработка пар изображений проводится на компьютере. С помощью кросскорреляционного алгоритма определяют смещения частиц за время между двумя снимками, что позволяет построить поле проекций мгновенных скоростей в сечении потока.

В работе применялась экспериментальная установка, собранная на базе специализированного PIV-комплекса «FlowMaster» для исследования потоков жидкости и газа.

Импульсный твердотельный Nd:YAG- лазер с регулируемой выходной мощностью и система формирования лазерной плоскости осуществляют подсветку капли жидкости на горизонтальной подложке. В качестве визуализирующих частиц были выбраны стеклянные сферы диаметром 5,4 мкм. Хорошо перемешиваясь с водой, они достаточно медленно оседают на дно капли и способны перемещаться вместе с конвекционными течениями в объеме исследуемой жидкости.

Изображения частиц в лазерной плоскости регистрировались со скоростью 10 кадров/с и обрабатывались попарно в компьютерной программе «DaVis».

В работе исследовались капли дистиллированной воды и глицерина объемом 5 мкл. Картины визуализации движения жидкости при испарении были получены в виде полей векторов мгновенных скоростей в центральном сечении капли.

Список литературы

1. Abdelghaffar W.A., Elwardany A.E., Sazhin S.S. Effects of fuel droplet break-up, heating and evaporation in diesel engines. Proceedings of the World Congress on Engineering. London, U.K, 2011. V.3. P.2485-2490.
2. Терехов В.И., Шишкин Н.Е. Испарение капель воды с углеродными нанотрубками. Письма в ЖТФ. 2012. Т.38. Вып.1. С.51-57.
3. Зуев А.Л. Тепловая и концентрационная конвекция Марангони в тонких слоях жидкости. Дис. ... док. физ.-мат. наук. Пермь, 2009.
4. Hu W., Ohta A.T. Aqueous droplet manipulation by optically induced Marangoni circulation. Microfluidics and Nanofluidics. 2011. V.11. Is.3. P.307-316.
5. Скорнякова Н.М. Теневая фоновая визуализация испарения жидкости с твердой поверхности. Оптические методы исследования потоков: XI Межд. науч-технич. конференция: труды конференции. М.: МЭИ (ТУ), 2011. Доклад №16.
6. Скорнякова Н.М. Теневой фоновый метод и его применения. В кн. Современные оптические методы исследования потоков /под ред. Б.С. Ринкевичюса. М: Оверлей, 2011. С.93-106.
7. Kitzhofer J., Nonn T., Brückner C. Generation and visualization of volumetric PIV data fields. Experiments in Fluids. 2011. V.51. Is.6. P.1471-1492.

Н.А. ТАЛАЙКОВА¹, А.Л. КАЛЬЯНОВ¹, В.В. ЛЫЧАГОВ¹,
В.П. РЯБУХО^{1,2}, Л.И. МАЛИНОВА³

¹Национальный исследовательский Саратовский государственный университет

²Институт проблем точной механики и управления РАН, Саратов

³Саратовский НИИ кардиологии Росмедтехнологий

ДИФРАКЦИОННЫЙ ФАЗОВЫЙ МИКРОСКОП С НИЗКОКОГЕРЕНТНЫМ ИСТОЧНИКОМ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ФАЗОВЫХ ОБЪЕКТОВ

В работе описан дифракционный фазовый микроскоп (ДФМ), его оптическая схема и принцип обработки регистрируемых интерферограмм. Предложен лабораторный макет ДФМ для изучения фазовых объектов. В работе показана возможность изучения биологических объектов на примере эритроцитов в мазке крови.

В некоторых современных оптических микроскопах используются оптические схемы различных интерферометров, которые чувствительны к акустическим шумам [1]. Эта работа основана на дифракционной фазовой микроскопии [2], которая устойчива к внешним вибрациям. Этот метод предназначен для исследований прозрачных фазовых объектов, например, в биологических и медицинских исследованиях [2].

Схема дифракционного фазового микроскопа представлена на рис. 1. Дифракционный фазовый микроскоп представляет собой обычный оптический микроскоп, вместо окуляра которого установлен дифракционный фазовый модуль. Дифракционный фазовый модуль включает в себя дифракционную решетку, 2 линзы, пространственный фильтр и цифровую камеру. Прошедший через дифракционную решетку свет формирует дифракционные порядки, из которых 2 проходят через пространственный фильтр и интерферируют между собой. Один из них содержит полную информацию об объекте, представляя собой объектное плечо интерферометра, второй фильтруется пространственным фильтром и содержит только низкочастотные пространственные компоненты, являясь опорным плечом. В плоскости считывающего детектора свет обоих прошедших дифракционных порядков накладывается и интерферирует.

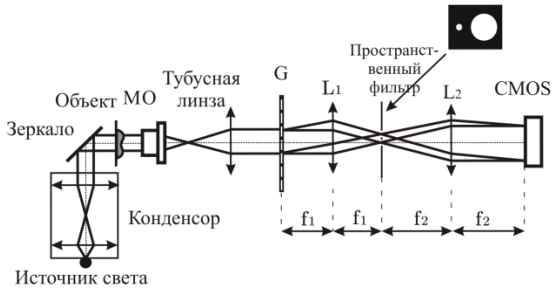


Рис. 1. Оптическая схема дифракционного фазового микроскопа: МО – микрообъектив, G – дифракционная решетка, L_1 и L_2 – линзы, CMOS – детектор

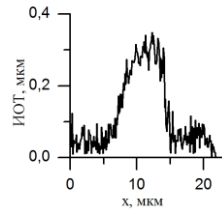


Рис. 2. Изменение оптической толщины клетки крови

В рассматриваемой схеме дифракционного фазового микроскопа регистрируется изменение фазового набега в объектном плече интерферометра относительно опорного. В области объекта наблюдается изгиб интерференционных полос. К интерференционной картине были применены алгоритмы преобразования Гильберта [3] и развертки фазы. Полученный фазовый портрет описывает изменение оптической толщины (ИОТ) исследуемого объекта. По рассчитанному фазовому портрету было определено изменение оптической толщины эритроцита вдоль центра клетки. График зависимости ИОТ от пространственной координаты представлен на рис. 2.

Метод дифракционной фазовой микроскопии может применяться для диагностики функционального состояния биологических структур и в исследовательских целях.

Список литературы

1. Lychagov V.V., Ryabukho V.P., Kalyanov A.L., Smirnov I.V. Polychromatic low-coherence interferometry of stratified structures with digital interferogram recording and processing. *Journal of Optics*. 2012. V.14. No.1. P. 015702-12
2. Bhaduri B., Pham H., Mir M., Popescu G. Diffraction phase microscopy with white light. *Opt. Lett.* 2012. V.37. N.6. P.1094-1096.
3. Ikeda T., Popescu G., Dasari R., Feld M. Hilbert phase microscopy for investigating fast dynamics in transparent systems. *Opt. Lett.* 2005. V.30. N.10. P.1165-1167.

Е.А. ВОРОНЦОВА, А.К. ЧЕРНЫШОВ

*Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН***MQW ДИОДНЫЙ ЛАЗЕР С ДВУМЯ ВНЕШНИМИ
ОТРАЖАТЕЛЯМИ ДЛЯ ГАЗОАНАЛИЗА**

Предложена схема короткого внешнего резонатора, образованного двумя тонкими покровными стеклами и выходной гранью излучателя, позволяющая обеспечить одномодовую генерацию, несмотря на широкий контур оптического усиления. С помощью MQW диодного лазера с тандемным внешним резонатором выполнена спектроскопия паров воды вблизи 829 нм.

Благодаря появлению перестраиваемых по частоте лазеров в газоанализе достигнута разрешающая способность, определяемая уширением спектральных линий вещества, и осуществлено детектирование с чувствительностью ограниченной дробовыми шумами. В качестве источников когерентного излучения в газоанализаторах удобно использовать диодные лазеры (ДЛ). Это обусловлено тем, что ДЛ позволяют осуществлять спектральную перестройку и модуляцию оптической частоты через изменение тока накачки. В результате отпадает потребность в оптических модуляторах.

Для перекрытия максимального спектрального интервала необходимы излучатели с большой шириной контура оптического усиления, в пределах которого возможна перестройка лазерной частоты. С этой точки зрения перспективны диодные лазеры с несколькими квантовыми ямами (MQW) в активной области. Типичные значения ширины контура оптического усиления MQW-лазеров достигают 100 нм [1], в то время как у ДЛ с объемной активной областью этот параметр составляет около 25 нм. Однако широкий контур оптического усиления способствует одновременной генерации излучателем нескольких продольных мод, что затрудняет интерпретацию спектров поглощения.

Методом устранения многомодовой генерации ДЛ, который сохраняет компактность, механическую стабильность и простоту эксплуатации, является установка тонкой стеклянной пластинки вблизи выходной грани излучателя [2]. Пластика формирует совместно с выходной лазерной гранью низкодобротный интерферометр, который эффективно прореживает спектр продольных мод ДЛ за счет конкуренции по усилению. Для селекции мод вдоль широкой полосы оптического усиления MQW-лазеров стеклянная пластинка должна располагаться

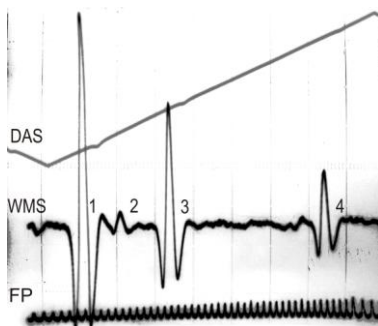


Рис. 1. Спектр H_2O : DAS – прямая абсорбционная спектроскопия; WMS – спектроскопия с модуляцией длины волны; FP – резонансы контрольного интерферометра Фабри-Перо ($\text{FSR}=1,5$ ГГц). Линия 1 ($12053,3691 \text{ см}^{-1}$) соответствует переходу $2,1,1 (3_{2,2}) \leftarrow 0,0,0 (4_{2,3})$. Величина непрерывной токовой перестройки диодного лазера между линиями 1 и 4 составляет $1,7 \text{ см}^{-1}$

слишком близко к выходной грани лазерного кристалла, что вызывает опасность повреждения излучателя. В качестве альтернативы вблизи выходной грани MQW-лазера были размещены две тонкие (~ 160 мкм) покровные стеклянные пластинки. В результате получилась система из двух внешних интерферометров с приблизительно равными длинами, что эквивалентно очень тонкому интерферометру, который обеспечивает выделение единственной лазерной моды в широком спектральном интервале. При этом из-за низкой добротности внешних интерферометров диапазон непрерывной токовой перестройки лазера практически не ограничивается. В качестве демонстрации эффективности предложенного подхода с помощью MQW-лазера (Roithner Lasertechnik ELD83NPT50) с двумя внешними отражателями прописаны линии поглощения паров воды около 829 нм (рис. 1).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 12-02-31900 мол_а) и поддержке УНК ФИАН.

Список литературы

1. Kwon O., Kim K., Sim E.D., Kim J.H., et. al. Asymmetric multiple-quantum-well laser diodes with wide and flat gain. Opt. Lett. 2003. V.28. №22. P.2189-2191.
2. Zybin A., Niemax K. Improvement of the wavelength tenability of etalon-type laser diodes and mode recognition and stabilization in diode laser spectrometers. Spectrochimica Acta. Part B. 1997. V.52. P.1215-1221.

А.А. БАЛАШОВ, В.А. ВАГИН, В.В. КРАДЕЦКИЙ,
А.И. ХОРОХОРИН, М.А. ШИЛОВ

Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, Москва

ОПТОВОЛОКОННЫЙ ФУРЬЕ-СПЕКТРОМЕТР

В работе рассмотрен разработанный и изготовленный макетный образец оптоволоконного фурье-спектрометра.

Предлагаемый прибор должен лечь в основу системы экспресс контроля технологических процессов на всех его стадиях от контроля сырья до контроля получаемой продукции, что обеспечит высокое качество этой продукции и снизит затраты на ее производство. Для измерения спектральных свойств исследуемых химических веществ, находящихся в жидкостной или газовой фазах, в режиме реального времени, предложены конструкции специальных оптических приставок.

В состав макетного образца оптоволоконного фурье-спектрометра входят:

1. Блок источника ИК излучения.

В качестве источника ИК излучения используется малогабаритный источник, выполненный на базе нихромового нагревателя, запеченного в специальную керамику.

2. Блок интерферометра.

Интерферометр построен на базе интерферометра Майкельсона, в качестве приемника ИК излучения используется пироэлектрический или КРТ приемник. Светоделитель и компенсатор для обеспечения рабочего спектрального диапазона изготавливаются из монокристаллического КВг.

3. Система управления и обработки спектральной информации.

Система управления и обработки спектральной информации предназначена для управления оптико-механическим блоком фурье-спектрометра и регистрации интерферограммы, предварительной обработки полученных прибором данных, формирования пакетов научной и служебной информации и передачи их в компьютер.

4. Специальное программное обеспечение.

Программный пакет обеспечивает задание параметров эксперимента и управление работой спектрометра, обработку, вывод и сохранение зарегистрированной спектральной информации.

5. Компьютер.

6. Оптоволоконные зонды и приставки.

Оптоволоконный зонд является устройством измерения спектральных характеристик жидкостей или газов непосредственным его погружением в исследуемый объект. Это позволяет проводить соответствующие измерения в удаленных от спектрометра местах без пробоподготовки. Зонд соединяется входным концом оптоволоконного кабеля через оптоволоконный разъем с источником ИК излучения, а выходным концом через оптоволоконный разъем с входом блока интерферометра.

Макетный образец оптоволоконного фурье-спектрометра имеет следующие технические характеристики.

1. Спектральный диапазон работы прибора, см^{-1} 600 – 3000.
2. Спектральное разрешение, см^{-1} до 3.0.
3. Линия стопроцентного пропускания в рабочем спектральном диапазоне лежит в пределах, % ± 2 .
4. Время одного измерения при накоплении в 16 сканов не превышает, мин 2.0.

На рис. 1 показана фотография макетного образца оптоволоконного фурье-спектрометра.

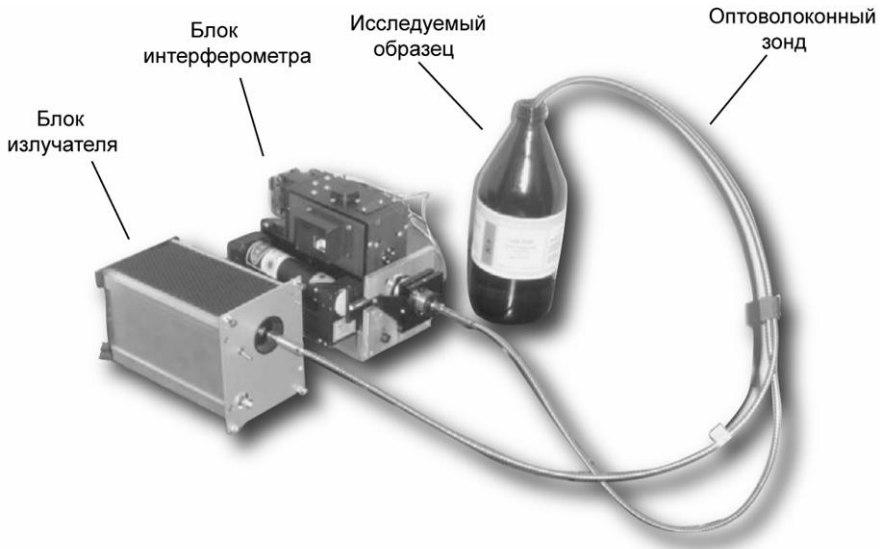


Рис. 1. Макетный образец оптоволоконного фурье-спектрометра

В.А. ПЕТУХОВ, М.А. СЕМЕНОВ, С.П. БЕЛОВ¹,
И.В. КОМЛЕВ², О.В. ПОНОМАРЕВА²

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

¹Брянский государственный университет им. И.Г. Петровского

²ООО НПФ «Делтарус», Долгопрудный

ГЕНЕРАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НОВЫХ ЭФФЕКТИВНЫХ ЛАЗЕРНЫХ КРАСИТЕЛЕЙ

Измерены перестроечные кривые и КПД новых красителей, относящихся к классу периинденонов. Они эффективно генерируют в красной области, превосходя по ширине области перестройки лучшие известные вещества.

Несмотря на развитие твердотельных лазеров и методов нелинейной оптики лазеры на красителях остаются самыми удобными приборами для получения узкополосного перестраиваемого по длинам волн излучения. Лазерный эффект был продемонстрирован более чем у тысячи органических веществ, однако для красной области не найдены столь же эффективные красители, как для зеленой и желтой областей (родамины, пиррометены). Поэтому синтез новых красителей остается актуальным.

В данной работе приведены результаты генерационных испытаний новых красителей при накачке излучением второй гармоники неодимового лазера и проведено сравнение с известными веществами.

Для практических применений важно иметь не только большой КПД генерации, но и широкую область перестройки без смены вещества, поэтому для всех исследованных красителей были измерены как энергии генерации при разных уровнях накачки в широкополосном резонаторе, так и перестроечные кривые в селективном резонаторе.

В целях корректного сравнения веществ селекция длины волны осуществлялась призмами, поскольку дифракционные решетки не обеспечивают одинаковой добротности в широкой области спектра.

Энергии накачки и генерации измерялись калориметрическими головками, длина волны измерялась лазерным волномером. Прокачка раствора красителя не применялась, для устранения влияния наведенных тепловых неоднородностей частота повторений не превышала 0,1 Гц.

Результаты измерений новых красителей и веществ сравнения в этаноле приведены в таблице.

№	Вещество	Селективный резонатор		Широкополосный резонатор	
		Максимум генерации, нм	Область перестройки, нм	Дифф. КПД, %	Пороговая накачка, мДж
1	С-9	600	577-681	43	7,4
2	С-108	602	590-640	46	7,9
3	С-153	603	565-689	35	9,3
4	С-114	605	572-687	39	7,3
5	999	605	576-674	41	6,7
6	С-4	607	565-666	40	7,7
7	С-112	610	565-681	30	10,0
8	М-162	612	590-675	44	6,6
9	С-119	615	576-681	28	9,4
10	С-61	616	585-674	39	9,8
11	№ 2	620	596-663	23	11,0
12	М-147	620	578-677	45	5,9
13	152Т	623	595-678	25	9,1
14	П-63	635	590-680	25	8,5
15	П-17	640	600-680	34	7,0
16	П-44	640	590-694	36	7,1
17	П220	711	650-755	29	12,4
18	П-175	690	624-725	24	9,8
19	П-207	706	641-756	32	13,0
20	Родамин101	612	593-665	42	4,6
21	ДСМ	625	595-691	28	7,4
22	Пиридин1	700	654-746	27	18,8
23	Пиридин2	717	673-768	18	16,6

Как видно из таблицы, почти все новые красители имеют очень широкую область перестройки, а некоторые из них и по КПД превосходят обычно применяющиеся на тех же длинах волн вещества.

М.В. СИДОРОВА, А.В. ДИВОЧИЙ,
А.А. КОРНЕЕВ, Г.Н. ГОЛЫЦМАН

Московский педагогический государственный университет

СПЕКТРАЛЬНАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ СВЕРХПРОВОДНИКОВОГО ОДНОФОТОННОГО ДЕТЕКТОРА

В работе представлены результаты исследования спектральной чувствительности сверхпроводникового однофотонного детектора на основе пленки NbN.

В настоящее время растет интерес к быстрым и высокочувствительным однофотонным детекторам инфракрасного диапазона. Такие детекторы требуются как для научных исследований, таких как астрономия ИК диапазона или исследование однофотонных излучателей на квантовых точках, так и для практического применения: для неразрушающего тестирования интегральных микросхем методом PICA, передачи квантовокриптографического ключа, дистанционного измерения температур и теплого излучения различных тел. Применение высокочувствительных однофотонных детекторов в классических линиях связи позволяет либо совсем отказаться от дорогостоящих оптических усилителей, либо уменьшить их количество.

Одним из перспективных типов однофотонных детекторов является сверхпроводниковый однофотонный детектор (Superconducting Single Photon Detector – SSPD). По скорости счета, временному разрешению, уровню темновых срабатываний SSPD существенно превосходят однофотонные лавинные диоды, обеспечивая скорость счета ~ 100 МГц.

На рис. 1 представлена топология SSPD чипа. Сверхпроводниковый однофотонный детектор представляет собой чувствительный элемент, расположенный в центре чипа между двумя золотыми контактами. В качестве чувствительного элемента выступает ультратонкая полоска шириной порядка 100 нм изготовленная из пленки NbN, толщиной 3.5 нм, и изогнутая в виде меандра, заполняющего площадь 7×7 мкм². Принцип действия детектора основан на переходе в резистивное состояние небольшой части сверхпроводящей полоски с током при поглощении фотона. Возникающий при этом в токнесущей пленке резистивный барьер приводит к появлению импульса напряжения на контактах детектора.

Неидеальность пленки и сложность технологических процессов при изготовлении SSPD приводит к разбросу основных характеристик детекторов, изготовленных в одном технологическом процессе. Было проведено изучение разницы между детекторами с высокой и низкой квантовыми эффективностями (QE) в ближнем ИК диапазоне и определении причин приводящих к такому разбросу. Для этого были проведены измерения спектральной чувствительности образцов с высокой и низкой квантовыми эффективностями, равные на длине волны 1.2 мкм 7% и 1% соответственно. Исследования проводились в диапазоне длин волн 0.4-1.5 мкм, при температуре $T=4.2$ К, при этом устанавливался ток близкий к критическому току I_c соответствующего образца.

Экспериментальные данные показали, что, несмотря на большую разницу в чувствительности в ближнем ИК диапазоне чувствительность детекторов в видимом диапазоне становится одинаковой и перестает зависеть от длины волны. А с уменьшением энергии фотона (при продвижении в длинноволновую область спектра) разница в эффективности детектирования растет. На рис. 2 представлена зависимость отношения квантовых эффективностей хорошего к плохому образцу от длины волны. Как известно из [1] такое поведение спектральной чувствительности может говорить о том, что у детектора с низкой QE существуют неоднородности (слабые места, дефекты) ограничивающие транспортный ток, текущий в полоске.

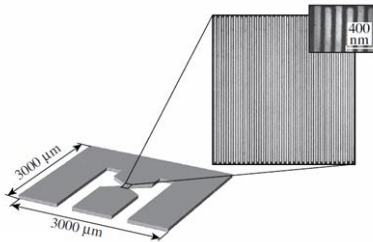


Рис. 1. Топология детектора

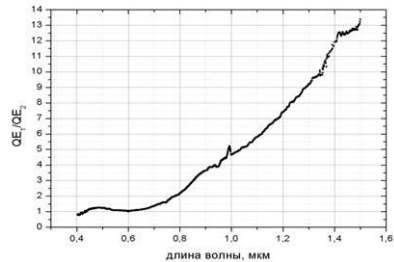


Рис. 2. Зависимость отношения квантовых эффективностей

Список литературы

1. Gol'tsman G., Minaeva O., Korneev A., Tarkhov M., et. al. Middle-Infrared to visible-light ultrafast superconducting single-photon detector. IEEE Trans. on Applied Superconductivity. 2007. V.17. Is.1. P.246-251.

П.В. КОРОЛЕНКО, Ю.В. РЫЖИКОВА

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

УСТОЙЧИВОСТЬ ФРАКТАЛЬНЫХ ПРИЗНАКОВ В ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ АПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР

Показано, что в полях дифракции излучения на 1D, 2D и 3D аperiodических структурах с различными типами симметрии самоподобия в широком диапазоне углов падения присутствуют устойчивые к сохранению своей формы фрактальные фрагменты. Полученные результаты могут стать основой для разработки метода фрактальной диагностики особенностей структуры аperiodических систем.

В современной оптике значительное место занимает исследование аperiodических (квазиperiodических) структур. Аperiodические дифракционные решетки, фокусаторы и фотонные кристаллы значительно расширили элементную базу фотоники. Аperiodические оптические элементы подобно квазикристаллам [1] часто обладают симметрией самоподобия, приводящей к дальнему порядку в их структуре. Симметрия самоподобия приводит также к наличию фрактальных признаков в фурье-образах аperiodических структур, сопряженных с соответствующими картинами дифракции [2]. Путем обнаружения и фиксации фрактальных признаков можно делать важные выводы об особенностях структурной морфологии изучаемого объекта.

Однако развитие указанного типа диагностики сдерживается недостатком информации о зависимости фрактальных признаков от вида симметрии самоподобия и степени их устойчивости в картинах дифракции по отношению к изменению условий регистрации дифрагирующих волн.

В данной работе устойчивость фрактальных признаков рассматривается на основе численного моделирования с использованием аппарата фрактального и корреляционного анализа. Процессы дифракции последовательно рассмотрены для 1D, 2D и 3D объектов, построенных с использованием единого алгоритма. Согласно этому алгоритму аperiodическая структура получалась из periodической путем удаления из нее части рассеивающих центров. Порядок удаления регламентировался соответствующей аperiodической числовой последовательностью P_m с чередующимися нулями и единицами. Такая последовательность может иметь вид последовательности Фибоначчи: $P_m = 10100101001001\dots$, где m – номер элемента последовательности

($0 < m < J$). Структуры 2D и 3D с характерной для системы Фибоначчи симметрией самоподобия несложно построить, используя матрицы $Q_{mn} = P_m P_n$ и $Q_{mnk} = P_m P_n P_k$, где ($0 < n, k < J$). Положение единиц в последовательности P_m , а также в матрицах Q_{mn} и Q_{mnk} определяет положение рассеивающих центров. Используя фурье-образ полученных структур, можно найти форму распределения амплитуды поля в дифракционной картине при наклонном падении излучения.

Расчеты показали, что в широком интервале углов падения волны на апериодическую структуру независимо от ее размерности и типа симметрии в дифракционной картине можно выделить устойчивые с точки зрения сохранения своей формы фрактальные фрагменты, характеризующиеся определенным соотношением интенсивности дифракционных максимумов. В качестве примера на рис. 1 приведено характерное для системы Фибоначчи распределение интенсивности I по дифракционным максимумам в одном из подобных фрагментов.

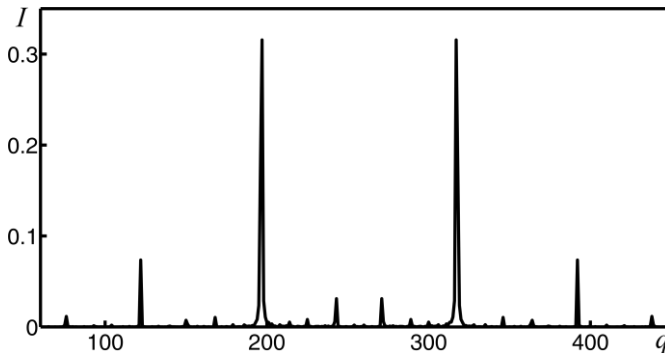


Рис. 1. Фрагмент спектра для 1D системы Фибоначчи

Количественная оценка фрактальных признаков проводилась на основе представлений о кластерной (массовой) размерности [3].

Таким образом, полученные в данной работе результаты могут стать основой для разработки метода фрактальной диагностики особенностей структуры апериодических систем разного назначения.

Список литературы

1. Векилов Ю.Х., Черников М.А. Квазикристаллы. УФН. 2010. Т.180. №6. С.561-586.
2. Зотов А.М., Короленко П.В., Мишин А.Ю. Скейлинг в оптических характеристиках апериодических структур с симметрией самоподобия. Кристаллография. 2010. Т.55. №8. С.965-971.
3. Федер Е. Фракталы. М.: Мир, 1991.

Ю.В. РЫЖИКОВА, С.Б. РЫЖИКОВ

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

ФОРМИРОВАНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ НАНОСТРУКТУР В ОПТИЧЕСКОЙ ЛИТОГРАФИИ

Проведено численное моделирование формирования фотолитографического изображения субмикронных структур, составленных из металлических расщепленных колец и П-образных элементов. Приводятся оценки минимальных размеров изображения зазоров между элементами при изменении параметров оптической системы с учетом частичной когерентности источника освещения. Проводится анализ устойчивости полученных геометрических характеристик на этапе экспонирования.

При создании перспективных метаматериалов, искусственных композитных структур из субволновых частиц для диапазонов от СВЧ до субмиллиметрового, широко используются структуры, составленные из металлических расщепленных колец (SRR-резонаторы) [1]. При переходе к оптическим частотам обычно происходит замена элементов в виде круглых колец с зазором на П-образные элементы (П-образные резонаторы), широко используемые для формирования метапленок.

В настоящей работе проводится исследование формирования оптического изображения субмикронных структур, составленных из металлических расщепленных колец (ширина 200 нм и радиусом 600 нм) и П-образных элементов (толщина ножек 200 нм, высота фигуры 600 нм) с учетом частичной когерентности источника освещения спектральным методом фотолитографии [2, 3]. Величины зазоров между элементами и в самих элементах варьировались в широких пределах. Проводимые исследования производились на длинах волн источника света $\lambda = 248, 193$ нм при оптимальных параметрах оптической системы: параметра когерентности $\sigma = 0,55$ и числовой апертуры проекционного объектива $NA = 0,6$, подобранных с учетом применимости скалярного приближения теории дифракции и минимизации искажений, вносимых в изображение на этапе экспонирования.

Нами были изучены как бинарные, так и фазовые конфигурации резонансных элементов при сдвиге фаз между соседними элементами на π . Для примера приведем график зависимости расстояний между соседними изображениями SRR-микрорезонаторов – d от размеров зазора между ними в предметной области (маски) – g , как в бинарном (кривые 1 и 4), так и фазовом случае (кривые 2 и 3) при $\lambda = 248$ нм.

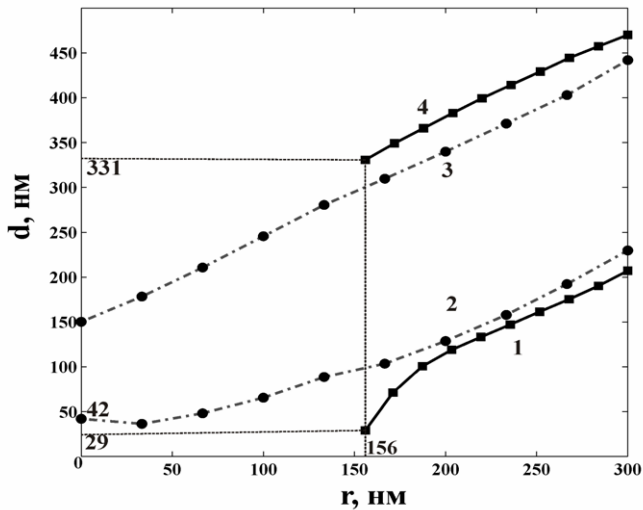


Рис. 1. Кривые соответствия расстояний между SRR-микрорезонаторами в области изображения d и маски g : 1, 2 в среднем сечении $y = 2$ мкм; 3, 4 в сечении вблизи зазора при $y = 2,4$ мкм

На рис. 1 отмечены минимальные размеры, как в области изображения, так и на маске, начиная с которых изображение удовлетворяет критерию устойчивости [3]. Как видно из приведенного графика в среднем сечении наименьший размер изображения можно получить при помощи бинарной конфигурации, размещая микрорезонаторы на расстоянии $g = 156$ нм друг от друга. Однако в сечениях вблизи краев резонаторов ситуация меняется, и уже с помощью фазовой конфигурации можно достичь меньших размеров.

Для П-резонаторов удалось получить размеры зазоров между их изображениями существенно меньше λ (~ 90 нм при $\lambda = 193$ нм (бинарная конфигурация)). Полученные геометрические характеристики изображений позволяют оценить плотность элементов на метаплёнке.

Список литературы

1. Hesmer F., Tatartschuk E., et al. Phys Stat Sol B. 2007. V.244. P.1170-1174.
2. Белокопытов Г.В., Рыжикова Ю.В. Вестник Моск. Ун-та. Серия 3. Физика, астрон., 2009. №2. С.41-43.
3. Белокопытов Г.В., Рыжикова Ю.В. Известия РАН. Серия физическая, 2008. Т.72. №1. С.88-91.

В.Б. ШАЛИН, А.Н. ТРОПИН

*Санкт-Петербургский государственный университет
аэрокосмического приборостроения*

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИОННЫХ СТРАТЕГИЙ И ГЕНЕТИЧЕСКИХ АЛГОРИТМОВ В РЕШЕНИИ ЗАДАЧ СИНТЕЗА ОПТИЧЕСКИХ ПОКРЫТИЙ

В работе представлен новый подход к решению задач проектирования многослойных оптических покрытий с использованием эволюционных стратегий на основе генетических алгоритмов. Рассмотрены основные преимущества данного метода проектирования оптических покрытий.

Расширение спектрального диапазона работы оптических приборов в ультрафиолетовую и видимую области спектра приводят к усложнению конструкций интерференционных покрытий, наносимых на преломляющие и отражающие грани оптических элементов. Под конструкцией интерференционных покрытий понимаются толщины слоёв, из которых формируются покрытия, и показатели преломления плёнообразующих материалов этих слоёв. Покрытие может состоять из десятков слоёв разной толщины и состава. Выбор конструкции, спектральная характеристика которой удовлетворяла бы заданным требованиям, является достаточно сложной задачей, часто не имеющей однозначного решения. Для проектирования многослойных оптических покрытий, в основном, используется подход, основанный на минимизации оценочной функции – функции качества [1]. Существующие на сегодняшний день программы синтеза не только трудоёмки и требуют больших временных затрат, но не всегда дают однозначное решение. Примером таких программ могут служить метод градиентного спуска и переборный метод. Для реализации метода градиентного спуска необходимы громоздкие вычисления градиента функции качества, при этом не исключена вероятность попадания функции качества в локальный оптимум. При решении задач синтеза методом перебора требуются большие временные затраты для вычисления функции качества в каждой точке пространства.

В настоящее время в задачах многопараметрической оптимизации и проектирования в различных областях науки и техники получили развитие генетические алгоритмы, которые позволяют находить оптимальное решение задач синтеза. Основными задачами в адаптации генетического алгоритма для решения задач многопараметрической

оптимизации и проектирования оптических покрытий являются разработка и исследование генетических операторов кроссинговера, мутации и селекции [2], выбор способа кодирования альтернативных решений. Применительно к задачам проектирования оптических покрытий основное отличие этих методов заключается в том, что в процессе нахождения оптимального решения нет необходимости вычислять производные функции качества, что существенным образом сказывается на быстродействии и эффективности алгоритмов. В основе работы генетических алгоритмов лежит моделирование некоторых механизмов популяционной генетики: манипулирование хромосомным набором при формировании генотипа новой особи путем наследования участков хромосомных наборов родителей (кроссинговер), случайное изменение генотипа, известное в природе как мутация. Также важным механизмом, заимствованным у природы, является процедура естественного отбора, направленная на улучшение от поколения к поколению приспособленности членов популяции. Генетический алгоритм – это комбинация двух методов: переборного и градиентного спуска. Механизмы скрещивания и мутации реализуют переборную часть метода, а отбор наилучших решений – метод градиентного спуска. Генетический алгоритм осуществляет одновременный поиск по многим направлениям за счет использования популяции возможных решений.

Так же одним из преимуществ методов, использующих генетические алгоритмы, является получение не единственного квазиоптимального решения, а набора альтернативных решений с заданной точностью удовлетворяющих требованиям. Из полученных решений выбирается наиболее подходящая структура покрытия. Критерием выбора могут служить результаты исследования воспроизводимости спектральных характеристик покрытий, анализ устойчивости к ошибкам в толщинах и показателей преломления каждого слоя покрытия [3], или результаты предпроектировочного анализа.

Список литературы

1. Baumeister P. Design of Multilayer Filters by Successive Approximations. J. Opt. Soc. Amer. 1958. V.48. P. 955-957.
2. Шалин В.Б., Тропин А.Н. Синтез оптических покрытий с применением генетических алгоритмов. Научно-технический вестник ИТМО. 2011. №5(75). С.1-5.
3. Шалин В.Б. Проектирование оптических покрытий с устойчивыми спектральными характеристиками с применением генетических алгоритмов. I Всероссийский Конгресс молодых ученых. Сборник тезисов. СПб, 2012. С.23-24.

Н.В. МАСАЛЬСКИЙ

*Научно-исследовательский институт системных исследований РАН, Москва***ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫЙ РЕШЕТЧАТЫЙ ЭЛЕМЕНТ СВЯЗИ ДЛЯ ВОЛНОВОДОВ «КРЕМНИЙ НА ИЗОЛЯТОРЕ»**

Обсуждаются вопросы реализации высокоэффективной оптической связи волновода со структурой «кремний на изоляторе» и оптоволокна при помощи решетчатого элемента. Принцип работы основан на дифракции света на дифракционной решетке, параметры которой выбираются таким образом, чтобы обеспечить наибольшую эффективность связи. Топология решетки: длина, ширина и параметры канавок (глубина и ширина) оптимизируются численно. Для одномодовых волновода и оптоволокна максимальная эффективность связи равна 61% на длине волны 1550 нм для оптической волны ТЕ поляризации.

Задача реализации высокоэффективной оптической связи волновода со структурой «кремний на изоляторе» (КНИ) и оптоволокна при помощи решетчатого элемента, которая обсуждается в данной работе, схематично показана на рис. 1. КНИ волновод представляет собой кремниевую пленку поверх погруженного оксидного слоя на кремниевой подложке.

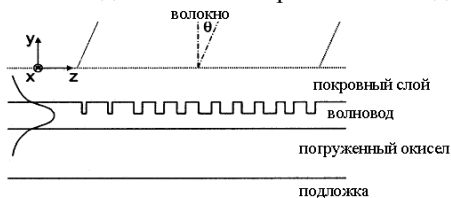


Рис. 1. Схема связи волокно-КНИ волновод

Решетка вытравлена в кремниевой пленке. Канавки решетки инвариантны в x направлении. При этом КНИ волновод имеет конечную ширину. Поверх кремния есть соответствующий слой окиси кремния для согласования показателей преломления волокна и волновода. Торцевой конец волокна располагается под небольшим углом. Угол θ между осью волокна и нормалью к поверхности волновода в дальнейшем будем полагать, составляет менее 0.14 рад. Это значение выбрано для того, чтобы избежать отражения от поверхности элемента.

Прототип элемента представляет собой 20 канавок и, соответственно, 19 промежутков, толщины волновода – 210 нм, погруженного оксида – 945 нм, покрывного слоя – 1 мкм. При оптимизации топологии решетки

учитывалось технологическое ограничение на изменение размера (ширины), которое составляет 5 нм. Рассчитанная зависимость эффективности связи по длине волны для структуры с минимальной шириной канавки 30 нм и глубиной 100 нм показана на рис. 2а, кривая 1. Максимальная эффективность связи равна 61% на длине волны 1550 нм. В диапазоне волн 1532-1567 нм потери данной структуры меньше чем 1 дБ, нежелательные (вторичные) отражения от волноводной поверхности составляют 25 дБ. Элемент – чувствительный поляризатор. Эффективность связи для ТМ моды порядка 22 дБ. На рис 2б приведена зависимость эффективности связи от толщины погруженного окисла.

Оценить влияние глубины травления канавки позволяют результаты моделирования, приведенные на рис. 2а, где показаны нормированные зависимости эффективности связи для различных глубины травления. При отклонении на 10 нм максимальная эффективность связи остается приблизительно одинаковой, однако диапазон длин волн сдвигается на 10 нм вверх при уменьшении глубины и вниз при ее увеличении. Этот сдвиг может быть компенсирован корректировкой угла наклона волокна, но для большинства приложений глубину травления нужно воспроизводить очень точно. Для оценки влияния отклонения ширины канавки, мы моделировали структуру со статистическими ошибками по ширине канавок по методу Монте-Карло. Когда распределение ошибок нормальное с полушириной 10 нм, то результирующая эффективность связи практически не снижается, а спектр смещен несколько нанометров вниз.

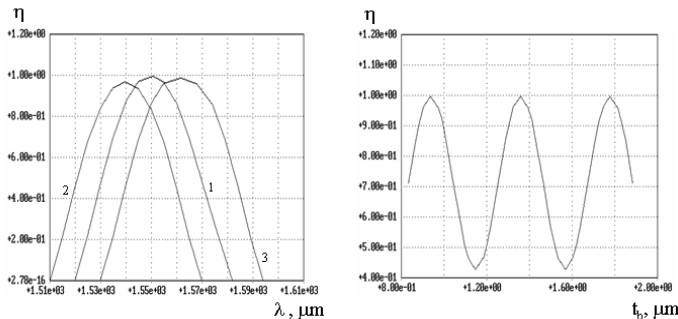


Рис. 2. Зависимость эффективности связи волокно-КНИ волновод для решетчатого элемента: от длины волны оптического излучения для различных глубин канавок: 1 - 100 нм, 2 - 110 нм, 3 - 90 нм, эффективность связи нормирована относительно максимального значения для глубины канавки 100 нм (а); от толщины погруженного окисла для глубин канавок 100 нм (б)

С.В. ПАВЛОВ, Н.С. ТРОФИМОВ, Т.К. ЧЕХЛОВА

Российский университет дружбы народов, Москва

ВОЛНОВОДНЫЙ ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКИЙ РЕГИСТРАТОР ТЕМПЕРАТУРЫ НА ОСНОВЕ ЗОЛЬ-ГЕЛЬ ПЛЕНОК

Показана возможность создания волноводно-оптического регистратора температуры использующего температурную зависимость эффективного показателя преломления оптического волновода на основе пленок $\text{SiO}_2\text{-TiO}_2$, изготовленных по золь-гель технологии. Проведен анализ зависимости разрешающей способности температурного регистратора от параметров пленки. Продемонстрирована работа регистратора температуры с разрешающей способностью $0,6\text{ }^\circ\text{C}/\text{мм}$. Проведена оптимизация параметров выводной призмы и показана возможность существенного увеличения разрешающей способности устройства.

Пленки $\text{SiO}_2\text{-TiO}_2$, изготовленные по золь-гель технологии [1], обладают рядом специфических свойств, одним из которых является большой термооптический коэффициент (ТОК), что обуславливает перспективность их применения в устройствах интегральной оптики и волоконно-оптических линиях связи, в частности, для создания термооптических переключателей, коммутаторов и др. устройств с термоуправлением.

В данной работе показана возможность создания простого регистратора температуры (РТ), принцип действия которого основан на температурной зависимости эффективного показателя преломления оптического волновода на основе золь-гель пленки.

Разрешающая способность такого РТ определяется величиной температурного коэффициента эффективного показателя преломления (ТК ЭПП) и чем ТК ЭПП больше, тем больше разрешающая способность РТ. Исследования, проведенные в [2], показали, что ТК ЭПП зависит от параметров оптического волновода, таких как показатель преломления, толщина пленки и тип волны, а также от параметров технологического режима, при котором формировалась пленка. Помимо этого, ТК ЭПП зависит от температурного диапазона. Наибольшее значение реализуется в диапазоне от 30 до $70\text{ }^\circ\text{C}$ и составляет величину $\sim -4 \times 10^{-3}\text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ для волновода с толщиной пленки $0,8\text{ мкм}$ и показателем преломления $n = 1,8$ для TE_1 -волны.

Существенную роль при создании волноводного РТ с высокой разрешающей способностью играет выводное устройство излучения из волновода, которым может служить либо призма, либо дифракционная решетка.

Поскольку ЭПП волновода зависит от температуры, угол вывода излучения из волновода $\varphi(T)$ также зависит от температуры. Связь ЭПП и выводного угла определяется выражением

$$n_{эфф}(T) = n_{пр}(T) \sin \left(\alpha_{пр} - \arcsin \frac{\sin \varphi(T)}{n_{пр}(T)} \right),$$

где $\alpha_{пр}$ – угол призмы, а $n_{пр}(T)$ – показатель преломления призмы, зависящий от температуры.

Зависимость угла, под которым излучение выводится из волновода с помощью призмного устройства вывода, от температуры для волновода с толщиной и показателем преломления пленки $\text{SiO}_2\text{-TiO}_2$ 0,3 мкм и 1,624, соответственно, приведена на рис. 1.

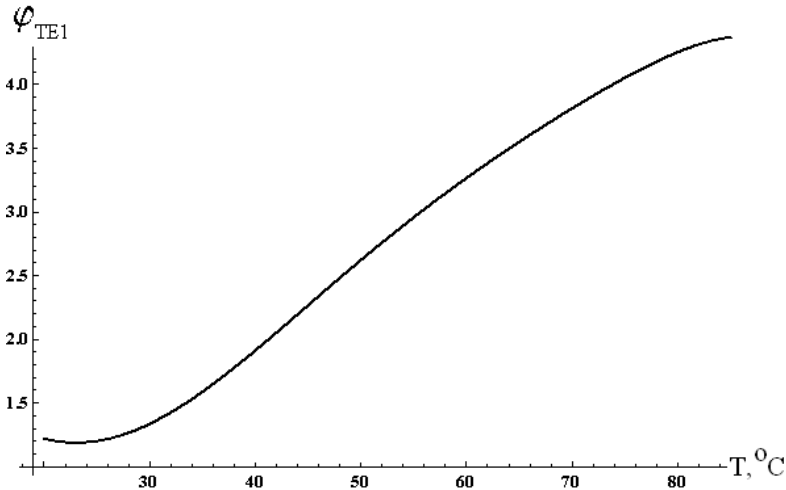


Рис. 1. Зависимость угла вывода излучения из волновода от температуры

Из рисунка видно, что зависимость $\varphi(T)$ в диапазоне 25-85 °C практически линейная и раскрыв углов вывода излучения через призмное устройство $\Delta \varphi$ составлял $\sim 4^\circ$.

Разрешающая способность РТ определяется величиной $\Delta\phi$, которая зависит как от значения ТК ЭПП, так и от параметров призмы, а именно, от ее показателя преломления и угла призмы между выводной гранью и гранью, примыкающей к поверхности волновода. Проведенные исследования зависимости $\Delta\phi$ от параметров призмы (рис. 2) показали, что для улучшения разрешающей способности следует использовать призму марки ТФ-5 с показателем преломления 1,755 и углом 60° .

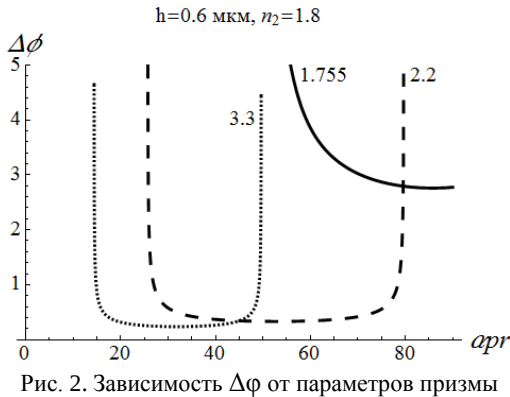


Рис. 2. Зависимость $\Delta\phi$ от параметров призмы

Для работы термооптических устройств важное значение имеет идентичность зависимости ЭПП от температуры как при нагревании волновода, так и при его остывании. Экспериментальные исследования показали, что гистерезис при нагревании и остывании волновода практически отсутствовал.

Градуировка экспериментального РТ была проведена с помощью модуля Пельтье, примыкающего к подложке. Шкала температур модели РТ отстояла от выводной призмы на расстоянии 50 см и точность регистрации температуры составляла $0,6^\circ\text{C}/\text{мм}$. Этот результат может быть существенно улучшен путем проведенной оптимизации выводного устройства. Показано, что при оптимизации выводного устройства точность регистрации температуры может быть существенно повышена, примерно на порядок.

Список литературы

1. Чехлова Т.К., Живцов С.В., Погосян А.С. Оптические волноводы на основе плёнок, изготовленных по технологии золь-гель. Вестник РУДН. Серия Физика. 2005. №1. С.35-47.
2. Чехлова Т.К., Живцов С.В., Грабовский Е.И. Температурная зависимость золь-гель волноводов. Радиотехника и электроника. 2006. Т.51. №7. С.834-837.

А.Н. КОЛЯДИН, А.Ф. КОСОЛАПОВ,
А.Д. ПРЯМИКОВ, А.С. БИРЮКОВ
Научный центр волоконной оптики РАН, Москва

ПОЛЫЕ МИКРОСТРУКТУРИРОВАННЫЕ СВЕТОВОДЫ С ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ КРИВИЗНОЙ ПОВЕРХНОСТИ СЕРДЦЕВИНЫ ДЛЯ СРЕДНЕГО ИК ДИАПАЗОНА

В данной работе теоретически и экспериментально демонстрируется возможность передачи излучения в широком спектральном диапазоне с малыми потерями в полых микроструктурированных световодах с отрицательной кривизной поверхности сердцевинны.

Полые микроструктурированные световоды являются новым типом оптических волоконных световодов с уникальными свойствами, которые могут быть использованы во многих областях, начиная с передачи высокоомощного излучения и ультракоротких импульсов, и заканчивая эффективным взаимодействием между излучением и газовыми средами, заполняющими сердцевину. Излучение локализуется в воздушной сердцевине полых световодов, окруженной микроструктурированной оболочкой. При этом оно распространяется главным образом по воздуху, что позволяет избежать значительных материальных потерь.

Мы демонстрируем теоретически и экспериментально передачу излучения в широком спектральном диапазоне с малыми потерями в полых микроструктурированных световодах с отрицательной кривизной поверхности сердцевинны [1]. Показано, что относительно простая оболочка, состоящая из одного ряда кварцевых капилляров, позволяет передавать излучение в среднем ИК диапазоне, несмотря на высокие материальные потери в кварцевом стекле. Оболочка с «отрицательной» кривизной приводит к существенному усложнению граничных условий для мод сердцевинны и усилению их локализации, а также снижает их взаимодействие с собственными состояниями оболочки световода, что, в свою очередь, приводит к снижению потерь на вытекание.

Был вытянут световод из кварцевого стекла (Suprasil F300) с одним рядом из восьми капилляров. На рис. 1 представлены теоретический и экспериментальный спектры потерь световода, а также спектральная зависимость материальных потерь. На рис. 2 представлена фотография световода. Как видно из графика, теоретические расчёты достаточно точно предсказывают расположение границ зон пропускания полученного световода. Несовпадение величины теоретических и экспериментальных

потерь объясняется тем, что при измерении на длинах световода меньше одного метра в нём продолжают присутствовать сильно вытекающие моды высоких порядков. Таким образом, измерения дают только верхний предел уровня потерь.

Однако этого достаточно, чтобы утверждать, что в полученных зонах пропускания на 6 и на 7,6 мкм потери, как минимум, на три порядка ниже чем в кварцевом стекле, что подтверждает слабую связь моды сердцевинны с материалом оболочки и является уникальным результатом.

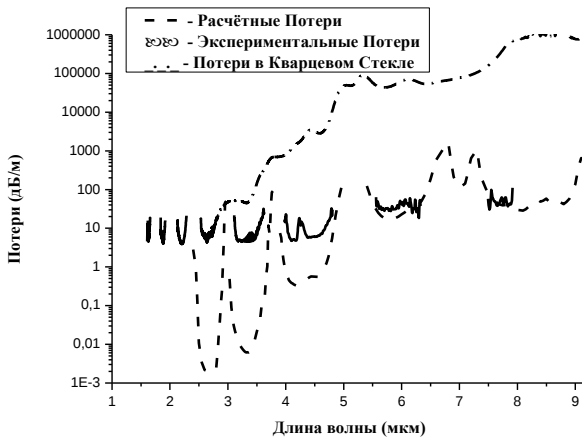


Рис. 1. Экспериментальный и теоретический спектры потерь световода и спектральная зависимость материальных потерь

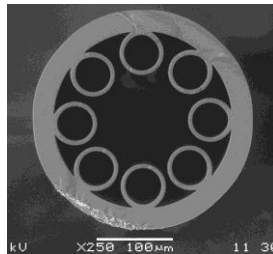


Рис. 2. Фотография торца световода

Список литературы

1. Pryamikov A.D., Biriukov A.S., Kosolapov A.F., et. al. Demonstration of a waveguide regime for a silica hollow - core microstructured optical fiber with a negative curvature of the core boundary in the spectral region > 3.5 μm . Optics Express. 2011. V.19. P.1441-1448.

И.В. КОРСАКОВ, В.Р. КАЮМОВ

Пермский национальный исследовательский политехнический университет

ПРИМЕНЕНИЕ ОПТОВОЛОКНА В ПРОЕКТИРОВАНИИ ФУНКЦИОНАЛИЗИРОВАННОЙ ПОЛИМЕРНОЙ БАЗАЛЬТОВОЙ АРМАТУРЫ

На примере конкретной технической задачи рассмотрен алгоритм внедрения оптоволокну в базальтовую арматуру с целью получения элементарной единицы в строительстве со свойствами армирующего материала и обладающего свойствами датчиков физических величин. Проведено практическое исследование изготовленного опытного образца из полимеризованной в смолах базальтовой арматуры с внедренным одномодовым оптоволоком. Отработанный метод позволяет осуществить изготовление базальтовой арматуры с вшитым одномодовым оптоволоком для снятия физических параметров во время эксплуатации.

Интенсивность внедрения в строительство новых технологий и материалов требует повышенного внимания к безопасности, надежности и качеству конструкций и сооружений. Для решения поставленных задач разрабатываются различные системы датчиков для мониторинга необходимых параметров.

Технические характеристики полимерной неметаллической арматуры делают ее незаменимой в строительстве гидросооружений, мостов, дорожном строительстве и прочих конструкций, эксплуатация которых проходит в условиях общей или ускоренной коррозии и динамических нагрузок [1].

Цель доклада осветить актуальную на сегодняшний день задачу по улучшению свойств, параметров и функциональных характеристик композиционной базальтовой арматуры.

Мы предлагаем внедрять оптоволокну в базальтовую арматуру с целью проведения измерений при установке и эксплуатировании строительных сооружений.

Внедрение оптоволокну в базальтовую арматуру позволит создать систему мониторинга различных физических параметров конструкции, например, давления, напряжения растяжения/сжатия, изгибов, смещения и другие [2]. Это особенно важно в зонах напряжений, направленных тангенциально или перпендикулярно к оси базальтового ролинга [1]. Такие конструкции смогут отслеживать изменения собственных физических параметров еще на стадии установки строительной

конструкции, что позволит обеспечить строительным сооружениям максимальную надежность и контролировать процесс деформации.

В настоящее время были предприняты попытки создания единой конструкции, которая будет способна выполнять функции как армирующего компонента, так и измерительного. Были получены опытные образцы базальтовой арматуры с поперечным сечением 10 мм и 20 мм и длиной 1800 мм с внедренным двумя разными способами, в центре и по периферии, одномодовым оптоволоконным диаметром 100 мкм. Базальтовое и оптическое волокно было сформировано и полимеризовано в смолах при температуре 270 °С. Оптоволоконно, благодаря своим свойствам, позволяет выдерживать такие температуры, не теряя своих параметров [3]. Сейчас стоит задача по освещению лазером полученных заготовок, чтобы подтвердить, что волокно, находясь в базальтовой арматуре, по-прежнему нормально пропускает свет, а, соответственно, позволяет проводить измерения внутри таких конструкций.

Итак, полученные результаты показывают, что мониторинг строительных сооружений при помощи внедрения оптоволоконна в базальтовые конструкции является возможным. Это открывает новые направления для научных исследований и разработок, а также позволяет значительно повысить безопасность эксплуатации и надежность строительных сооружений и сделать прорыв в области композиционных строительных материалов.

В дальнейшем нам предстоит провести ряд экспериментов для выявления, как повлияло внедрение волокна на параметры базальтовой арматуры, как изменились параметры волокна после его внедрения, и каким образом можно наиболее точно определять изменения параметров строительных конструкций при помощи оптоволоконна.

Список литературы

1. Максимов Д.А., Цернант А.А., Антропова Е.А. и др. Применение в транспортном строительстве неметаллической композитной арматуры периодического профиля. Стандарт организации СТО 83269053-001-2010. ООО НПФ «УралСпецАрматура». Пермь, 2010.
2. Окоси Т., Окамото К., Оцу М. и др. Волоконно-оптические датчики. Ленинград: ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ, 1991.
3. Дмитриев А.Л. Оптические системы передачи информации. С.-Петербург: СПбГУИТМО, 2007.

А.О. АХМЕТОВ

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»***ЦВЕТНАЯ ЛАЗЕРНАЯ МАРКИРОВКА МЕТАЛЛОВ**

Рассмотрены основные методы цветной лазерной маркировки различных металлов (нержавеющая сталь, титан, алюминий) и физические принципы цветной маркировки. Проанализированы существующие методы цветной маркировки при помощи фемтосекундных лазеров и волоконных лазеров наносекундной длительности. Приведены экспериментальные данные по цветной маркировке нержавеющей стали волоконным лазером наносекундной длительности. Определены оптимальные параметры маркировки, дающие наилучший визуальный эффект.

Цветная маркировка металлов известна несколько десятилетий, но относительно широкое распространение получила лишь в последние годы [1]. Это связано с нестабильностью параметров лазеров от импульса к импульсу, которая не позволяет получить равномерный нагрев поверхности металла и, как следствие, равномерный рост оксидной пленки. Качество и толщина оксидной пленки влияет на стабильность цветного изображения [2]. Появление волоконных лазеров с хорошо воспроизводимыми параметрами от импульса к импульсу позволило получать стабильные цветные изображения [3]. Распределение энергии в импульсе волоконных лазеров имеет распределение близкое к Гауссовому [4] Это приводит к неоднородности оксидной пленки. Увеличение частоты повторения импульсов, выбор расстояния между линиями при сканировании позволяет добиться равномерного нагрева поверхности.

В настоящее время с помощью лазеров можно маркировать различные металлы: титан, алюминий, нержавеющую сталь. На нержавеющей стали возможно получение практически всех цветов видимого диапазона при помощи нано- и фемтосекундных лазеров. На алюминии и титане цветные изображения получают с помощью фемтосекундных лазеров. Цветовая палитра для этих металлов ограничена: титан – черный, голубой, золотой; алюминий – черный, серый, золотой [5].

В данной работе исследовалась оптимизация параметров волоконного лазера для получения качественных цветных изображений. Использовался иттербиевый волоконный лазер типа YLP с изменяемой длительностью импульса от 10 до 200 нс и частотой повторения 1,6 – 500 кГц. Диаметр пятна в зоне воздействия 40 мкм, 25 линий на мм. Материал для исследования – шлифованная нержавеющая сталь марки AISI 304.

Для получения цветных пленок необходимо обеспечение постоянной мощности лазерного излучения на поверхности материала. Цвета получаются в довольно узком диапазоне мощности – порядка 330 Вт, которая рассчитывается как отношение мощности лазера к произведению длительности импульса и частоты повторения:

$$P_{\Pi} = P / (t \cdot f). \quad (1)$$

Для получения разных цветов использовались постоянные параметры лазерного излучения при дискретном наборе скоростей маркировки в диапазоне от 3 до 215 мм/с. Получено, что при скоростях маркировки больше 100 мм/с воздействие лазера на поверхность стали не приводит к созданию цветных пленок и поверхность выглядит как полированный металл с изменением оттенка от «золотого» ($v \approx 100$ мм/с) до «металлического» ($v > 150$ мм/с). Визуально, лучший результат удалось получить при выборе частоты повторения 133 кГц, мощности лазера 4 Вт и диапазона скоростей маркировки 3...120 мм/с. При этом цвета оксидной пленки изменяются от черного до золотистого (см. таблицу 1). Ключевую роль для получения цветных пленок играет качество оксидной пленки и её толщина. Оксидная пленка на поверхности нержавеющей стали состоит из смеси оксидов, но основными являются оксид хрома и железа [3]. Равномерный нагрев поверхности образца для маркировки и маркировка в среде с лучшей концентрацией окислителя (поддув кислородом) позволят получить более качественные цветные пленки, т.к. диффузия кислорода будет идти равномерно.

Таблица 1. Цвета оксидных пленок на нержавеющей стали

Скорость маркировки, мм/с	Видимый цвет	Параметры лазера
3	Чёрный	$f=133$ кГц, $P=4$ Вт, $t=100$ нс
21	Зеленый	
30	Фиолетовый	
40	Красный	
45	Золотой	
90	Голубой	

Список литературы

1. Svanter M., Kucera M., Houdkova S. Possibilities of stainless steel laser marking. Conference on Metallurgy and Materials. Brno, Czech Republic, 2012.
2. Svanter M., Kucera M., Houdkova S., Riha J. Influence of laser ablation on stainless steel corrosion behavior. Conference on Metallurgy and Materials. Brno, Czech Republic, 2011.
3. Laakso P., Ruotsalainen S., Pantisar H., Penttila R. Relation of laser parameters in color marking of stainless steel. 12 Conference in Laser Processing of Materials, Copenhagen, 2009.
4. Lehmuskero A., Kontturi V., Hiltunen J., Kuittinen M. Modeling of laser-colored stainless steel surfaces by color pixels. Appl. Phys. B. 2010. 98. P.497-500.
5. Vorobyev A., Guo C. Metal colorization with femtosecond laser pulses. SPIE. 2008. V7005.

С.С. АНДРОСОВ, В.А. НИКИТИН,
Р.А. ПОТАПЕНКО, Н.А. ЯКОВЕНКО

Кубанский государственный университет, Краснодар

СОЗДАНИЕ ПЛАНАРНЫХ Y-ОБРАЗНЫХ РАЗВЕТВИТЕЛЕЙ ДЛЯ PON

Представлены разработка и изготовление одномодовых планарных интегрально-оптических Y-образных разветвителей с круглой формой поперечного сечения каналов для распределения оптического сигнала в системах кабельного телевидения и пассивных оптических сетях.

Пассивные Y-образные разветвители находят применение в широкополосных волоконно-оптических сетях мультисервисного множественного доступа PON (Passive Optical Network), которые позволяют предоставлять по одному оптическому волокну услуги передачи данных и телефонии с высоким качеством. Важным преимуществом планарных разветвителей является то, что коэффициент передачи Y-разветвителя слабо зависит от рабочей длины волны и является практически постоянным во всем рабочем диапазоне длин волн от 1260 до 1680 нм.

Целью работы является разработка, изготовление и исследование планарного интегрально-оптического Y-разветвителя с одномодовым распространением оптического излучения на длине волны 1,5 мкм, пригодного для стыковки с оптическими волоконными световодами.

Для создания планарного Y-разветвителя с минимальными потерями в волноводной структуре была разработана оптимальная геометрическая конфигурация одномодовой волноводной схемы разветвителя при помощи трехмерного метода распространяющегося пучка. Конечным результатом проектирования являлся металлизированный фотошаблон с волноводными структурами разветвителей с S-образными изгибами, образованными двумя дугами окружности для снижения радиационных потерь оптического излучения.

В качестве подложки при изготовлении разветвителей использовалось стекло К8. На одну из сторон стеклянной пластинки наносилось маскирующее покрытие в виде тонкого слоя алюминия (толщина 0,6 мкм). В маскирующем слое алюминия с помощью фотолитографии и последующего травления формировались структуры разветвителей.

Подготовленная таким образом стеклянная подложка с маскирующим слоем помещалась в расплав солей AgNO_3 и NaNO_3 , взятых в молярном

соотношении 1:200. Ионный обмен проводился при температуре 330°C в течение 80 минут.

Для получения планарных разветвителей с минимальными потерями и придания им симметричной формы было проведено заглабление волноводных структур в стеклянную подложку. Заглабление проводилось при помощи электростимулированной миграции ионов Na^+ в стеклянную подложку из расплава соли NaNO_3 . Стимулирующее напряжение составляло 290 В, температура расплава – 380°C, время протекания процесса заглабления – 60 минут. Под действием электрического тока ионы Ag^+ мигрируют вглубь подложки, а на их место входят ионы Na^+ из расплава соли NaNO_3 , восстанавливая первоначальную структуру стекла [1]. Внешний вид торцов каналов планарного Y-разветвителя представлен на рис. 1.

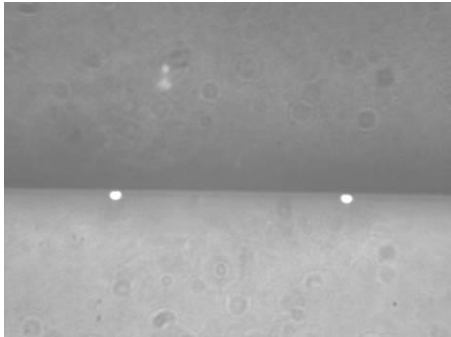


Рис. 1. Внешний вид торцов каналов планарного Y-разветвителя

Из рис. 1 видно, что выходные торцы разветвителя имеют форму поперечного сечения близкую к круглой, что хорошо согласуется с круглой формой поперечного сечения сердцевины волоконного световода. Разветвитель не имеет коллоидной окраски. Кроме того, интегрально-оптический разветвитель погружен в стекло, что позволило с одной стороны уменьшить влияние шероховатости поверхности

подложки на распространение излучения в разветвителе, а с другой – получить симметричный волновод, что также позволяет уменьшить оптические потери при торцевой стыковке со световодом.

Проведенные на $\lambda=1,5$ мкм измерения показали, что в волноводах разветвителей распространяется одна мода, числовая апертура изготовленных разветвителей $\text{NA}=0,12$, вносимые потери в каналах планарного разветвителя составили 0,3 дБ, неравномерность деления по каналам 0,2 дБ, обратные потери 46 дБ.

Список литературы

1. Никитин В.А., Яковенко Н.А. Электростимулированная миграция ионов в интегральной оптике. Краснодар: изд-во КубГУ, 2010.

Б.А. КУЗЯКОВ, Н.М. СМУРОВА

*Московский государственный технический университет радиотехники,
электроники и автоматики*

МЕТОДЫ ПОВЫШЕНИЯ ДАЛЬНОСТИ АТМОСФЕРНОГО СЕКМЕНТА ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННОЙ СИСТЕМЫ ОПТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА

В работе проведен анализ методов повышения дальности и доступности атмосферного сегмента телекоммуникационной системы оптического диапазона с целью выделения основных направлений оптимизации всей системы.

На проектируемых трассах волоконных оптических линий телекоммуникаций (ВОЛТ) могут встречаться труднопроходимые участки, например реки, болота или глубокие ущелья. В этих случаях могут включаться сегменты атмосферных беспроводных оптических линий телекоммуникации (АОЛТ). В них передача информации осуществляется в открытом пространстве остронаправленным лазерным лучом в условиях прямой видимости. Ряд атмосферных лазерных систем телекоммуникации выпускаются малыми сериями, например, со скоростями 1 Гбит/с, с интерфейсом Gigabit Ethernet (полный дуплекс). Как правило, при коэффициенте доступности системы, выше уровня 99,9, рекомендуемая дальность связи не превышает 1000-1500 м. Для ряда потребителей такие параметры оказываются не приемлемыми.

При решении задачи повышения дальности и доступности атмосферного канала был проведен анализ, в котором выделены основные направления оптимизации системы АОЛТ: группы А, В, С, D. Группа А – прямые методы: 1) повышение мощности источника излучения; 2) повышение чувствительности фотоприемника; 3) увеличение апертур передающей и принимающей оптических систем. Группа В: 4) усовершенствование современных методов обработки поступающей информации в приемный модуль. Группа С: 5) возможное комплектование дополнительным модулем передачи информации в радиодиапазоне (например, на частоте 72 ГГц); 6) возможное включение модуля мощных лазеров в диапазоне длин волн 10 мкм для прохождения облачности, появляющейся в атмосферном канале; 7) возможное комплектование дополнительным модулем передачи информации в диапазоне УФ излучения. Группа D: выбор и расчет параметров лазерных пучков, наиболее устойчивых к возможным флуктуациям пропускания атмосферы.

В наше время, значительное внимание уделяется методам группы D. В ряде работ проведены исследования бесселевых и бесселеподобных пучков [1], которые оказываются более устойчивыми при распространении в неоднородной среде. Известно, что удобным способом получения реальных лазерных пучков с бесселевым профилем, является аксиконная фокусировка оптического излучения. В результате проведенных расчетов выяснено, что интегральное выражение для дисперсии флуктуации фазы на оптической оси конической волны, содержащее тригонометрические функции и функции Бесселя, отличается от соответствующего выражения, полученное для плоской волны, по трем параметрам: 1) заменой амплитудного множителя ξ^3 на ξ^2 , 2) изменением фильтрующей функции в аргументе функции Бесселя $\xi(1 - \xi)$ и $(1 - \xi) \xi^{1/2}$, 3) изменениями в аргументе косинуса $(1 - \xi)^2$ на $((1 - \xi + \ln(\xi)))$. При этом, анализ полученных данных показывает, что в турбулентной атмосфере фаза оптической конической волны, так же как и других бесселевых и бесселеподобных пучков, флуктуирует слабее, чем фаза плоской оптической волны [2]. Кроме того, дисперсия флуктуации фазы на оптической оси конической оптической волны пучка оказывается меньше, чем на оптической оси фундаментального бесселева пучка.

В связи с тем, что профиль пучка входит в выражение для флуктуации фазы, при изменении профиля пучка при прохождении в турбулентной атмосфере, могут изменяться и его фазовые параметры. Однако, как показывают качественные оценки изменения величин флуктуаций фазы при прохождении трассы в турбулентной атмосфере до дистанций $C_1=400$ м, $C_2=700$ м они не превышают 20%, это подтверждает оценки, приводимые в работе [3]. При большей протяженности системы связи необходимы более строгие расчеты с учетом изменения профиля бесселеподобного пучка при его прохождении в турбулентной атмосфере.

Список литературы

1. Zhu K., Li S., Tang Y., Yu Y., Tang H. Study on the propagation parameters of Bessel-Gaussian beams carrying optical vortices through atmospheric turbulence. J. Opt. Soc. Am. A. 2012. V.29. Is.3. P.251-257.
2. Лукин И.П. Флуктуация фазы оптических волн при конической фокусировке в турбулентной атмосфере. Оптика атмосферы и океана. 2011. Т.24. № 12. С.1066-1071.
3. Кузяков Б.А. Способы повышения протяженности атмосферных сегментов комбинированных оптических линий связи. XXII международная научно-техническая конференция «Лазеры в науке, технике, медицине». Сборник научных трудов. 2011. Т.22. С.69-72.

Н.В. ГУРКИН¹, Ю.А. КАПИН¹, О.Е. НАНИЙ, А.Г. НОВИКОВ¹,
В.Н. ПАВЛОВ¹, С.О. ПЛАКСИН, В.Н. ТРЕЩИКОВ¹

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

НЕЛИНЕЙНЫЕ ИСКАЖЕНИЯ СИГНАЛА 40 Гбит/с С ФОРМАТОМ МОДУЛЯЦИИ NRZ ADPSK

Исследовано экспериментально и численно влияние линейных и нелинейных искажений на передачу сигнала NRZ ADPSK 40 Гбит/с. Результаты численного моделирования совпадают в пределах точности измерений с экспериментальными данными, что свидетельствует об адекватности используемой математической модели линии связи, передатчика и приемника. Установлено, что в системах связи на основе стандартного телекоммуникационного волокна введение отрицательной дисперсии (примерно – 160 пс/нм) в передаваемый сигнал обеспечивает увеличение максимальной допустимой мощности сигнала, вводимой в пролет, и величины допустимого затухания пролетов на 2 дБ. Установлено, что нелинейные искажения, обусловленные наличием соседних каналов в частотной сетке с шагом 50 и 100 ГГц (перекрестные помехи), не значительны по сравнению с внутриканальными нелинейными искажениями.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Оптический приемо-передатчик, использовавшийся в эксперименте, имел NRZ-ADPSK формат модуляции и битовую скорость 44,2 Гбит/с.

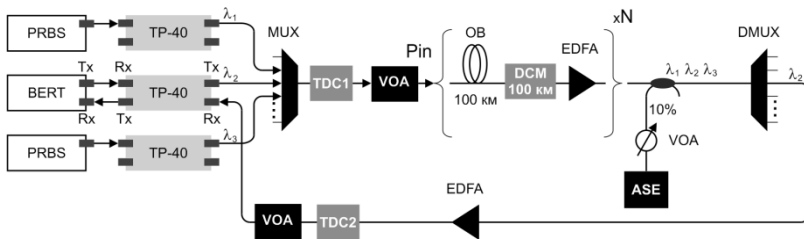


Рис. 1. Схема экспериментальной оптической установки

Для численных расчетов использовалась коммерческая программа OptSimTM, с помощью которой моделировалась передача оптического сигнала по оптоволоконной линии связи. Полученные в численном эксперименте данные совпадают с экспериментально измеренными. Согласие результатов моделирования с экспериментом свидетельствует об адекватности численной модели передатчика и приемника.

В результате проведенных экспериментов и моделирования многоканальной DWDM системы связи 40 Гбит/с NRZ-ADPSK установлено, что для широкого класса многоканальных линий связи оптимальная предкомпенсация дисперсии равна – 160 пс/нм и не зависит от числа пролетов. Оптимальная предкомпенсация дисперсии увеличивает запас по OSNR (бюджет линии связи) на 2 дБ. Оптимальное значение накопленной хроматической дисперсии в большом диапазоне вводимых в волокно мощностей (до 13 дБм) остается постоянным и равно 0 пс/нм.

Показано, что ухудшение параметров сигнала, вызванное межканальным нелинейным взаимодействием, незначительно по сравнению с ухудшением параметров сигнала, вызванным внутриканальными эффектами. Это обеспечивает возможность совместного функционирования каналов 40 Гбит/с NRZ-ADPSK и 10 Гбит/с NRZ-ASK в DWDM системах связи с разнородными каналами.

Список литературы

1. Величко М.А., Наний О.Е., Сусьян А.А. Lightwave Russian Edition. 2005. №4. 21.
2. Charlet G. IEEE J. of Selected Topics in QE. 2006. 12. №4. P.469.
3. Winzer P.J., Essiambre R.-J. Proceedings of the IEEE. 2006. V.94. №5. P.952.
4. Редюк А.А. Квантовая электроника. 2011. Т.41. №10. С.929.
5. Kamalov V., et al. Optical Fiber Communication. Los Angeles, 2010. Paper NTuC2.
6. Наний О.Е., Трещиков В.Н. Фотон-экспресс. 2010. 85. №5. С.28.
7. Наний О.Е., Трещиков В.Н. Вестник связи. 2011. №4. С.52.
8. Agraval G.P. Nonlinear Fiber Optics. New York: Academic Press, 2001.
9. Гуркин Н.В., Капин Ю.А., Павлов В.Н., Плаксин С.О., Трещиков В.Н. Электросвязь. 2012. № 1. С.56.
10. Наний О.Е., Новиков А.Г., Плоцкий А.Ю., Трещиков В.Н., Убайдуллаев Р.Р. Электросвязь. 2012. №6. С.40.
11. Agraval G.P. Fiber-Optic Communications Systems. John Wiley & Sons, 2002.
12. Breuer D., Kuppers F., Mattheus A., Shapiro E.G., Gabitov I., Turitsyn S.K. Opt. Lett. 1997. V.22. 13. P.982.
13. Arora O., Garg A., Savita P. International Journal of Computer Science Issues. 2011. V.8, 6. P.371.

Э.А. МАНЫКИН^{1,2}, Е.В. МЕЛЬНИЧЕНКО²

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

²Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва

СВОЙСТВА ФОТОННОГО ЭХА ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЙ В КВАНТОВЫХ КОМПЬЮТЕРАХ

Проводится анализ свойств фотонного эха применительно к физической реализации оптических логических элементов для квантовых компьютеров.

В настоящее время для физической реализации квантовых логических элементов наиболее часто встречаются предложения использовать микрорезонаторы, ионные ловушки, ЯМР. Все эти системы представляют собой новый тип квантовых ворот для первоначальных обработок вложенной информации. Будем в дальнейшем обозначать квантовые ворота через спины, хотя речь не идёт о магнитных взаимодействиях.

Технология оптических вычислений позволяет выполнять оптическую обработку информации с помощью эффекта фотонного эха [1]. Для элементарных квантовых вычислений и для более сложных элементов предлагается использовать векторно-матричный умножитель с пиксельной структурой [2]. Каждый пиксель содержит один оптический кубит, который представляет собой ион редкоземельного элемента. F-состояния в редкоземельных элементах позволяют расширить область применения оптической обработки информации ввиду наличия большого числа энергетических уровней и переходов между ними.

Наиболее эффективной представляется организация оптических вычислений по типу однонаправленного квантового компьютера (one-way quantum computing) [2, 3].

В экспериментах с фотонным эхо в качестве кубита следует использовать редкоземельные ионы, где частота оптического поля находится в резонансе с ионными спектрами F-электронов. Это наиболее компактная и надёжная технология, которая в настоящее время достаточно хорошо разработана для квантовых систем. Унитарные преобразования над таким кубитом выполняются с помощью оптических « π » и « $\pi/2$ » импульсов.

В оптическом диапазоне аналогом спина является «псевдоспин», присущий любой двухуровневой квантовой системе. Воздействие на кубит в этом случае осуществляется когерентным лазерным излучением, частоты которых совпадают с частотами оптических F-переходов иона.

Не все унитарные преобразования над кубитами в оптическом диапазоне совпадают с преобразованиями в схеме ЯМР. Использование « $\pi/2$ » импульса переводит всю систему оптических кубитов, находящихся первоначально в основном состоянии (что выполняется с чрезвычайно большой точностью для оптического диапазона в сравнении с ЯМР схемой) в когерентные суперпозиционные состояния, либо в основном, либо в резонансно возбужденном состоянии.

Принципиальным отличием при использовании технологии фотонного эха [1] является адресность, которую можно получить при соответствующем распределении оптических кубитов в пластинке кристаллической матрицы ортосиликатов, и управлении ими с помощью пространственных оптических модуляторов. В оптической реализации есть еще одно преимущество – возможность выполнять эти операции не только последовательно, но и параллельно и используя разные частоты оптических резонансов. До настоящего времени более важной проблемой является преодоление декогеренизации. Чтобы преодолеть проблему декогеренизации, весь процесс вычисления необходимо выполнить за время фазовой памяти τ_0 . Которую проще и надёжнее выбрать в многоуровневой системе.

Оценка скорости операций для длительности оптического импульса порядка $\tau_n \sim$ от 10 фс до 10 мс дает производительность для одного канала вычислений на уровне $1/\tau_n \sim 10^{14}$ бит/сек. Если предположить, что размер канала (пятно фокусировки) можно довести до диаметра $\sim 10 \text{ мкм} = 10^{-3} \text{ см}$, то на квадратной пластинке размером 3,5 см располагается около $N_{\text{каналов}} \sim 3.5^2/10^{-3} = 10^7$ каналов. Тогда в многоканальном режиме максимальная производительность достигает $N_{\text{каналов}}/\tau_n \sim 10^7 \cdot 10^{14} = 10^{21}$ бит/сек.

Список литературы

1. Маныкин Э.А., Мельниченко Е.В. Фотонное эхо и оптический квантовый процессинг. Известия РАН. Серия физическая. 2004. Т.68. №9. С.1256-1259.
2. Raussendorf R., Briegel H.J. A one-way quantum computer. Physical Review Letters. 2001. V.86. N22. P.5188-5191.
3. Briegel H.J., Raussendorf R. Persistent Entanglement in arrays of interacting particles. Physical Review Letters. 2001. V.86. N5. P.910-913.
4. Laflamme R., Knill E., et. al. Introduction to NMR Quantum information processing. Los Alamos Science. 2002. N27. P.226-259.

Л.Е. СЕМЕНОВА

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва

АНАЛИЗ РАССЕЯНИЯ СВЕТА НА LO-ФОНОНАХ ПРИ ДВУХФОТОННОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

В рамках экситонной модели рассмотрены процессы резонансного рассеяния света на LO-фононах при двухфотонном возбуждении неодинаковой частоты.

Работа посвящена теоретическому анализу гиперкомбинационного рассеяния (ГКР) света на продольных оптических (LO) фононах при двухфотонном возбуждении вблизи края поглощения полупроводника. Предполагается, что в процессе ГКР поглощается два фотона неодинаковой частоты ($\omega_1 \neq \omega_2$). Процесс рассеяния рассматривается в рамках экситонной модели.

Как известно, основной вклад в резонансное ГКР на LO-фононах вносит внутризонный фрелиховский механизм рассеяния, который описывается как двухфотонный переход в экситон s - или p -типа, образованный электроном с нижней зоны проводимости c и дыркой с верхней валентной зоны v , рождение LO-фонона и возвращение электронной системы в основное состояние [1]. В данной работе также учитывалось влияние на сечение рассеяния другой последовательности

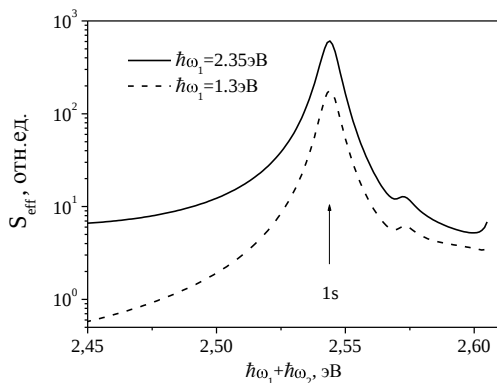


Рис. 1. Эффективность ГКР, вычисленная с учетом как двухфотонных, так и непрямых переходов в s -экситон А серии в CdS

процессов: не прямой переход в экситонное состояние, затем внутризонный переход при поглощении фотона возбуждающего излучения и переход в основное состояние.

Исследовано резонансное ГКР в зависимости от частот падающих фотонов ω_1 и ω_2 для полупроводников с разрешенными и запрещенными дипольными переходами. При этом учитывалось, что в двухфотонный переход в s -экситонное состояние вносят вклад двухзонная и трехзонная модели [2]. Предполагалось, что промежуточные дипольно-разрешенные вышележащая зона проводимости c' и нижележащая зона валентности v' значительно удалены от запрещенной зоны ($E_{vv'}, E_{c'c} \gg E_{cv}$).

Показано, что зависимость вклада в ГКР механизмов рассеяния, включающих как двухфотонный, так и не прямой переход в s -экситон (рис. 1), от отношения частот фотонов ω_1/ω_2 значительно слабее, чем в случае последовательности промежуточных состояний s - p - s (рис. 2).

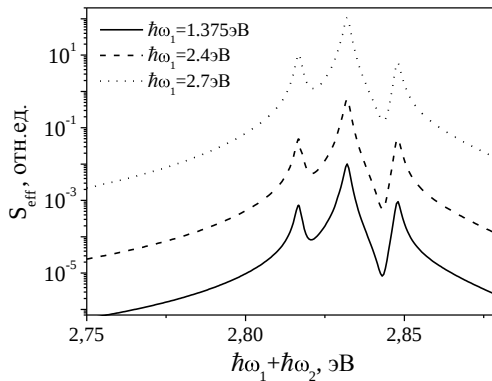


Рис. 2. Эффективность ГКР на LO фононах в ZnSe, вычисленная для последовательности промежуточных состояний s - p - s

Работа выполнена при государственной поддержке ведущих научных школ Российской Федерации (грант Президента Российской Федерации № НШ-368.2012.2).

Список литературы

1. Semenova L.E., Prokhorov K.A. ЖЭТФ. 2003. Т.123. №5. С.1048-1058.
2. Rustagi K., Pradere F., Mysyrowicz A. Phys. Rev. B. 1973. 8. P.2721-2732.

М.П. ЖИЛЕНКО¹, К.И. ЗЕМСКОВ, А.Д. КУДРЯВЦЕВА,
Г.В. ЛИСИЧКИН¹, В.В. САВРАНСКИЙ², Н.В. ЧЕРНЕГА,
Г.В. ЭРЛИХ¹

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

¹Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова

²Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Москва

НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В СУСПЕНЗИЯХ НАНОЧАСТИЦ

В работе представлены результаты экспериментальных исследований взаимодействия импульсного лазерного излучения с суспензиями наночастиц. Во всех исследованных образцах наблюдалось вынужденное низкочастотное комбинационное рассеяние света (ВНКР) с частотным сдвигом, зависящим от материала и размера наночастиц. Получена высокая эффективность преобразования возбуждающего излучения в ВНКР (от 10 до 25 %).

Нanomатериалы находят все большее применение в самых разных областях науки и передовых технологий. В ряде случаев, как для научных исследований, так и для практических применений удобно использовать суспензии наночастиц в жидкостях. Так, в биологии и медицине детонационные наноалмазы применяют в виде водных суспензий. Эффективность нелинейных процессов может увеличиваться в том случае, когда наночастицы находятся в жидкой среде. В работе [1] было показано, что в суспензиях монокристаллов существенно возрастает триболоминесценция, особенно в синей области спектра.

В настоящей работе была поставлена задача исследовать нелинейные эффекты, возникающие под действием наносекундных лазерных импульсов в суспензиях различных наночастиц. В качестве образцов использовались водные суспензии наночастиц серебра, золота, сульфида цинка, фторида лантана и алмаза. Размер наночастиц в суспензии изменялся от нескольких нанометров до нескольких сотен нанометров. Источниками возбуждения служили рубиновый лазер ($\lambda = 694.3$ нм, $\tau = 20$ нс, $E_{\max} = 0.3$ Дж., $\Delta\nu = 0.015$ см⁻¹) и лазер на парах меди со средней мощностью в зеленой (510 нм) и желтой (578 нм) линиях ~ 3 Вт, частотой повторений 10 КГц и длительностью импульса ~ 15 нс.

Во всех исследованных образцах было зарегистрировано вынужденное рассеяние света, вызванное взаимодействием лазерного излучения с акустическими колебаниями наночастиц – вынужденное низкочастотное

комбинационное рассеяние света (ВНКР). Ранее ВНКР наблюдалось в синтетических опаловых матрицах и наноккомпозитах на их основе [2] и в наноструктурированных тонких пленках [3]. ВНКР регистрировалось с помощью интерферометров Фабри-Перо с различными базами, что позволяло менять область дисперсии от 0.42 до 16.67 см⁻¹. Частота сдвига рассеянного излучения относительно частоты возбуждающего излучения соответствует собственной частоте колебаний наночастиц, лежащей в гигагерцовой и ближней терагерцовой области. Уменьшение среднего размера частиц приводило к одновременному увеличению сдвига частот волн, рассеянных в прямом и обратном направлениях. Высокая эффективность преобразования, имеющая место для всех исследованных образцов (от 10% до 25% в зависимости от образца), соответствует высокой эффективности возбуждения гиперзвука.

При воздействии лазерных импульсов на суспензии наночастиц может происходить локальный нагрев среды и как следствие – образование и затем схлопывание пузырьков и возникновение интенсивной ударной волны. Такие эффекты мы наблюдали при взаимодействии лазерных импульсов с водной суспензией сульфида цинка. Эти процессы регистрировались скоростной камерой с применением метода темного поля.

При тех же условиях возбуждения в ZnS наблюдалось направленное рентгеновское излучение. Пространственное распределение рентгеновского излучения регистрировалось на рентгеновской пленке, помещенной в специальную кассету фирмы Kodak. Пленка регистрировала рентгеновское излучение с энергий больше 10 Кэв. Кассета помещалась на расстоянии 2 – 7 см от выходного окна кюветы. Направленное рентгеновское излучение наблюдалось в водной суспензии ZnS с концентрацией 10⁻⁴ М при возбуждении как наносекундными импульсами рубинового лазера, так и излучением лазера на парах меди.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 12-03-00396-а; 11-02-01269-а).

Список литературы

1. Eddingsaas N.C., Suslick K.S. Intense mechanoluminescence and sonication of an organic slurry. J. Am. Chem. Soc. 2007. 129. P.6718-6719.
2. Чернега Н.В., Кудрявцева А.Д. Нелинейно-оптические свойства фотонных кристаллов. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2009. №7. С.23-29..
3. Шевчук А.С., Чернега Н.В., Кудрявцева А.Д. Низкочастотное вынужденное комбинационное рассеяние света в наноструктурированных системах. Научная сессия НИЯУ-2011: Научно-техническая конференция-семинар по фотонике и информационной оптике, Сборник научных трудов. М.: НИЯУ МИФИ, 2011. С.100-101.

В.А. МАКАРОВ, В.М. ПЕТНИКОВА, И.А. ПЕРЕЖОГИН,
Н.Н. ПОТРАВКИН, К.В. РУДЕНКО, В.В. ШУВАЛОВ
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЧИРПИРОВАННЫХ ЭЛЛИПТИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ВОЛН В ИЗОТРОПНОЙ ГИРОТРОПНОЙ НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ

Получены приближенные решения неинтегрируемой задачи распространения чирпированной эллиптически поляризованной волны через изотропную гиротропную среду с локальной и нелокальной составляющими кубической нелинейности и частотной дисперсией второго порядка. Определены условия возбуждения волн с периодическими и аperiodическими изменениями состояния поляризации.

Распространение плоской эллиптически поляризованной световой волны в изотропной гиротропной среде с кубической нелинейностью и частотной дисперсией второго порядка описывается системой нелинейных уравнений Шредингера [1-3]. Эта система неинтегрируема [4, 5] и обычно говорят лишь о ее численных [2, 5] и частных аналитических [1, 3] решениях. Так в [3] в предположении формирования волноводов единого профиля для медленно меняющихся амплитуд $A_{\pm}(z, t)$ компонент светового поля с правой и левой круговыми поляризациями построены частные периодические решения с фазами, пропорциональными координате распространения z (t – время в бегущей системе координат).

В настоящей работе для той же задачи [3] найдены и проанализированы периодические приближенные решения вида

$$A_{\pm}(z, t) = R_{\pm}(t) \exp\{i[\varphi_{\pm}(t) + \kappa_{\pm}z]\},$$

где $\kappa_{\pm}$ – константы разделения, $R_{\pm}$ и $\varphi_{\pm}$ – вещественные амплитуды и фазы. Зависимость $\varphi_{\pm}$ от времени означает появление «чирпа» – мгновенных добавок $\omega_{\pm} = d\varphi_{\pm}(t)/dt \neq 0$ к несущей частоте компонент поля.

Зависимости $R_{\pm}(t)$ находились после линеаризации системы [3] в окрестности точки «равновесия» $(\tilde{R}_{+}, \tilde{R}_{-})$, соответствующей минимуму потенциальной энергии в рамках механической аналогии с движением материальной точки с координатами $R_{\pm}(t)$. Показано, что эволюция $R_{\pm}(t)$ сводится к биениям двух гармонических составляющих –

синфазной и противофазной нормальных мод в окрестности точки равновесия. Причем именно дисперсия, гиротропия и нелинейность среды определяют положение точки $(\tilde{R}_+, \tilde{R}_-)$, ориентацию осей нормальной системы координат и частоты нормальных колебаний. После нахождения $R_{\pm}(t)$ фазы $\varphi_{\pm}(t)$ и $\omega_{\pm}(t)$ находятся из точных аналитических выражений.

Состояние поляризации описывалось параметрами Стокса $S_{0,1,2,3}$, а ее изменение во времени – траекторией конца вектора $\mathbf{s} = \{S_1, S_2, S_3\}/S_0$, движущегося по сфере Пуанкаре. Показано, что поляризация меняется периодически лишь тогда, когда возбуждается одна из двух нормальных мод (либо их частоты кратны) и набег разности $\varphi_+ - \varphi_-$ за период изменения $s_z = S_3/S_0$ кратен 2π (рис. 1а). В остальных случаях эволюция больше похожа на поляризационный «хаос» (рис. 1б).

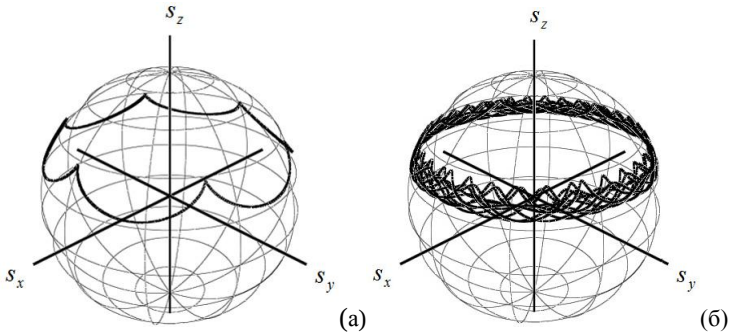


Рис. 1. Примеры периодической (а) и аperiodической (б) эволюции состояния эллиптически поляризованной волны

Заметим, что полученные приближенные решения, имеют в определенном смысле более общий характер, чем точные решения, приведенные в [3].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект №11-02-00653-а).

Список литературы

1. Макаров В.А., Петров К.П. Квантовая электроника. 1993. Т.20. С.1011.
2. Makarov V.A., Perezhogin I.A., Potravkin N.N. Laser Physics. 2009. Т.19. С.322.
3. Макаров В.А., Пережогин И.А., Петникова В.М., Потравкин Н.Н., Шувалов В.В. Квантовая электроника. 2012. Т.42. С.117.
4. Christiansen P.L., Eilbeck J.C., Enolskii V.Z., Kostov N.A. Proc. Royal Soc. London A. 2000. V.456. P.2263.
5. Chiu H.S., Chow K.W. International J. of Computer Mathematics. 2010. V.87. N5. P.1083.

А.П. ГОРОБЕЦ

Российский университет дружбы народов, Москва

ИССЛЕДОВАНИЕ ГРАДИЕНТНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДНЫХ СТРУКТУР С СИЛЬНОЙ АСИММЕТРИЕЙ ПРОФИЛЯ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ МЕТОДОМ РАСПРОСТРАНЯЮЩЕГОСЯ ПУЧКА

Анализируется возможность применения метода распространяющегося пучка (МРП) к исследованию волновых процессов в регулярных и нерегулярных градиентных волноводных структурах с сильно асимметричным профилем показателя преломления. С целью удовлетворить требованию МРП к плавности профиля показателя преломления профиль с сильной асимметрией при решении задачи приближенно заменен симметричным профилем. Для экспоненциального профиля показателя преломления регулярного волновода результаты вычислений с помощью МРП сравниваются со строгим решением.

Ключевым требованием, сужающим область применимости МРП [1], является условие на плавность изменения показателя преломления градиентного слоя. Однако на практике существует много регулярных и нерегулярных волноводных структур, например, плоские волноводы на подложке в интегральной оптике [2] с градиентным слоем, удовлетворяющим условию плавности, но имеющих скачок показателя преломления $\Delta n = 0.5 - 2.6$ на границе покрытие–подложка. Такие профили показателя преломления получили название сильно асимметричных [2] или профилей с сильной асимметрией [3]. Непосредственное применение МРП для исследования распространения света в таких структурах некорректно. Тем не менее задачу можно решить в приближенной постановке, если соединить МРП с известным приемом приближенного анализа поля волноводов с сильной асимметрией профиля показателя преломления [2]. Способ решения состоит в том, что с целью удовлетворить требованию МРП к плавности профиля показателя преломления профиль с сильной асимметрией при решении задачи приближенно заменяют симметричным профилем; при этом поле волноводной моды в подложке несимметричного волновода приближенно представляют половиной распределения поля нечетной моды соответствующего симметричного волновода, а поле в покрытии полагают равным нулю.

Рис. 1 представляет результаты расчета электрического поля основной ТЕ-моды волновода на подложке с экспоненциальным профилем

градиентного слоя. На рис. 1 кривая 1 – строгое решение задачи с учетом поля в покрытии [3]; кривая 2 – приближение кривой 1 половиной распределения поля нечетной моды волновода с симметричным экспоненциальным профилем; это поле рассчитано также на основе строгого решения [3]; кривая 3 рассчитана в рассматриваемом нами приближении с помощью МРП. Из рисунка видно, что кривые 2 и 3 близко совпадают и, следовательно, погрешность вычислений посредством МРП связана в основном с заменой задачи для волновода с сильной асимметрией показателя преломления задачей о симметричном волноводе, что проявляется в потере фазы коэффициента отражения от поверхности подложки $x = 0$.

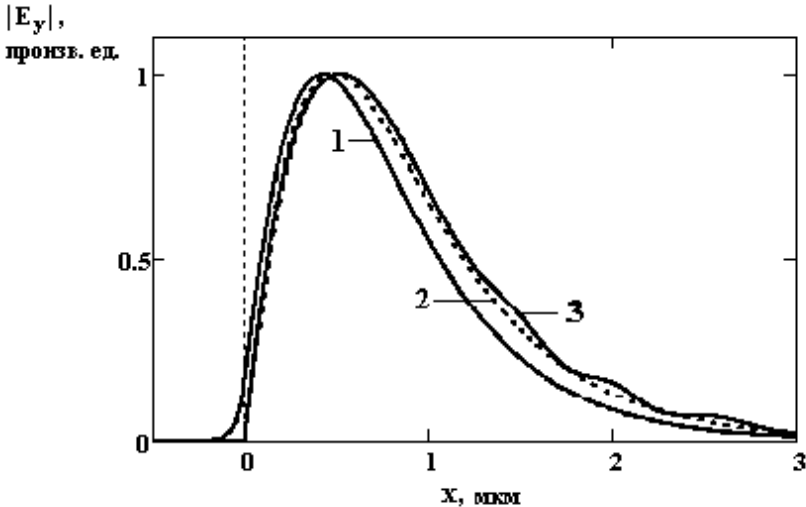


Рис. 1. Результаты расчета электрического поля основной ТЕ-моды волновода на подложке с экспоненциальным профилем градиентного слоя

В работе также проводится построение с помощью МРП картины излучения волноводной моды в подложку сужающимся участком градиентного волновода с сильно асимметричным профилем.

Список литературы

1. Feit M.D., Fleck J.A.Jr. Light propagation in graded-index optical fibers. Appl. Opt. 1978. V.17. N.24. P.3990-3998.
2. Волноводная оптоэлектроника /под ред. Т. Тамира. М.: Мир, 1991.
3. Содха М.С., Гхатак А.К. Неоднородные оптические волноводы. М.: Связь, 1980.

Е.В. КАЗАНЦЕВА^{1,2}, А.И. МАЙМИСТОВ^{1,3}¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»²Объединенный институт высоких температур РАН, Москва³Московский физико-технический институт (государственный университет)

УСТОЙЧИВОСТЬ УЕДИНЕННЫХ ВОЛН В ЛИНЕЙКЕ СВЯЗАННЫХ ВОЛНОВОДОВ С ЧЕРЕДУЮЩИМСЯ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫМ И ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ ПОКАЗАТЕЛЕМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

Проведено теоретическое исследование взаимодействия связанных волн, распространяющихся в системе из чередующихся волноводов с положительным и отрицательным показателями преломления.

В недавнее время достигнуты успехи в изготовлении метаматериалов, имеющих отрицательный показатель преломления в некоторой спектральной области. С точки зрения создания новых компактных устройств для оптической обработки информации, особый интерес представляют преобразователи излучения на основе метаматериалов. В настоящей работе рассмотрена конфигурация волноводов схожая с той, что рассматривалась в работе [1] с тем отличием, что показатель преломления близлежащих волноводов различен. Полагая, что волновод с индексом n обладает положительным показателем преломления, а близлежащие волноводы с индексами $n-1$ и $n+1$ обладают отрицательным показателем преломления для рассматриваемой спектральной области, можно записать следующую систему уравнений для полей $\{e_n\}$ в волноводах:

$$i\left(-\frac{\partial}{\partial \zeta} + \frac{\partial}{\partial \tau}\right)e_{n-1} + c_1(e_n + e_{n-2}) + c_3(e_{n+1} + e_{n-3}) = 0 \quad , \quad (1.1)$$

$$i\left(\frac{\partial}{\partial \zeta} + \frac{\partial}{\partial \tau}\right)e_n + c_1(e_{n+1} + e_{n-1}) + c_2(e_{n+2} + e_{n-2}) + r_1|e_n|^2 e_n = 0 \quad , \quad (1.2)$$

$$i\left(-\frac{\partial}{\partial \zeta} + \frac{\partial}{\partial \tau}\right)e_{n+1} + c_1(e_{n+2} + e_n) + c_3(e_{n+3} + e_{n-1}) = 0 \quad . \quad (1.3)$$

Здесь нелинейность учитывается только для волн, распространяющихся в волноводах с положительным показателем преломления. Связь между полями в соседних положительно преломляющих волноводах характеризуется константой C_2 , константа связи C_3 характеризует взаимодействие между ближайшими отрицательно преломляющими волноводами, а C_1 – между положительно и отрицательно преломляющим волноводом.

В том случае, когда поля в отрицательно преломляющих волноводах одинаковы, а также равны между собой поля в положительно преломляющих волноводах, система уравнений сводится к следующей:

$$i\left(\frac{\partial}{\partial \zeta} + \frac{\partial}{\partial \tau}\right)e_n + 2c_1 e_{n+1} + 2c_2 e_n + r_1 |e_n|^2 e_n = 0, \quad (2.1)$$

$$i\left(-\frac{\partial}{\partial \zeta} + \frac{\partial}{\partial \tau}\right)e_{n+1} + 2c_1 e_n + 2c_3 e_{n+1} = 0. \quad (2.2)$$

При отсутствии связи между одинаковыми волноводами ($c_2 = c_3 = 0$) эта система уравнений может быть сведена к системе уравнений (2), рассмотренной в работе [2] для системы из двух связанных волноводов с положительным и отрицательным преломлением.

Найдены стационарные импульсы и численное моделирование их распространения показало, что при определенных условиях они устойчивы относительно столкновений друг с другом.

Работа частично поддержана РФФИ (грант № 12-02-00561).

Список литературы

1. Efremidis N.K., Christodoulides D.N. Discrete solitons in nonlinear zigzag optical waveguide arrays with tailored diffraction properties. Phys. Rev. B. 2002. №65. 056607.
2. Kazantseva E.V., Maimistov A.I., Ozhenko S.S. Solitary electromagnetic wave propagation in the asymmetric oppositely directed coupler. Phys. Rev. A. 2009. №80. 043833.

Е.И. ОСТРОУХОВА

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ АМПЛИТУД ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ВОЛН В ОТРИЦАТЕЛЬНО-ПОЛОЖИТЕЛЬНО ПРЕЛОМЛЯЮЩЕЙ СРЕДЕ ПРИ ГЕНЕРАЦИИ ТРЕТЬЕЙ ГАРМОНИКИ

Рассмотрен процесс генерации третьей гармоники в кубично-нелинейной среде, отрицательно преломляющей на основной частоте и положительно – на частоте третьей гармоники. Теоретически исследовано поведение взаимодействующих непрерывных волн в зависимости от величины отстройки от фазового синхронизма с учетом эффектов авто- и кросс-модуляции. Проанализировано влияние потерь энергии в метасреде на процесс генерации.

Для распространяющегося в отрицательно преломляющей среде излучения характерно то, что направления переноса энергии и фазы волны противоположны. Такие волны называют обратными. Один и тот же метаматериал может быть отрицательно преломляющим в одном частотном диапазоне и положительно преломляющим в другом. Это позволяет наблюдать взаимодействие прямых и обратных волн, которое вполне может привести к новым оптическим явлениям. Такое взаимодействие можно проанализировать на примере генерации гармоник. В отличие от генерации второй гармоники, невозможной в структурах с центром инверсии, процесс генерации третьей гармоники (ГТГ) разрешен всегда. Однако генерация гармоники в кубично-нелинейной среде сопровождается эффектами кросс- и автомодуляции, которые приводят к дополнительному набегу фазы волны.

Для анализа ГТГ была рассмотрена одномерная система уравнений, описывающая взаимодействие непрерывных плоских волн в приближении медленно меняющихся амплитуд и фаз. В удобных для анализа безразмерных переменных система имеет вид:

$$\begin{aligned}
 -i \frac{\partial e_1}{\partial \zeta} + e_1^{*2} e_3 + \mu_1 e_1 |e_1|^2 + \kappa_1 e_1 |e_3|^2 &= i g_1 e_1, \\
 i \frac{\partial e_3}{\partial \zeta} - \Delta e_3 + e_1^3 + \kappa_3 e_3 |e_1|^2 + \mu_3 e_3 |e_3|^2 &= i g_3 e_3.
 \end{aligned}$$

Здесь e_1 , e_3 – комплексные амплитуды взаимодействующих волн, $\zeta = x/L$, L – длина образца, $\Delta = (3k_1 - k_3)L$ – фазовая расстройка.

Коэффициенты μ_1 , μ_3 и κ_1 , κ_3 есть относительные восприимчивости, отвечающие за авто- и кросс-модуляцию; g_1 и g_3 характеризуют потери энергии на основной частоте при движении вдоль ζ и на утроенной – при движении против ζ (потoki энергии взаимодействующих волн противоположны). В вещественных переменных $e_1 = a \exp(i\varphi_1)$, $e_3 = b \exp(i\varphi_3)$ граничные условия имеют вид: $a(\zeta=0) = a_0$, $b(\zeta=l) = 0$.

В отсутствие потерь энергии в среде из системы следует соотношение, отражающее сохранение полного потока мощности: $a^2 - b^2 = c_0^2 = \text{const}$. На рис. 1 представлены амплитуды основной волны и гармоники без (а) и с учетом (б) диссипации энергии для значений фазовой расстройки $\Delta = 8, 11, 20$. Из рисунков видно, что амплитуды волн меняются синхронно и существует ненулевое критическое значение Δ_{cr} , разделяющее два режима генерации: монотонный и периодический. Такое критическое значение в общем случае есть функция параметров самовоздействия волн. При периодическом режиме амплитуда основной волны внутри нелинейной среды может превысить свое начальное значение на входе. Эта особенность следует из противоположности потоков энергии взаимодействующих волн. При потерях энергии менее 30% все отмеченные выше особенности сохраняются. Потери на основной частоте сказываются на процессе ГТГ более губительно.

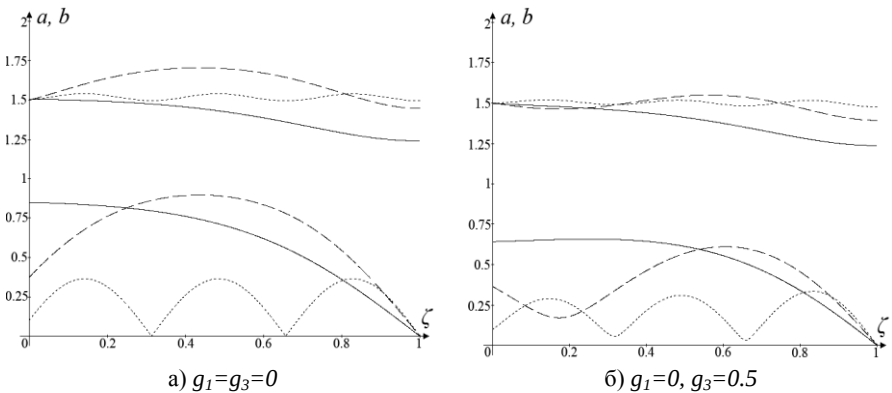


Рис. 1. Изменение амплитуд основной волны а и гармоники б с расстоянием при $\Delta = 8, 11, 20$

А.Б. МУХТУБАЕВ, В.Г. КРУГЛОВ,
В.М. ШАНДАРОВ, Ф. ЧЕН¹

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники
¹*Shandong University, China*

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ РЕАЛИЗАЦИИ ДИСКРЕТНОЙ ДИФРАКЦИИ В ВОЛНОВОДНЫХ СТРУКТУРАХ, СФОРМИРОВАННЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРОМ

Экспериментально исследовано возможность перекачки энергии в волноводной структуре при возбуждении одного канала в образце ниобата лития, в котором системы волноводов сформированы при помощи фемтосекундного лазера.

В современной оптике проявляется значительный интерес к исследованиям волноводных структур, сформированных в фоторефрактивных кристаллах, например ниобат лития (LiNbO_3), с использованием фемтосекундных лазеров [1-3]. Используя этот метод формирования волноводных структур, необходимая нам волноводная структура «выжигается» в образце [2]. Целью данной работы явилось экспериментальное исследование подобных структур, а также дискретной дифракции.

В работе исследовались волноводные структуры, сформированные при помощи фемтосекундного лазера, в кристаллическом образце ниобата лития с размерами – $10 \times 7 \times 2$ мм³. В образце сформированы четыре волноводные структуры с разными периодами. Для исследования данных структур использовалась стандартная схема с зондирующим пучком He-Ne лазера с длиной волны 633 нм, а также ПЗС-камера, на которой наблюдали картинку выходной грани исследуемого образца. В результате исследования получили следующие картины, характеризующие топологию сформированных в образце структур. На рис. 1: слева – картина, полученная в результате эксперимента, справа – картины, полученные оптическим микроскопом.

Для реализации режима дискретной дифракции лазерный пучок He-Ne лазера с длиной волны 633 нм фокусировался и наводился в одном оптическом волноводе исследуемого образца. Свет вводился перпендикулярно входной плоскости образца. Исследовалась первая волноводная структура (рис. 1а).

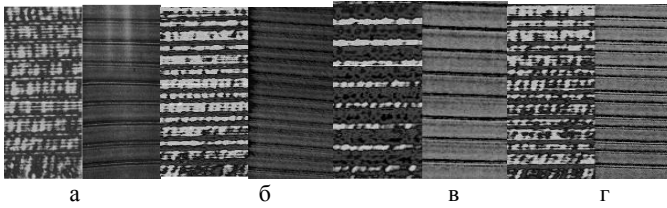


Рис. 1. Топология волноводных структур: 7 волноводов с периодом 15 мкм (а, в); 7 волноводов с периодом 10 мкм (б, г)

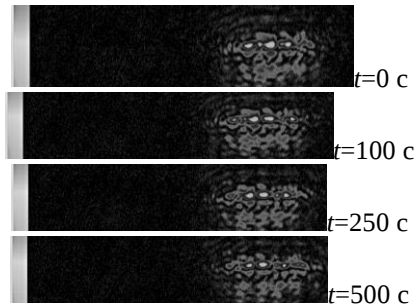


Рис. 2. Динамика перекачки энергии в волноводной структуре

Таким образом, результаты экспериментов показали, что в исследуемых волноводных структурах наблюдается дискретная дифракция света, которая в нелинейном режиме позволит реализовать солитонный режим (рис. 2).

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (НИР РНП.2.1.1.429, НИР по госконтракту No 02.740.11.0553), РФФИ (совместный проект РФФИ-ГФЕН Китая, грант 11-02-91162-ГФЕН_а) и фонда естественно-научных исследований Китая (грант No 11111120063 NSFC).

Список литературы

1. Liao Y., Xu J., Cheng Y., et. al. Elatro-opttic integration of embedded electrodes and waveguides in LiNbO3 using a femtosecond laser. Optic Letters. 2008. V.33. Is.19. P.2281-2283.
2. Marshall G.D., Politi A., Matthews J.C.F., et. al. Laser written waveguide photonic quantum circuits. Optics Express, 2009. V.17. Is.15. P.12546-12554.
3. Ams M., Marshall G.D., Withford M.J. Study of influence of femtosecond laser polarization on direct writing of waveguides. Optics Express, 2006. V.14. Is.26. P.13158-13163.

В.Д. АНЦЫГИН, В.П. КОРОЛЬКОВ, А.С. КОНЧЕНКО,
А.А. МАМРАШЕВ, Н.А. НИКОЛАЕВ, О.И. ПОТАТУРКИН

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск

МНОГОЭЛЕМЕНТНЫЙ ГЕНЕРАТОР ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ПОПЕРЕЧНОГО ФОТОЭФФЕКТА ДЕМБЕРА

Разработан и создан многоэлементный генератор импульсного терагерцового излучения на основе преобразования фемтосекундного излучения волоконных лазеров за счет поперечного фотоэффекта Дембера на поверхности полупроводников р-InAs. Рассмотрены методы настройки генератора и экспериментально исследованы его характеристики. Предложены пути увеличения эффективности преобразования лазерного излучения в терагерцовое.

Метод генерации терагерцового (ТГц) излучения за счет преобразования фемтосекундных лазерных импульсов на поверхности полупроводников известен с 1990 года [1] и широко применяется при создании систем импульсной терагерцовой спектроскопии. Основным механизмом генерации при этом является формирование фототока за счет разной скорости диффузии фотовозбужденных электронов и дырок вглубь полупроводника в направлении градиента их концентрации (фотоэффект Дембера) [2]. Такие генераторы имеют достаточно простую конструкцию, однако их эффективность на несколько порядков ниже фотопроводящих антенн. Эффективность оптико-терагерцового преобразования может быть повышена за счет приложения магнитного поля к поверхности полупроводника [3]. Также повысить эффективность может создание фототока вдоль поверхности полупроводника, перпендикулярно направлению падающего лазерного излучения накачки (поперечный фотоэффект Дембера) [4].

В данной работе представляется подход, основанный на поперечном фотоэффекте Дембера. Фемтосекундное лазерное излучение фокусируется растром цилиндрических микролинз на края зон линейной бинарной амплитудной решетки, сформированной из непрозрачных полос золота на поверхности полупроводниковой пластины р-InAs (рис. 1). За счет применения микролинз эффективно используется излучение накачки, формируется резкая граница между засвеченной и незасвеченной областями и создается высокий градиент концентрации фотоносителей, что обуславливает эффективную генерацию ТГц излучения на каждом

элементе. Когерентное сложение излучения отдельных источников в многоэлементном генераторе также позволяет повысить эффективность.

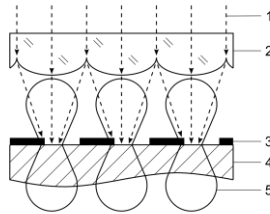


Рис. 1. Многоэлементный генератор ТГц излучения: 1 – фемтосекундное лазерное излучение; 2 – растр цилиндрических микролинз; 3 – золотые полосы; 4 – полупроводник p-InAs; 5 – диаграмма направленности терагерцового излучения

Решетки микролинзового растра и золотых полос совмещаются по направлению за счет эффекта Муара. Совмещение фокусов микролинз с краями амплитудной решетки производится по перепаду отражения.

Проведены экспериментальные исследования изготовленного генератора в составе широкополосного терагерцового спектрометра [5]. На рис. 2 видны повторения импульса, связанные с переотражениями в генераторе. Предложены пути дальнейшего повышения эффективности генерации.

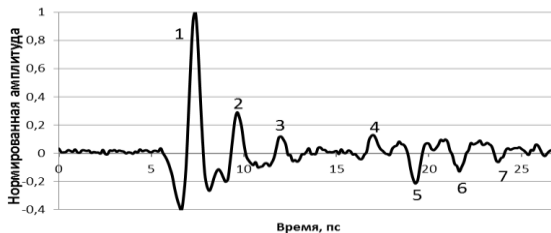


Рис. 2. Зависимость амплитуды электрического поля ТГц импульса от времени

Список литературы

1. Zhang X.-C., et al. Generation of femtosecond electromagnetic pulses from semiconductor surfaces. Appl. Phys. Lett. 1990. V.56. №11. P.1011–1013.
2. Krotkus A. Semiconductors for terahertz photonics applications. J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V.43. №27. P.273001.
3. Weiss C., Wallenstein R., Beigang R. Magnetic-field-enhanced generation of terahertz radiation in semiconductor surfaces. Applied Physics Letters. 2000. V.77. №25. P.4160.
4. Klatt G., et al. Terahertz emission from lateral photo-Dember currents. Opt. Express. 2010. V.18. №5. P.4939–4947.
5. Анцыгин В.Д. и др. Малогабаритный терагерцовый спектрометр с использованием второй гармоники фемтосекундного волоконного лазера. Автометрия. 2010. Т.46. С.110–117.

С.С. НАЛЕГАЕВ, Н.В. ПЕТРОВ, В.Г. БЕСПАЛОВ

*Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет
информационных технологий, механики и оптики*

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ШИРОКОПОЛОСНОГО СПЕКТРАЛЬНОГО СУПЕРКОНТИНУУМА В ИТЕРАЦИОННЫХ МЕТОДАХ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ФАЗЫ ВОЛНОВОГО ФРОНТА

Исследуются особенности использования излучения спектрального суперконтинуума, а также нелинейных оптических эффектов в задачах восстановления фазы волнового фронта. Проведены эксперименты по генерации суперконтинуума (СК) при возбуждении оптическими импульсами длиной волны 830 нм, длительностью 40-50 фс, энергией 1,0-1,5 мДж. Получено излучение суперконтинуума в области спектра 400-2200 нм. Проведены численные оценки условий использования СК в схеме восстановления фазы итерационными методами.

При регистрации изображения в виде пространственного распределения интенсивности его светового поля происходит потеря важной информации о фазе рассеянной объектом волны. Возникает так называемая фазовая проблема в оптике: проблема восстановления формы волнового фронта объекта из измеренных распределений интенсивности [1].

В итерационных методах восстановления фазовой информации на основе измеренных распределений интенсивности одним из варьируемых параметров может служить длина волны излучения, освещающего исследуемый объект. Посредством последовательного изменения рабочей длины волны в системе излучения и последующего измерения соответствующих распределений интенсивности возможен расчет информации о фазе. При этом, генерация дополнительных спектральных компонент может быть реализована посредством использования каких-либо нелинейных преобразований первичного излучения. Например, на основе эффекта вынужденного комбинационного рассеяния [2], или параметрической генерации [3].

Использование нелинейных оптических эффектов в процессе восстановления фазы волнового фронта, как показано в [4, 5], открывает возможности по разработке методов микроскопии с превосходящим дифракционный пределом разрешения, за счет восстановления динамики поля, претерпевающего нелинейные превращения и восстановления

пропущенных пространственных частот [5], впрочем, достигнуть этого мешает модуляционная неустойчивость и шум. Определение разрешения, достижимого на практике является открытой задачей.

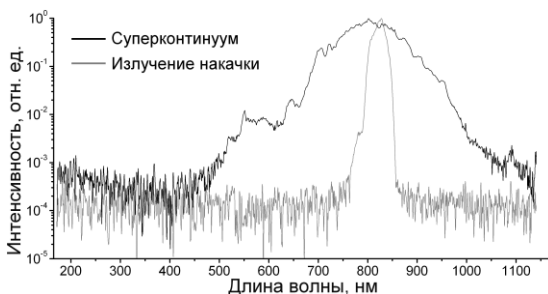


Рис. 1. Спектральная зависимость интенсивности излучения генерации суперконтинуума (энергия импульса накачки 1,0-1,2 мДж, длительность 40-50 фс)

В работе исследуются особенности генерации спектрального суперконтинуума (рис. 1), и возможные ограничения и особенности его использования в задачах восстановления фазы волнового фронта при регистрации на матричные приемники оптического излучения (КМОП-или ПЗС- типа). Эксперименты по генерации СК производились при использовании анизотропных сред, обладающих $\chi^{(2)}$ -нелинейностью, и фемтосекундной лазерной системы на кристаллах сапфира, активированных титаном (плотность мощности излучения накачки внутри среды с $\chi^{(2)}$ -нелинейностью составляла при генерации ~ 2 ТВт/см²).

С учетом предварительной оценки зависимости качества восстановления от соответствующих ключевых параметров, на него влияющих, возможно определить как граничные, так и оптимальные условия восстановления фазы при использовании СК и нелинейных оптических эффектов.

Работа выполнена в рамках гранта № 14.В37.21.1561.

Список литературы

1. Кузнецова Т.И. О фазовой проблеме в оптике. УФН. 1988. 154. С.677–690.
2. Петров Н.В., Беспалов В.Г., Жевлаков А.П., Солдатов Ю.И. Исследования двухдлинноволновой цифровой спекл-фотографии для анализа фазовых неоднородностей в гидросфере. Сб. тр. VI межд. конф. молодых ученых и специалистов «Оптика-2009». 2009.
3. Kolenovic E. Correlation between intensity and phase in monochromatic light. J. Opt. Soc. Am. A. 2005. V.22. P.899–906.
4. Агравал Г.П. Нелинейная волоконная оптика. М.: Мир, 1996.
5. Jia S., Wan W., Fleischer W.J. Forward four-wave mixing with defocusing nonlinearity. Opt. Lett. 2007. V.32. P.1668–1670.

Д.Н. РЕДЬКА

*Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет
«ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина)*

АНАЛИЗ РЕЖИМОВ ЛАЗЕРНОГО СКРАЙБИРОВАНИЯ МНОГОСЛОЙНЫХ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СОЛНЕЧНЫХ МОДУЛЕЙ

В настоящее время особое внимание уделяется поиску, производству и использованию возобновляемых источников энергии, одним которых являются тонкопленочные солнечные элементы на основе кремния. В новейших технологиях производства солнечных элементов особое место занимают лазерные технологии, позволяющие повысить эффективность преобразования энергии солнечных элементов. Недостаток данной технологии в том, что в ходе производства часть площади солнечного элемента, подвергающаяся лазерной микрообработке, становится не способной участвовать в преобразовании энергии. Необходимо минимизировать площадь солнечного элемента, занимаемую лазерной разметкой.

Целью данной работы являлось исследование режимов лазерной обработки для более совершенного структурирования тонкопленочного элемента, а также минимизация площади, не занятой в преобразовании энергии. В настоящее время технология производства представляет собой ряд шагов, последовательно чередующих процесс нанесения очередного слоя и его лазерного структурирования (P1, P2, P3).

На рис. 1 представлены дефекты скрайбирования: разрывы дорожки, разрушение слоя прозрачного проводящего оксида (ППО) в зонах индивидуальных импульсов. Причина появления темных пятен при высокой интенсивности излучения объясняется на рис. 2.

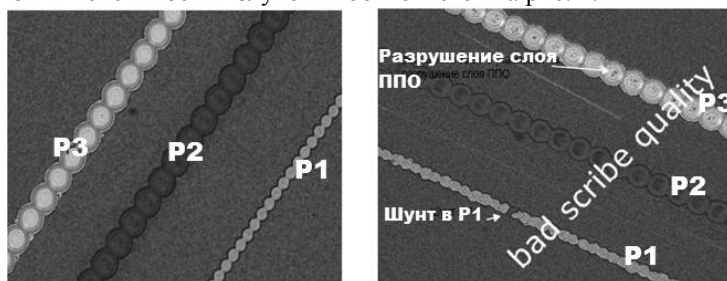


Рис. 1. Проявление дефектов скрайбирования, использование микроскопа для оптимизации параметров скрайбирования

Проведен ряд экспериментов по лазерному скрайбированию (рис. 3, 4) многослойного солнечного модуля излучением с длиной волны 532 нм. Экспериментальные данные подтверждают результаты проведенного ранее математического моделирования процесса и теоретические значения энергий, достаточных для качественного удаления материала.

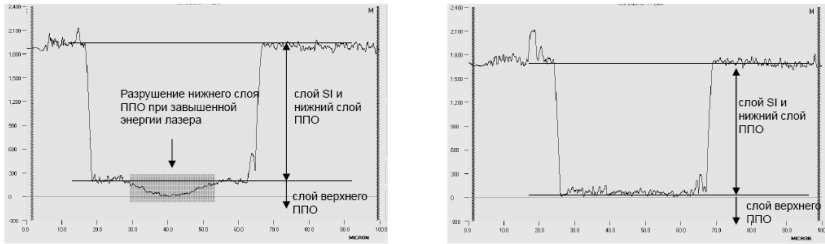


Рис. 2. Разрушение верхнего (фронтального) слоя ППО при завышенной энергии излучения лазера

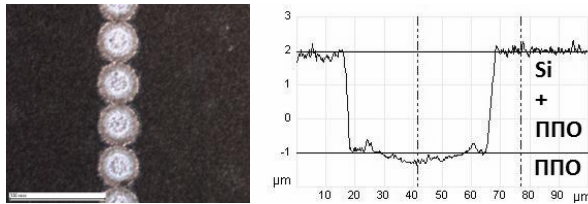


Рис. 3. Результаты скрайбирования многослойного тонкопленочного солнечного модуля 532 нм с мощностью 5,4 Вт и профиль данного реза (РЗ)

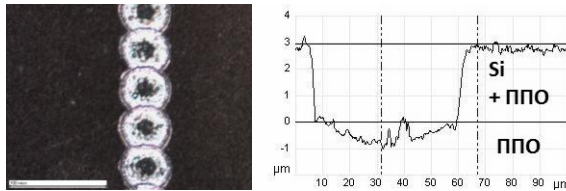


Рис. 4. Результаты скрайбирования многослойного тонкопленочного солнечного модуля 532 нм с мощностью 12 Вт и профиль данного реза (РЗ)

Список литературы

1. Шерченков А.А., Будагян Б.Г. Физика и технология полупроводниковых преобразователей энергии. М.: МГИЭТ, 2007.
2. Вейко В.П., Чельный А.А., Водоватов Ф.Ф., Либенсон М.Н. Лазеры в технологии. М.: Энергия, 1975.
3. Афанасьев В.П., Теруков Е.И., Шерченков А.А. Тонкопленочные солнечные элементы на основе кремния. СПб, 2010.
4. Парфенов В.А. Лазерная микрообработка материалов. СПб, 2011.

М.А. ГОРЯЕВ

*Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена,
Санкт-Петербург*

ГАЛОГЕНИДЫ СЕРЕБРА КАК ОСНОВА МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ ФОТОХИМИЧЕСКОЙ РЕГИСТРАЦИИ ИНФОРМАЦИИ

Рассмотрены особенности взаимодействия света с галогенидами серебра. Показано: зонная структура полупроводника, широкие возможности легирования, относительно высокая концентрация межузельных ионов серебра, эффективное образование собственных дефектов при электронном фотовозбуждении создают сочетание свойств галогенидов серебра, которое обеспечивает уникальную фотохимическую чувствительность материалов на их основе.

Галогениды серебра широко используются в качестве светочувствительной компоненты классических фотоматериалов, материалов для голографии, материалов с термическим проявлением и люминесцентным считыванием и других регистрирующих сред [1, 2, 3]. Одной из причин рекордных параметров, прежде всего, чувствительности галоидосеребряных материалов в фотохимических процессах регистрации изображений, является тот факт, что они обладают колоссальным коэффициентом усиления изображения (до 10^{10}) при обработке [4]. Однако, проявление происходит на относительно стабильных центрах скрытого изображения, формирующихся в результате взаимодействия квантов света с твердым телом, и в настоящей работе рассматриваются особенности процессов фотолиза и свойства галогенидов серебра, обеспечивающие высокую эффективность собственно фотохимических процессов в таких материалах. Фотохимическая чувствительность галогенидов серебра во многом обусловлена зонной структурой этих соединений [5, 6]. Оптическое поглощение бромида и хлорида серебра определяется непрямыми переходами [1, 6], что объясняет малую величину константы прямой рекомбинации свободных электронов и дырок при оптическом возбуждении полупроводников: $1,5 \cdot 10^{-11} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ для AgBr и $2 \cdot 10^{-12} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ для AgCl [7]. Это существенно снижает роль рекомбинационных потерь в фотохимических процессах и способствует достижению величины квантового выхода фотолиза галогенидов серебра значений, близких к единице. Поведение носителей определяют не только состояния в зоне проводимости и валентной зоне, но и локализованные состояния в запрещенной зоне полупроводника, и для фотохимического

процесса важную роль играют все локальные состояния, начиная практически с самого дна зоны проводимости [5]. При химической сенсibilизации создаются локальные электронные центры, выполняющие разные функции в электронно-дырочных процессах для различных типов сенсibilизации и составов галогенидов серебра [1, 5]. Несложность и разнообразие способов химической сенсibilизации галоидосеребряных материалов позволяют эффективно регулировать фотохимические процессы в галогенидах серебра.

Не менее важна роль и ионной составляющей электрон-ионной реакции фотолиза галогенидов серебра. Концентрации дефектов Френкеля составляют при комнатной температуре величины порядка 10^{14} см^{-3} для AgBr и 10^{12} см^{-3} для AgCl [6], и такие концентрации ионов Ag_i^+ являются оптимальными для развития фотохимического процесса. В суперионных солях серебра, которые в большинстве своем светочувствительны и где концентрации ионов гораздо выше, не происходит образования стабильных продуктов фотолиза из-за высокой скорости термического распада атомов [8]. Применение термодинамической модели дефектообразования при распаде электронных фотовозбуждений в широкощелевых твердых телах позволило предложить новый механизм фотолиза галогенидов серебра [9]. Концентрация дополнительных собственных дефектов зависит от интенсивности света, в связи с чем статистическое дефектообразование следует принимать во внимание при создании современных фотоматериалов для регистрации быстропротекающих процессов, где используются высокоинтенсивные источники света при малых временах экспонирования. Совокупность рассмотренных свойств, а также возможность управления спектром фотохимической чувствительности с помощью спектральной сенсibilизации красителями [1, 10], обеспечивают галоидосеребряным фотоматериалам непревзойденные фотографические характеристики.

Список литературы

1. Джеймс Т.Х. Теория фотографического процесса. Л.: Химия. 1980.
2. Горяев М.А. Журн.научн.и прикл.фотогр.и кинематогр. 1991. Т.36. №5. С.421.
3. Шапиро Б.И. Химия высоких энергий. 2007. Т.41. №1. С.47.
4. Шеберстов В.И. и др. Успехи научной фотографии. 1982. Т.21. С.10.
5. Горяев М.А. Успехи научной фотографии. 1986. Т.24. С.109.
6. Hamilton J.F. Advances in Physics. 1988. V.37. №4. P.359.
7. Новиков Г.Ф., Рабенко Е.В., Алфимов М.В. Хим.выс.энерг. 2005. Т.39. №3. С.204.
8. Картужанский А.Л. Журн.научн.и прикл.фотогр.и кинематогр. 1989. Т.34. №1. С.70.
9. Горяев М.А., Герасимов В.С. Журн.физ.хим. 2004. Т.78. №10. С.1890.
10. Акимов И.А., Горяев М.А. Журн.физ.хим. 1984. Т.58. №5. С.1104.

В.С. МАКИН, Р.С. МАКИН¹*НИИ комплексных испытаний оптико-электронных приборов и систем,
Сосновый Бор, Ленинградская обл.**¹Дмитровградский инженерно-технологический институт НИЯУ МИФИ,
Ульяновская обл.*

РЕЗОНАНСНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ РАДИАЛЬНО ПОЛЯРИЗОВАННОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С КОНДЕНСИРОВАННОЙ СРЕДОЙ

Воздействие на конденсированные среды осесимметрично поляризованного лазерного излучения рассмотрено в рамках универсальной поляритонной модели лазерно-индуцированного разрушения конденсированных сред.

В последнее время с использованием разработанных методов формирования пучков лазерного излучения (ЛИ) нетрадиционных поляризаций начаты исследования взаимодействия осесимметрично поляризованного ЛИ с конденсированными средами [1-3]. Известно, что при взаимодействии линейно поляризованного ЛИ с границами раздела сред, содержащими поверхностно-активную среду, возможно возбуждение мод поверхностных поляритонов (ПП) и их интерференция с падающим излучением [4]. В последнем случае формируются упорядоченные структуры разрушения – линейные резонансные решетки рельефа (диэлектрической проницаемости). Представляет интерес изучение структур, образующихся при взаимодействии осесимметрично поляризованного ЛИ с конденсированной средой. Отметим, что в случае взаимодействия ультракоротких импульсов излучения поверхностно-активные свойства могут приобретать диэлектрики и полупроводники за счет реализации нетермического фазового перехода.

Нами показано, что при действии радиально поляризованного ЛИ (λ) возможно выполнение условий возбуждения ПП при выполнении закона сохранения импульса $\vec{k}_s = \vec{k}_i + \vec{g}$ и энергии $\omega_{\text{лаз}} = \omega$. Здесь $\vec{k}_s, \vec{k}_i$ и $\vec{g}$, соответственно, волновой вектор ПП, тангенциальная проекция волнового вектора ЛИ и вектор резонансной решетки; $\omega_{\text{лаз}}$ и ω – частота ЛИ и ПП, соответственно. При нормальном падении ЛИ ($\theta = 0^\circ$) $\vec{k}_i = 0$ и $\vec{k}_s = \vec{g}$. Поскольку $\vec{k}_s \parallel \vec{E}$, то $\vec{k}_s = \vec{g} \parallel \vec{k}_s$. Это означает, что при воздействии радиально поляризованного ЛИ ($\theta = 0^\circ$) должна формироваться

осесимметричная кольцевая решетка с периодом $d = 2\pi/|\vec{g}| = \lambda/\eta$, где η – действительная часть показателя преломления границы раздела поверхностно-активная среда – диэлектрик (полупроводник). Аналогично можно показать, что при взаимодействии азимутально поляризованного ЛИ должны формироваться осесимметричные радиальные структуры, в виде лучей, исходящих из центра симметрии. Приведенные теоретические соображения надежно подтверждаются данными экспериментов, полученными при действии серии импульсов радиально и азимутально поляризованного фемтосекундного ЛИ на кремний [1] и кварцевое стекло [2]: формируются осесимметричные кольцевые и радиальные структуры с $d = \lambda/\eta$ на кремнии и $d = \lambda/2n\zeta$ на кварцевом стекле $d = \lambda/\eta$. Здесь n – показатель преломления кварцевого стекла.

При действии радиально поляризованного ЛИ в зоне воздействия обнаружен ортогональный резонансному микрорельефу нанорельеф с периодом $d = 40\text{ нм}$ на кварцевом стекле и $d = 230\text{ нм}$ на кремнии, обусловленные интерференцией с участием канальных поверхностных плазмон поляритонов (ППП).

ПП, возбуждаемые на кольцевых структурах, сформированных радиально поляризованным ЛИ, фокусируются в центр структуры. Переносимая ими энергия диссипирует в центре зоны воздействия, в пятне дифракционных размеров. Поставлена и решена задача о переносе мощности возбуждаемых ППП в центр структуры. Полученный результат позволяет объяснить известные данные об эффективной резке металлов радиально поляризованным ЛИ. Азимутально поляризованное ЛИ эффективно при лазерном сверлении металлов [3], поскольку дополнительно поглощаемая мощность, связанная с диссипацией ППП, распространяющихся в направлении $\vec{E}$, не выходит за пределы зоны облучения.

Список литературы

1. Lou K., Qian S.-X., Wang X.-L., et. al. Two-dimensional microstructures induced by femtosecond vector light fields on silicon. Optics Express. 2012. V.20. №1. P.120-127.
2. Hnatovsky C., Shvedov V., Krolikovski W., Rode A. Revealing the local field structures of focused ultrashort pulses. Phys. Rev. Lett. 2011. V.106. P.13901.
3. Meier M., Romano V., Feurer T. Material processing with pulsed radially and azimuthally polarized laser radiation. Appl. Phys. A. 2007. V.86. №3. P.329.
4. Макин В.С., Пестов Ю.И., Макин Р.С., Воробьев А.Я. Поверхностные плазмон-поляритонные моды и наноструктурирование полупроводников фемтосекундными лазерными импульсами. Оптический журнал. 2009. Т.76. №9. С.38-44.

Е.А. ПЕКАРСКИХ, М.Г. КИСТЕНЕВА, А.О. ХОРОШИЛОВ,
А.В. ГАЛЕЕВ, Т.А. КОРНИЕНКО¹, Ю.Ф. КАРГИН²

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

¹*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь*

²*Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, Москва*

ИЗМЕНЕНИЯ В ПОГЛОЩЕНИИ В КРИСТАЛЛЕ $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$, ФОТОИНДУЦИРОВАННЫЕ ИЗЛУЧЕНИЕМ НЕПРЕРЫВНЫХ ЛАЗЕРОВ

Представлены результаты экспериментальных исследований динамики и спектральных зависимостей фотоиндуцированного поглощения, наведенного при засветке непрерывным лазерным излучением с длинами волн 650 и 532 нм в легированном кальцием кристалле титаната висмута.

В работе [1] обсуждалась возможность управления чувствительностью и быстродействием устройств динамической голографии на кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (ВТО) путем их облучения импульсным лазерным излучением с длиной волны $\lambda=532$ нм, а авторы [2] использовали подсветку ВТО от He-Ne лазера ($\lambda=633$ нм) для наблюдения в нем взаимодействия между (1+1)-мерными пространственными солитонами. В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований изменений в спектре оптического поглощения кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ при его облучении непрерывным

лазерным излучением с длинами волн $\lambda_c=650$ нм и $\lambda_e=532$ нм, а также динамики этих изменений на фиксированной длине волны $\lambda_c=650$ нм.

Получено, что облучение непрерывным лазерным излучением с $\lambda=\lambda_e$ приводит к увеличению оптического поглощения кристалла во всем

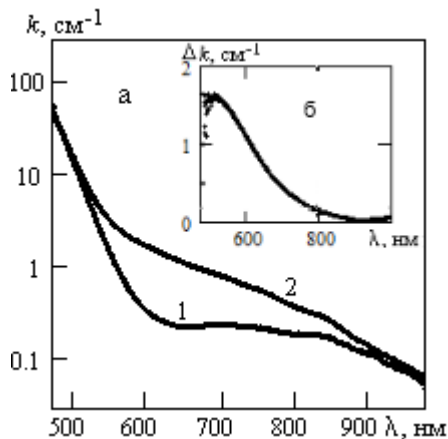


Рис. 1. Спектральные зависимости оптического поглощения (а) и его наведенных изменений (б) в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$: 1 – до засветки; 2 – после засветки непрерывным лазерным излучением ($\lambda_e=532$ нм)

исследованном спектральном диапазоне (рис. 1а). Спектральная характеристика наведенных изменений $\Delta k(\lambda)$, полученная вычитанием экспериментальных данных для зависимостей 1 и 2 (рис. 1,б), имеет резонансный характер с максимумом при $\lambda=510$ нм и величиной $\Delta k_m=1,62$ см⁻¹ на этой длине волны.

На рис. 2 представлена динамика изменения оптического поглощения в кристалле на длине волны полупроводникового лазера $\lambda_c=650$ нм, наблюдаемая после его включения при $t=0$, и при циклах «включение-выключение» лазерной подсветки (532 нм) с длительностью этих циклов 5, 10, 30 и 600 с. Как видно, после отключения подсветки с $\lambda_c=532$ нм, поглощение для $\lambda_c=650$ нм возвращается значению, определяемому этим излучением.

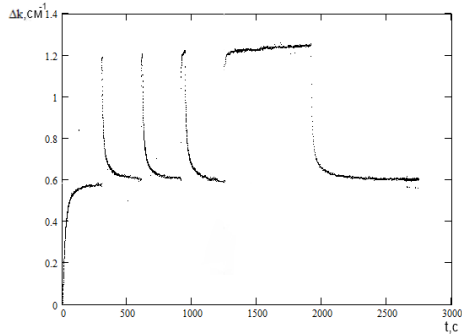


Рис. 2. Динамика изменений оптического поглощения кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ для $\lambda_c=650$ нм при его включении и при лазерной подсветке с $\lambda_c=532$ нм в течение 5, 10, 30 и 600 с

Таким образом, непрерывное лазерное излучение с длинами волн 650 и 532 нм приводит к заметному увеличению оптического поглощения кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ в спектральном диапазоне от 475 до 850 нм.

Авторы благодарны С.М. Шандарову и А.Л. Толстику за постановку задачи и полезные консультации. Работа выполнена в рамках Госзадания Минобрнауки РФ на 2012 год (проект 7.2647.2011), при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 12-02-90038-Бел_а) и БРФФИ (проект № Ф12Р-222).

Список литературы

1. Толстик А.Л., Матусевич А.Ю., Кистенева М.Г. и др. Спектральная зависимость фотоиндуцированного поглощения, наведенного в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ импульсным излучением с длиной волны 532 нм. Квантовая электроника. 2007. Т.37. С.1027-1032.
2. Garcia-Quirino G.S., Iturbe-Castillo M.D., Vysloukh V.A., et. al. Observation of interaction forces between one-dimensional spatial solitons in photorefractive crystals. Opt. Lett. 1997. V.22. P.154-156.

К.Н. БОЛДЫРЕВ, Н.Ю. БОЛДЫРЕВ

Институт спектроскопии РАН, Троицк

АНАЛИЗ КОНЦЕНТРАЦИИ ПРИМЕСЕЙ III и V ГРУПП В ВЫСОКОЧИСТОМ КРЕМНИИ МЕТОДОМ ДЛИННОВОЛНОВОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

В работе была изготовлена опытная установка по низкотемпературному анализу концентрации электроактивных примесей методом фурье-спектроскопии высокого разрешения. Проведено исследование образцов высокочистого монокристаллического кремния с известной концентрацией электроактивных примесей. Была показана применимость метода для анализа углерода и кислорода в поликристаллическом кремнии.

В настоящее время весьма актуальным является вопрос анализа концентрации неконтролируемых примесей в высокочистом кремнии для солнечной энергетики и микроэлектроники. Основными примесями, затрудняющими использование кремния, являются кислород и углерод, а в случае полупроводниковых применений также электроактивные элементы III и V групп – бор, фосфор, мышьяк, алюминий и т.д. Наиболее точным методом является метод измерения спектров пропускания с высоким разрешением в дальней инфракрасной области спектра с нейтрализацией компенсируемых примесей фотонами большой энергии [1].

Нами была разработана и собрана опытная установка по анализу высокочистого кремния на основе фурье-спектрометра высокого разрешения Bruker IFS 125 HR, а также проведены исследования влияния электроактивных примесей III и V группы на спектр высокочистого кремния для полупроводниковой электроники. Анализ спектров позволил получить точные градуировочные параметры для вычисления концентрации электроактивных примесей, таких как бор, фосфор, мышьяк, индий и др. Результат анализа стандартных образцов высокочистого кремния различного типа проводимости с известными концентрациями бора и фосфора приведены в таблице 1.

Таблица 1. Исследование стандартизованных пластин монокристаллического кремния

Наименование образца	Концентрация электроактивных примесей, ppta				C, O (ppba)	
	B	P	As	Al, Sb, Ga, In	C	O
Эталон, N-тип, 5.00мм, В – 58 ppta, Р – 211 ppta	56.3	207.4	0.15	0.00	74.5	0.0
Эталон, Р-тип, 5.00 мм, В – 140 ppta, Р – 22 ppta	137.2	21.5	0.05	0.00	88.7	0.0

Кроме того, анализ концентрации углерода и кислорода, по существующим стандартам, возможен только на монокристаллических образцах [2,3]. При этом в промышленности необходимо анализировать концентрацию этих примесей ещё на этапе получения поликристаллического кремния. В работе была продемонстрирована возможность анализа углерода и кислорода не только в монокристаллических образцах кремния, но также и в поликристаллических.

Работа поддержана Министерством образования и науки РФ (соглашение №7834).

Список литературы

1. SEMI MF1630-0704, Test Method for Low Temperature FT-IR Analysis of Single Crystal Silicon for III-V Impurities. North American Regional Standards Committee, 2004.
2. SEMI MF1188-1105, Test Method for Interstitial Oxygen Content of Silicon by Infrared Absorption With Short Baseline. North American Regional Standards Committee, 2005.
3. SEMI MF1391-0704, Test Method for Substitutional Atomic Carbon Content of Silicon by Infrared Absorption. North American Regional Standards Committee, 2004.

Д.С. ДОВЖЕНКО, Ю.А. КУЗИЩИН,
И.Л. МАРТЫНОВ, А.А. ЧИСТЯКОВ

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

**ЛАЗЕРНО-СТИМУЛИРОВАННАЯ
ДЕСОРБЦИЯ/ИОНИЗАЦИЯ МОЛЕКУЛ
НИТРОАРОМАТИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ,
СОРБИРОВАННЫХ В НАНОПОРИСТОМ КРЕМНИИ**

Работа посвящена изучению явления поверхностной лазерно-стимулированной десорбции/ионизации нитроароматических соединений, предварительно нанесенных на поверхность нанопористого кремния из газовой фазы. Обнаружена сорбция тринитротолуола на поверхности пористого кремния, был обнаружен ионный сигнал соответствующий ионам тринитротолуола в ионном спектре в спектрометре ионной подвижности, идентифицированный как (TNT-H⁺). При сравнении спектров ионной подвижности в различных газовых средах показано, что образование ионов тринитротолуола происходит в порах пористого кремния, либо на поверхности.

В настоящее время в связи с широким развитием приборов для обнаружения следов взрывчатых веществ, работающих на принципах спектрометрии ионной подвижности, представляет интерес исследование лазерной десорбции/ионизации органических (в частности ароматических и нитроароматических) молекул с твердотельных подложек. Сочетание метода лазерной десорбции и спектрометрии ионной подвижности [1] позволяет создавать портативные высокочувствительные газоанализаторы. Особый интерес представляет лазерная десорбция/ионизация молекул с использованием наноструктурированных твердотельных подложек, в том числе, нанопористого кремния (ПК) [2].

В работе проводилось исследование ионного сигнала с образца пористого кремния в спектрометре ионной подвижности в разных средах (воздух, азот) при лазерной десорбции/ионизации после сорбции на него ТНТ. На рис. 1 представлены спектры ионной подвижности с поверхности ПК в различных газовых средах (воздух, азот), при температуре сорбции 55°C. На графике, соответствующем атмосфере воздуха (рис. 1, линия а) наблюдается 3 четко выраженных пика. Самый крупный пик с временами дрейфа 40-55 мс – фоновый сигнал, представляет собой совокупность отрицательных ионов кислорода, их комплексов с молекулами воды и ионов молекул различных соединений, сорбированных в порах пористого кремния вместе с молекулами ТНТ.

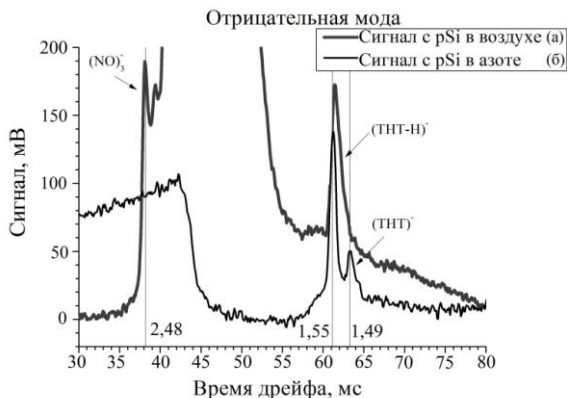


Рис. 1. Спектры ионной подвижности в различных газовых средах при лазерной десорбции/ионизации с поверхности пористого кремния после сорбции молекул ТНТ (плотность энергии возбуждающего излучения 15 мДж/см²):
 линия а – спектр в воздушной атмосфере (светло-серый),
 линия б – спектр в атмосфере азота (тёмно-серый)

Два пика с подвижностями 1.55 см²/В·с (62 мс) и 2.48 см²/В·с (38 мс) появляются после сорбции молекул ТНТ в порах пористого кремния. Пик с подвижностью 1.55 см²/В·с соответствует молекулам ТНТ и интерпретируется как (ТНТ-Н)⁻. Вертикальная линия, соответствующая подвижности 1.49 см²/В·с, определяет положение ионов (ТНТ)⁻ которые наблюдаются только в атмосфере азота [3]. Пик с подвижностью 2.48 см²/В·с предположительно соответствует ионам (NO₃)⁻. При переходе в атмосферу азота (рис. 1, линия б) амплитуда пика, соответствующего ионам (ТНТ-Н)⁻ практически не меняется. Совокупность экспериментальных результатов, с учетом более ранних работ [3] позволяет утверждать, что ионы (ТНТ-Н)⁻ образуются на поверхности ПК, либо в его порах.

Список литературы

1. Oberh ttinger C., Langmeier A., Oberpriller H., et. al. Hydrocarbon detection using laser ion mobility spectrometry. *Int. J. Ion Mobil. Spec.* 2009. V.12. 1. P.23-32.
2. Kotkovskiy G.E., Kuzishchin Y.A., Martynov I.L., Chistyakov A.A., Nabiev I.R. The Photophysics of Porous Silicon: Technological and Biomedical Implications. *Phys. Chem. Chem. Phys.* 2012. 14. P.13890-13902.
3. Мартынов И.И. Механизмы образования ионов нитроароматических молекул в газовой фазе и на поверхности пористого кремния при УФ-лазерном воздействии. Диссертация на соискание учёной степени к.ф.-м.н. М.: НИЯУ МИФИ, 2011.

А.Н. ГЕНЕРАЛОВА¹, С.В. ДАЙНЕКО, А.В. ЗАСЕДАТЕЛЕВ,
В.А. КРИВЕНКОВ, И.Л. МАРТЫНОВ, А.А. ЧИСТЯКОВ

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

*¹Институт биоорганической химии им. М.М. Шемякина и Ю.А. Овчинникова РАН,
Москва*

ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ГИБРИДНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ НАНОКРИСТАЛЛОВ СЕЛЕНИДА КАДМИЯ

В работе исследовались и сравнивались между собой спектры, квантовый выход и кинетика люминесценции квантовых точек типа CdSe, CdSe/ZnS и CdSe/CdS/ZnS и квантовых стержней CdSe/ZnS в пленках, матрицах различных полимеров, в том числе используемых для создания фотовольтаических ячеек, а так же капсулированных в прозрачные полимеры. Обнаружено, что использованный метод модификации поверхности квантовых точек полимерами может улучшить их люминесцентные свойства в конденсированной фазе, а использование полупроводниковых нанокристаллов в матрице органического полимера может быть перспективным для фотовольтаики.

На сегодняшний день к изучению полупроводниковых нанокристаллов типа АII-BVI привлечено крайне большое внимание. Уже сегодня эти наночастицы и композиты на их основе находят применение для создания нового поколения светодиодов [1], в том числе источников белого света с очень высоким (до 90) индексом цветопередачи (CRI) [2], в качестве высокоэффективных люминесцентных биометок [3], а так же в качестве активных сред для лазерной генерации [4]. Полупроводниковые наночастицы, обладая рядом уникальных свойств, успешно конкурируют с традиционными органическими красителями [5]. Они имеют на порядок более высокое по сравнению с красителями значение коэффициента молярной экстинкции и много более высокую фотостабильность, сохраняющуюся при плотностях мощности возбуждения вплоть до 106Вт/см². Важной особенностью наночастиц является то, что квантовый выход их фотолюминесценции (ФЛ) испытывает более чем на порядок меньшее падение при переходе от раствора к конденсированной фазе [3, 5]. Кроме того, полупроводниковые нанокристаллы являются перспективным материалом для фотовольтаики.

В представленной работе исследовались и сравнивались между собой спектральные свойства и квантовый выход нанокристаллов с ядром из CdSe в пленках и матрицах различных полимеров, в том числе

используемых для создания фотовольтаических ячеек. Было обнаружено, что квантовые точки типа CdSe/CdS/ZnS имеют более высокий квантовый выход в пленках по сравнению с CdSe/ZnS. Также было показано, что введение наночастиц в прозрачную полимерную матрицу увеличивает их квантовый выход и характерное время люминесценции в конденсированной фазе. После этого было проведено капсулирование наночастиц типа CdSe/CdS/ZnS в водорастворимые полимеры с последующим исследованием их спектральных свойств. Получившиеся гибридные структуры отличались слабым снижением квантового выхода и характерного времени люминесценции при переходе из раствора в конденсированную фазу.

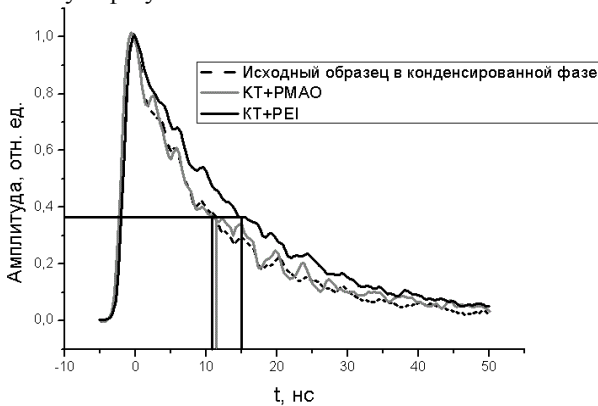


Рис. 1. Кинетика люминесценции образцов полупроводниковых квантовых точек в конденсированной фазе с поверхностью модифицированной полимерами (РМАО и РЕИ) в сравнении с немодифицированными

Список литературы

1. Kang S.-H., Kumar Ch.K., Lee Z., et. al. Quantum-dot light-emitting diodes utilizing CdSe/ZnS nanocrystals embedded in TiO_2 thin film. Applied Physics Letters. 2008. V.93. №19. P.191116. Applied Physics Letters. 2008. V.93. №19. P.191116.
2. Shena C., Chua J., Qianb F., et. al. High color rendering index white LED based on nano-YAG:Ce3Y phosphor hybrid with CdSe/CdS/ZnS core/shell/shell quantum dots. Journal of Modern Optics. 2012. V.59. P.1199-1203.
3. Resch-Genger U., Grabolle M., Cavaliere-Jaricot S., et. al. Quantum dots versus organic dyes as fluorescent labels. Nature methods. 2008. V.5. №9. P.763–775.
4. Wang Y.-C., Yuan C.-T., Yang Y.-C., et. al. High efficiency silicon nanodisk laser based on colloidal CdSe/ZnS QD. Nano reviews. 2011. V.2. P.2–6.
5. Zaharchenko K.V., Obratcova E.A., Mochalov K.E., et. al. Laser-induced luminescence of CdSe/ZnS nanoparticles in solution and condensed phase. Laser Physics. 2005. V.15. №8. P.1150–1153.

Е.А. САВЕЛЬЕВ, А.С. ШИКИН¹, К.М. ГОЛАНТ

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва

¹Московский физико-технический институт (государственный университет)

КООПЕРАТИВНАЯ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ИОНОВ Yb³⁺ В ДИОКСИДЕ КРЕМНИЯ

Представлены результаты исследования кооперативной люминесценции в легированных иттербием образцах диоксида кремния, синтезированных методом плазмохимического осаждения. Опираясь на предыдущие работы в этой области, мы предполагаем, что интенсивность кооперативной люминесценции может служить характеристикой степени кластеризации ионов Yb³⁺ и поэтому может быть использована для поиска оптимальных технологических решений при синтезе лазерных материалов.

В последние два десятилетия появилось немало работ, посвященных решению проблем оптимизации технологий для создания активных оптических волокон. Наиболее серьезной является проблема кластеризации, когда активные центры (в нашем случае это ионы иттербия) распределяются по волокну не равномерно, а группами. Вследствие этого возрастает негативное влияние кооперативных процессов на деактивацию активных центров.

В 1970 году японскими учеными Шионоя и Наказава при исследованиях кристалла YbPO₄ была обнаружено явление, которое они назвали кооперативной люминесценцией [1]. При сближении двух одинаковых систем, находящихся в возбужденных состояниях, возрастает вероятность одновременного перехода этих систем в основное состояние с испусканием только одного фотона, но с удвоенной энергией [2,3]. Было показано, что наблюдение кооперативной люминесценции в ионах Yb³⁺ возможно только тогда, когда расстояние между соседними ионами не превышает 5 Å [2]. При типичной для наших образцов концентрации Yb³⁺ 10²⁰ см⁻³ и равномерном распределении ионов в матрице диоксида кремния расстояние между соседними ионами составляет порядка 20 Å. Тем самым по интенсивности кооперативной люминесценции можно судить о степени кластеризации иттербия [2, 4, 5]. Мы предполагаем, что существенное влияние на долю кластеризованных ионов иттербия в кварцевом стекле оказывает наличие стадии проплавления в технологическом процессе. Для сравнения характеристик образцов проходивших и не проходивших стадию проплавления мы провели эксперименты по регистрации кооперативной люминесценции в них.

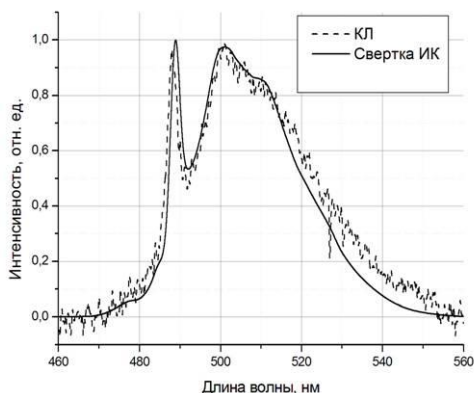


Рис. 1. Сравнение спектра кооперативной и свертки ИК люминесценции

С помощью технологии плазмохимического осаждения из газовой фазы [6] были получены образцы стекла с иттербием не прошедшие стадию проплавления. Плавленные же образцы получались при последующем проплавлении осажденного слоя в пламени кислородно-водородной горелки. По спектру поглощения и известному коэффициенту экстинкции были сделаны оценки концентрации ионов Yb^{3+} в синтезированных стеклах. В эксперименте были измерены спектры и времена затухания инфракрасной и кооперативной люминесценций. Вычисленная свертка спектра инфракрасной люминесценции хорошо совпала с наблюдаемым спектром кооперативной (рис. 1). Хорошее совпадение спектров свидетельствует о том, что доля загрязняющих примесей редкоземельных элементов (Er, Tm), способных посредством апконверсионных процессов дать вклад в наблюдаемый сигнал кооперативной люминесценции, не превышает 5 ppm.

Список литературы

1. Nakazawa E., Shionoya S. Cooperative luminescence in YbPO_4 . Phys. Rev. Lett. 1970. 25. P.1710–1712.
2. Auzel F., Meichenin D., Pellé F., Goldner P. Cooperative luminescence as a defining process for RE-ions clustering in glasses and crystals. Opt. Mater. 1994. V.4. P.35–41.
3. Goldner P., Schaudel B., Prassas M. Dependence of cooperative luminescence intensity on Yb^{3+} spatial distribution in crystals and glasses. Phys. Rev. B. 2002. V.65.
4. Auzel F. Towards rare-earth clustering control in doped glasses. Opt. Mater. 2001. V.16. P.93–103.
5. Schaudel B., Goldner P., Prassas M., Auzel F. Cooperative luminescence as a probe of clustering in Yb^{3+} doped glasses. J. Alloy. Comp. 2000. 300–301(1-2). P.443–449.
6. Golant K.M. Surface plasma chemical vapor deposition: 20 years of application in glass synthesis for lightguides (a review). XXI International Congress on Glass, Strasbourg, 2007. P.L13.

А.П. БАЗАКУЦА, О.В. БУТОВ, К.М. ГОЛАНТ

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва

О МЕЖДОУЗЕЛЬНЫХ ВКЛЮЧЕНИЯХ ВИСМУТА В КВАРЦЕВОЕ СТЕКЛО, ОТВЕТСТВЕННЫХ ЗА ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЮ В БЛИЖНЕМ ИК ДИАПАЗОНЕ

Спектры и кинетика фотолюминесценции в легированном висмутом диоксиде кремния с добавкой алюминия изучена в диапазоне длин волн 0.9...1.6 мкм в зависимости от температуры в интервале 300-900 К. Полученные данные свидетельствуют о слабой связи внедренного висмута с сеткой диоксида кремния, что дает основание рассматривать центры инфракрасной люминесценции как междоузельные включения.

Волоконные световоды на основе кварцевого стекла с сердцевинной, содержащей висмут, могут работать в качестве активных элементов в различных схемах лазерных конверторов и усилителей [1]. Существенной для приложений особенностью таких висмутовых волоконных схем является спектральная полоса усиления, в диапазоне длин волн 1100...1500 нм. В этом важном, прежде всего для телекоммуникаций, диапазоне спектра практически отсутствуют альтернативные примеси, способные выполнять функцию активаторов в кварцевом стекле. Однако в отличие от редкоземельных активаторов деградация усилительных свойств активированных висмутом волокон наступает уже при концентрациях висмута 10^{18} - 10^{19} см⁻³, что на два порядка величины меньше типичных значений для Er^{3+} , Yb^{3+} в алюмосиликатном стекле. По-видимому, это связано с иным происхождением самих висмутовых центров инфракрасной люминесценции. Современное состояние этой проблемы и подходы к ее решению можно найти в обзоре [2].

Целью нашей работы было получение экспериментальных данных, которые помогут выяснить, каково происхождение центров, ответственных за ИК люминесценцию кварцевого стекла с примесью висмута и алюминия. Для изготовления образцов диоксида кремния с висмутом и алюминием использовалась технология SPCVD [3].

Были измерены спектры и кинетика люминесценции образцов. Спектры измерялись по схеме синхронного детектирования с модуляцией интенсивности излучения накачки. В качестве источника накачки был использован полупроводниковый лазерный диод на длине волны 808 нм мощностью до 1 Вт. Для селекции люминесценции по длинам волн мы использовали решёточный монохроматор МДР-4. Сигнал регистрировался

с помощью полупроводникового фотодиода на основе InGaAs. Подробное описание методики эксперимента можно найти в работе [4].

С увеличением температуры образца до 900 К наблюдается лишь незначительное уменьшение стационарной интенсивности люминесценции преимущественно в длинноволновой части спектра (рис. 1). Нагрев также приводит к незначительному уменьшению времени жизни люминесценции на длинах волн 1080 и 1220 нм (рис. 2).

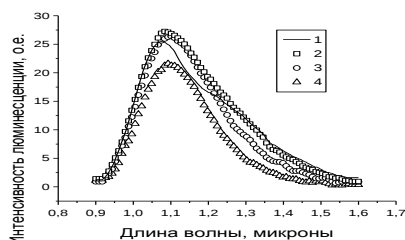


Рис. 1. Спектры люминесценции исследуемого образца Bi+Al при возбуждении на длине волны 808 нм, полученные при температурах: 1- 293 К, 2- 473 К, 3- 673 К, 4- 873 К

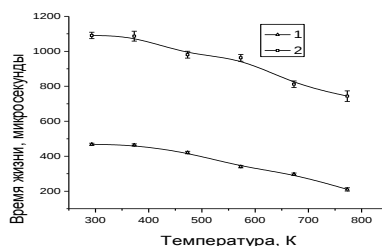


Рис. 2. Температурная зависимость времени жизни люминесценции исследуемого образца Bi+Al, измеренная на длинах волн 1 - 1220 и 2 - 1080 нм при накачке на длине волны 808 нм

Форма спектра люминесценции позволяет выделить как минимум две полосы люминесценции – на 1080 и 1220 нм, каждой из которых присуще характерное время жизни. Обнаруженное поведение спектров и кинетики люминесценции может быть объяснено, если предположить, что за люминесценцию в исследуемом образце ответственны два типа активных, ассоциированных с висмутом центра [4]. Слабая температурная зависимость параметров люминесценции свидетельствует об отсутствии канала передачи энергии электронного возбуждения колебаниям сетки диоксида кремния, что позволяет рассматривать висмутовые центры как междоузельные включения. Тем самым объясняется невозможность существенного увеличения концентрации висмута без образования кластеров.

Список литературы

1. Dianov E.M. Proc. of SPIE. 2008. V.6890. P.68900H1-11.
2. Peng M., Dong G. J. Non_Crystalline Solids. 2011. V.357. P.2241.
3. Golant K.M. Defects in SiO₂ and Related Dielectrics: Science and Technology. / Ed. Pacchioni G. Kluwer Academic Publishers, 2000. P.427.
4. Базакуца А.П., Бутов О.В., Савельев Е.А., Голант К.М. Радиотехника и электроника. 2012. Т.57. №6. С.1–9.

Ю.А. НОВИКОВА, Е.Н. КОТЛИКОВ
*Санкт-Петербургский государственный университет
 аэрокосмического приборостроения*

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛЕНКООБРАЗУЮЩИХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ БИНАРНЫХ ФТОРИДОВ

Проводилось исследование оптических пленок $Y_xBa_{1-x}F_{2+x}$ в среднем ИК диапазоне спектра 1-15 мкм. Оптические константы пленок определялись по разработанной методике, которая базируется на минимизации функции качества, зависящей от коэффициентов преломления, поглощения и толщины пленки.

Одним из наиболее широко распространенных пленкообразующих материалов с низким показателем преломления в инфракрасной (ИК) области спектра являются: фторид бария, фторид иттрия, фторид тория, фторид магния и фторид кальция. Реально все эти материалы имеют ряд недостатков. В связи с этим возникает важная задача – поиск новых пленкообразующих материалов с низким показателем преломления для инфракрасной области спектра. В работах [1, 2] обсуждаются возможности использования бифторидных соединений для получения пленкообразующих материалов с улучшенными оптическими и механическими свойствами.

В настоящей работе проводилось исследование перспективных оптических пленок $Y_xBa_{1-x}F_{2+x}$ в среднем ИК диапазоне спектра 1-15 мкм. Оптические константы пленок определялись по разработанной методике, которая базируется на минимизации функции качества, зависящей от показателя преломления, поглощения и толщины пленки. Наиболее распространенными методами измерения оптических констант пленок являются спектрофотометрические. Методы заключаются в анализе экспериментальных спектров пропускания и отражения (T_{exp} и R_{exp}) пленки на подложке с известными оптическими константами и их сравнениями с расчетными значениями T и R . В работе мы использовали поиск минимума функции качества F одиночной пленки при варьировании в заданном спектральном диапазоне коэффициентов преломления и поглощения пленки $n(\lambda), k(\lambda)$ и ее геометрическую толщину d . Функция качества имеет вид:

$$F = \sum_{i=1}^N \left| M_{расч}(\lambda_i, n, k, d) - M_{экспер}(\lambda_i) \right|^2 / N \quad (1)$$

где $M_{\text{расч}}$ – коэффициент отражения R или пропускания T ; $M_{\text{экспер}}$ – теоретические значения спектров отражения R или пропускания T ; λ_i – значение длины волны.

Для обработки результатов была написана программа на языке Wolfram Mathematica-8.0. Программа предназначена для вычисления оптических характеристик пленки (толщины пленки, функций $n(\lambda)$, $k(\lambda)$) по спектрам пропускания и отражения, и параметрам системы (геометрическая толщина подложки d_s , оптические характеристики подложки, то есть, функции n_s , k_s). Для решения поставленной задачи были изготовлены пленки из YF_3 с примесью BaF_2 в процентной доли 0, 9, 17, 23, 28, 33, 50 и 100%. Определены оптические константы – коэффициенты преломления и коэффициенты поглощения этих пленок в диапазоне 1-15 мкм. В качестве примера на рис. 1 приведены спектры поглощения пленок для двух смесей: чистого YF_3 и смеси с 33% BaF_2 .

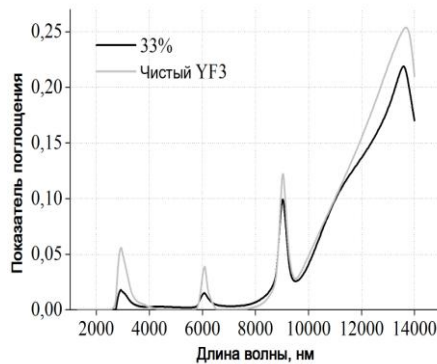


Рис. 1. Спектры поглощения пленок $Y_xBa_{1-x}F_{2+x}$

Исследования показали, что, в этом диапазоне $Y_{0.67}Ba_{0.33}F_{2.67}$ является перспективным пленкообразующим материалом. В отличие от известных фторидов и чистого YF_3 он не имеет сильных полос поглощения, негигроскопичен, обладает хорошими механическими свойствами и может быть использован в составе сложного покрытия в средней ИК области спектра.

Список литературы

1. Котликов Е.Н., Хонина Е.В., Прокашев В.Н. Проблема снижения оптических потерь в пленках фторидов. Оптический журнал. 2004. Т.71 №6. С.84-87.
2. Гисин М.А., Мустаев Р.М. Оптические свойства пленок фторида иттрия в ИК области спектра. Оптический журнал. 1996. №11. С.37-39.

Т.А. ХРУЩЕВА, Е.С. ПОСТНИКОВ, И.А. ДЁМИЧЕВ,
А.И. СИДОРОВ, В.И. ЕГОРОВ, Е.М. СГИБНЕВ, А.Н. БАБКИНА

*Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет
информационных технологий, механики и оптики, Россия*

ВЛИЯНИЕ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ОБЛУЧЕНИЯ И ТЕРМООБРАБОТКИ НА ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЮ СИЛИКАТНЫХ СТЕКОЛ С СЕРЕБРОМ, ВВЕДЕННЫМ МЕТОДОМ ИОННОГО ОБМЕНА

Исследованы спектры люминесценции и поглощения силикатных стекол, содержащих серебро, введенное методом ионного обмена. Показано, что при ионном обмене часть серебра встраивается в стекло в виде нейтральных молекулярных кластеров, имеющих интенсивную люминесценцию в видимой области спектра. Изучено влияние ионов церия на люминесценцию стекол.

В работе исследовались стекла состава $\text{Na}_2\text{O-ZnO-Al}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2\text{-NaF-NaBr}$, содержащие фотосенсибилизатор CeO_2 , изготовленные в СПб НИУ ИТМО. Серебро вводилось в стекла методом ионного обмена (ИО) [1] длительностью 15 минут из 5% расплава $\text{NaNO}_3\text{+AgNO}_3$. Измерения спектров люминесценции и поглощения проводились на волоконном спектрометре StellarNet и спектрофотометре Cary-500 (Varian) соответственно.

Исследования показали, что люминесценция возникает в стеклах непосредственно после ионного обмена (рис. 1, кривая 1). Причиной появления люминесценции является то, что при ионном обмене серебро образует в стекле не только атомарные ионы, но и молекулярные ионы и нейтральные молекулярные кластеры серебра. Захват электронов, необходимых для формирования таких нейтральных структур, может происходить с дефектов стекла. При увеличении концентрации церия в стекле интенсивность люминесценции возрастает (рис. 2). Ультрафиолетовое (УФ) облучение образцов, как до ионного обмена, так и после ионного обмена, приводит к уменьшению интенсивности люминесценции (рис. 1, кривая 2, 4). Данный результат объясняется тем, что спектр излучения ртутной лампы содержит длины волн возбуждения нейтральных кластеров серебра, поэтому происходит их фотоионизация и превращение в молекулярные ионы, имеющие люминесценцию низкой интенсивности. Образовавшиеся при этом свободные электроны захватываются дефектами кристаллической решетки стекла.

Термообработка (ТО) при 350 °С приводит к освобождению электронов, которые восстанавливают ионы серебра, вследствие чего образуются нейтральные молекулярные кластеры серебра. Это приводит к увеличению интенсивности люминесценции стекол (рис. 1, 2).

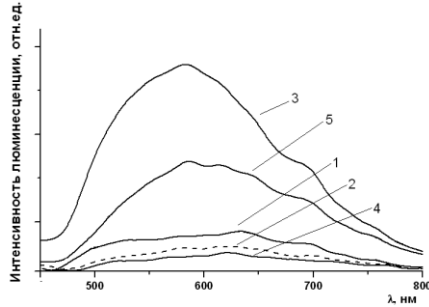


Рис. 1. Спектры люминесценции стекол с концентрацией церия 0,05 мол.%, содержащих серебро: 1 – после ИО; 2 – после ИО+УФ; 3 – после ИО+УФ+ТО; 4 – после УФ+ИО+УФ; 5 – после УФ+ИО+УФ+ТО, $\lambda_{\text{возб}} = 405 \text{ нм}$

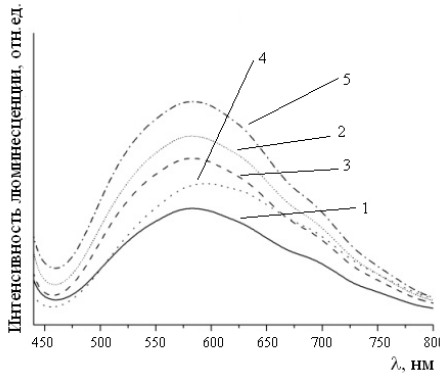


Рис. 2. Спектры люминесценции стекол с различной концентрацией церия, содержащих серебро: 1 – 0,02 мол.% (после ИО+УФ+ТО); 2 – 0,05 мол.% (после ИО+ТО); 3 – 0,05 мол.% (после ИО+УФ+ТО); 4 – 0,05 мол.% (после УФ+ИО+УФ+ТО); 5 – 0,09 мол.% (после ИО+УФ+ТО), $\lambda_{\text{возб}} = 405 \text{ нм}$

Список литературы

1. Tervonen A., West B.R., Honkanen S. Ion-exchanged glass waveguide technology. Optical Engineering. 2011. 50(7). 071107.

А.Н. БАБКИНА, П.С. ШИРШНЕВ,
В.А. ЦЕХОМСКИЙ, Н.В. НИКОНОВ

*Санкт-Петербургский государственный национальный исследовательский
университет информационных технологий, механики и оптики*

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА КАЛИЕВО-АЛЮМО-БОРАТНЫХ СТЕКОЛ С НАНОКРИСТАЛЛАМИ, СОДЕРЖАЩИМИ ГАЛОГЕНИДЫ МЕДИ

Представлена электрооптическая установка, позволяющая регистрировать спектры экситонного поглощения нанокристаллов галогенидов меди от температуры образца стекла. Впервые определены температуры солидуса, ликвидуса и кристаллизации нанокристаллов с CuCl и CuBr с погрешностью $\pm 3^\circ\text{C}$.

Нанокристаллы хлорида и бромида меди обладают крутой границей поглощения в УФ и видимой частях спектра, поэтому они прекрасно подходят для создания оптических фильтров [1].

В ходе исследования были синтезированы стекла двух составов: $20\text{K}_2\text{O}-25\text{Al}_2\text{O}_3-55\text{B}_2\text{O}_3$ (мол%) 1) с добавкой $4\text{Cu}_2\text{O}-0,66\text{NaCl}-16\text{NaBr}$ (вес%); 2) с добавкой $6,1\text{Cu}_2\text{O}-9,35\text{NaCl}-1,45\text{NaBr}$ (вес%) [2]. Температуры стеклования были определены как 380°C и 400°C для 1 и 2 составов соответственно. Для выделения в матрице стекла нанокристаллов, содержащих бромид меди в первом составе и хлорид меди во втором, образцы прошли термообработку в течение 10 часов при температуре, большей T_g .

Для регистрации спектров поглощения образцов стекол в зависимости от температуры образца была создана специальная установка (рис. 1). Температурный диапазон был определен как $25-300^\circ\text{C}$ с шагом $3-5^\circ\text{C}$.

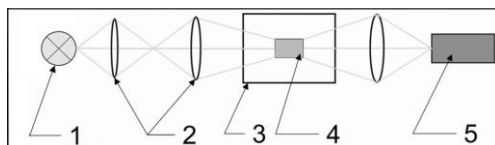


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – источник излучения, 2 – коллимирующая система линз, 3 – термокамера, 4 – образец, 5 – спектрометр

Известно, что полосы поглощения $Z_{1,2}$ - и Z_3 -экситона CuCl и CuBr лежат на длине волны 384 нм и 365 нм для CuCl , и 392 нм и 412 нм для

CuBr [3]. Уровень экситонного поглощения оценивался на длинах волн Z_3 -экситонов.

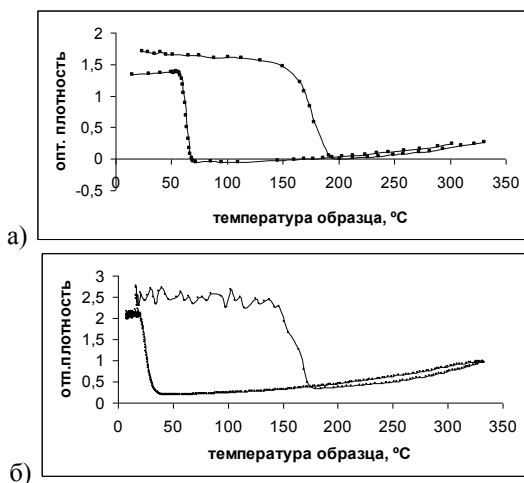


Рис. 2. Уровень оптической плотности образца в зависимости от температуры: состава 1 с температурой термообработки 390°C на длине волны 390 нм (а), состава 2 с температурой термообработки 410°C на длине волны 365 нм (б)

Исходя из полученных кривых, были определены температуры солидуса, ликвидуса и кристаллизации для данных образцов.

	Состав 1	Состав 2
$T_{\text{сол}}, ^\circ\text{C}$	160	150
$T_{\text{лик}}, ^\circ\text{C}$	180	165
$T_{\text{кр}}, ^\circ\text{C}$	60	35

В сравнении с предыдущими исследованиями характеристические температуры оказались на 200°C ниже [1]. Из этого можно сделать вывод, что выделившаяся кристаллическая фаза состоит не только из галогенидов меди. Исходя из таких низких температур, данные стекла можно использовать в качестве температурных оптических переключателей в электрооптических схемах.

Список литературы

1. Dotsenko A.V., Glebov L.B., Tsekhomsky V.A. Physics and Chemistry of Photochromic Glasses. CRC Press. 1998. P.187
2. Ким А.А., Никоноров Н.В., Сидоров А.И., Цехомский В.А., Ширшнев П.С. Письма в ЖТФ. 2011. Т.37. Вып.9. С.22-28.
3. Haselhoff M., Weber H.-J. Materials Research Bulletin. V.30. P.607-612.

Е.Н. ГОНЧАРОВА, Е.Б. БРИК
ООО «Фотооптик», Обнинск

ОПТИЧЕСКИЕ МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОКРЫТИЯ ДЛЯ АВИАЦИОННЫХ ДИСПЛЕЕВ. РАСЧЕТ И ИЗГОТОВЛЕНИЕ

Предлагается новый подход к дизайну металлодиэлектрических покрытий, состоящий из двух этапов. На первом этапе применяется матричный метод Абеля для расчета толщин слоев в покрытии. На втором этапе измеряется входной адмиттанс МДП и корректируются толщины слоев так, чтобы минимизировать отражение покрытия. Предлагаемый метод позволил разработать технологию получения контрастного покрытия для авиационных дисплеев.

1. Введение

Настоящая работа посвящена расчету и изготовлению контрастного многослойного металлодиэлектрического покрытия (МДП) из тонких слоев диоксида кремния (SiO_2) и металла нихрома (NiCr). МДП разрабатывалось для многофункционального дисплея вертолета МИ-8. Цель работы – получить покрытие с отражением $R^* \leq 0.3\%$ и значением пропускания $T^* = 45\%$.

2. Метод расчета и изготовление МДП.

Классический матричный метод Абеля (ММА) не дает хороших результатов при расчете МДП, т.к. значения показателя преломления металлов в МДП в реальной технологии определить невозможно [1].

В настоящей работе предложен новый подход к расчету МДП. Рассмотрим, как на примере двух технологических партий G-441 и G-442 предложенный метод был реализован в производстве.

На первом этапе толщины слоев в покрытии рассчитывались с помощью программы TFCalc [2]. Для нихрома использовался приближенный комплексный показатель преломления, найденный ранее с помощью программы OptiRe [3].

В результате расчетов на TFCalc получили конструкцию из 8-ми слоев (рис. 1), которая была напылена в вакуумной установке BALZERS BA1400. Видим, что отражение полученного покрытия велико (рис. 2а).

На втором этапе толщины слоев в покрытии модифицируются методом, основанным на измерении входного адмиттанса МДП. Для коррекции толщин использовались диаграммные методы, описанные в [4].

Рассмотрим точку Е – значение адмиттанса, соответствующее $\lambda = 550$ нм, и снизим отражение в этой точке до $R = 0.1\%$.

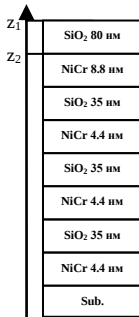


Рис. 1. Конструкция покрытия G-441

Для этого необходимо перевести значение адмиттанса из точки E в точку E4 – точку пересечения изорефлекторы $R=0.1\%$ с осью $\text{Re}(Y)$ (рис. 2б). Проводим вспомогательную полуокружность, соответствующую движению точки E4 при добавлении SiO_2 . Пересчитываем адмиттанс из плоскости z_1 в плоскость z_2 (рис. 1), т.е. переходим из точки E в точку E2 (рис. 2б). Затем, добавив 2 нм NiCr, приближаем точку E2 к точке E3, лежащей на вспомогательной изорефлекторе. После этого добавляем слой SiO_2 (85нм), чтобы перевести значение адмиттанса в точку E4.

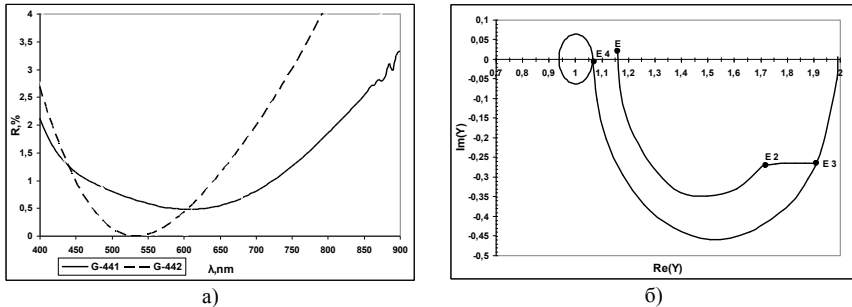


Рис. 2. Спектры отражения покрытий G-441 и G-442 (а); преобразование адмиттанса покрытия G-441 в точке $\lambda=550$ нм (б)

Итак, для уменьшения отражения, необходимо увеличить последний слой NiCr на 2 нм и последний слой SiO_2 на 5 нм. Напылив конструкцию G-442 с модифицированными толщинами слоев, получаем спектр отражения с минимальным значением $R=0.02\%$ для $\lambda=540$ нм (рис. 2а).

Предложенный нами способ коррекции толщин слоев в МДП позволило получить контрастное покрытие для авиационных дисплеев, отвечающее требованиям технического задания.

Список литературы

1. Gao L., Lemarchand F., Lequime M. Comparison of different dispersion models for single layer optical thin film index determination. Thin Solid Films. 2011. 520. P.501-509.
2. TFCalc Thin Film Design Software for Windows, www.spectra.com.
3. OptiRe Thin film software, www.optilayer.com.
4. Lemarquis F., Marchand G. Analytical achromatic design of metal-dielectric absorbers. Applied Optics. 1999. 38. P.4876-4884.

О.А. БЫШЕВСКИЙ-КОНОПКО, В.И. ГРИГОРЬЕВСКИЙ,
В.В. ПРОКЛОВ

*Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН*

К ВОЗМОЖНОСТИ ПОСТРОЕНИЯ НЕКОГЕРЕНТНЫХ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ ПЕРЕДАЧИ ДАННЫХ ПО ПРИНЦИПУ СПЕКТРАЛЬНОГО КОДИРОВАНИЯ СИГНАЛОВ НА ОСНОВЕ СОГЛАСОВАННЫХ АКУСТООПТИЧЕСКИХ ФИЛЬТРОВ

Предложена схема построения оптической линии связи по принципу кодового разделения множественного доступа на базе согласованных акустооптических фильтров (АОСФ). Моделированием установлено, что данная линия работоспособна при частотном разделении соседних спектральных линий не меньше, чем по двукратному критерию Рэлея.

Известно, что в современных системах радиосвязи наибольшее распространение имеют два метода передачи множества информационных каналов по одной линии с их последующим разделением на приемной стороне. В первом используется разделение по принципу синхронно осуществляемых временных выборок (TDMA – time division multiple access), в другом методе разделение каналов производится путем кодирования передаваемых сигналов (CDMA – code division multiple access). Последний метод признан сегодня наиболее перспективным с точки зрения удовлетворения требованиям, предъявляемым к системам радиосвязи 3G, 4G и последующих поколений [1]. В то же время, в области оптической связи, где до сегодняшнего дня доминирует принцип TDMA, интерес специалистов к фундаментальным преимуществам кодового метода разделения множественного доступа возник лишь совсем недавно. Разработка этого метода (под сокращенным названием O-CDMA – optical CDMA), в основе которого лежит использование новых модификаций многополосной параллельной фильтрации (МАОФ) [2, 3].

В работе рассматривается 3-х фильтровая принципиальная схема построения информационного канала в волоконно-оптической системе O-CDMA, в которой многополосные фильтры (МАОФ) используются как на стадии спектрального кодирования входного некогерентного света, так и при его декодировании на выходе линии связи (рис. 1).

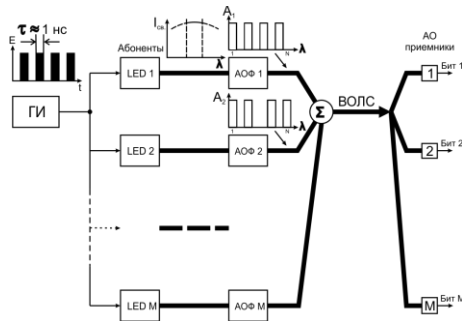


Рис. 1. Принципиальная схема волоконно-оптической линии передачи данных O-CDMA с акустооптическим кодированием и декодированием спектров сигналов

Схема включает общий генератор импульсов (ГИ), обеспечивающий синхронизацию и длительность (~ 1 нс) передаваемых бит от всех возможных абонентов, число которых равно M . У каждого из абонентов имеются одинаковые наборы из электрически модулируемых широкополосных источников некогерентного света, например, люминесцентных светодиодов (LED 1, LED 2 ... LED M) и одинаковых акустооптических фильтров (АОФ 1, АОФ 2, ... АОФ M). Спектры сигналов управления каждого АО фильтра строго индивидуальны и соответствуют выделенной им кодирующей функции. Далее, сформированные таким путем «индивидуальные спектрально различимые оптические биты» от всех абонентов направляются в общий для всех волоконно-оптический канал передачи данных. На выходе линии передачи весь оптический поток данных разветвляется на равные по числу абонентов части, по которым и осуществляется индивидуальная согласованная обработка совокупного сигнала с целью выделения и распознавания «своего» бита на фоне «чужих». Важно отметить, что в некогерентных системах O-CDMA в отличие от когерентных радиосистем CDMA кодовые функции содержат только положительные компоненты. Это затрудняет применение обычного метода корреляционного приема с использованием прямых и их комплексно сопряженных кодов, однако, в случае однополярных кодов можно применить метод «балансного приема» с использованием прямых и комплементарных кодов [2], как показано на рис. 2. Поток света по данной схеме, приходящий к абоненту 1, разделяется на две равные части, каждая из которых проходит параллельную фильтрацию идентичными АО фильтрами с различными спектральными функциями управляющих сигналов – в первом функция

идентична прямому коду данного абонента, а во втором – комплементарна ему. При надлежащем выборе кодового семейства результат на выходе фотоэлектрического приемника в первом канале будет включать в себя автокорреляцию сигнала от данного абонента и сумму всех кросскорреляционных откликов от присутствующих других абонентов. Во втором канале будут все те же кросскорреляционные отклики без сигнала автокорреляции и, следовательно, их разница даст требуемое выделение «собственного» бита на фоне «чужих».

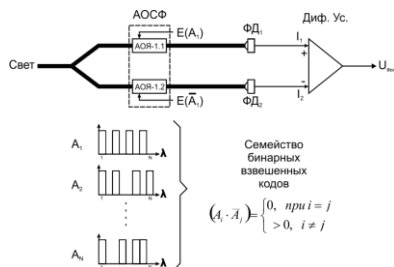


Рис. 2. Схема балансного АО-приемника для абонента 1

В данной работе была проведено компьютерное моделирование характеристик линии передачи данных по схемам на рис. 1 и 2 с использованием коллинеарной геометрии АО взаимодействия в кристаллическом кварце в диапазоне длин волн света 0.5-0.75 мкм. Частотный состав акустических волн соответствовал требуемой кодирующей функции, а именно одной из функций 16-ти битового семейства Уолша.

Результаты моделирования показали, что данная система работоспособна при частотном разделении соседних спектральных линий не меньше, чем по двукратному критерию Рэлея. В этом случае отношение сигнал/помеха обеспечивает выбор порога для автоматического принятия решения о значении принимаемого бита.

Работа поддержана грантами РФФИ №12-07-00186–а и №13-02-00479–а.

Список литературы

1. Гуляев Ю.В., Проклов В.В., Курский В.Н., Синдлер Ю.Б. Новая концепция построения широкополосных систем подвижной радиосвязи с кодово-временным разделением сигналов на основе твердотельных сигнальных процессоров. Радиотехника. 1996. №5. С.3-8.
2. Kavehrad M., Zaccarh D. Optical code-division-multiplexed systems based on spectral encoding of noncoherent sources. J. Lightwave Technology. 1995. V.13. N.3.
3. Proklov V.V. Acousto-optic integrated circuits for incoherent spectral encoding/decoding in all-optical network with asynchronous data transmission. Proceedings the ISTC-Samsung Forum: Partnership development in Russia/CIS. Moscow, 2001. P.42-46.

А.С. ВОЛОШИН, В.И. БАЛАКШИЙ, В.Я. МОЛЧАНОВ¹

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

¹Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»

ОСОБЕННОСТИ АКУСТООПТИЧЕСКОЙ ДИФРАКЦИИ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В КРИСТАЛЛАХ С СИЛЬНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

На примере кристалла парателлурита теоретически и экспериментально исследовано влияние акустической анизотропии на характеристики дифракционного спектра акустооптического взаимодействия. Показано, что снос энергии акустического пучка может существенно (в несколько раз) изменить ширину углового и частотного диапазонов взаимодействия, что заметно сказывается на характеристиках акустооптических приборов. Для разных срезов кристалла выполнен расчет передаточных функций взаимодействия и интегральной эффективности дифракции ограниченных световых пучков. Представлены экспериментальные результаты исследований с ячейкой из кристалла парателлурита.

Эффект акустооптического (АО) взаимодействия широко используется для создания устройств управления световыми пучками и оптической обработки информации [1]. Такие устройства акустооптики, как модуляторы, дефлекторы, фильтры и др., находят применение не только в физических исследованиях, но также и в контрольно-измерительной технике, экологии, медицине, военном деле и других областях человеческой деятельности.

В настоящее время в акустооптике широко используются кристаллы, отличающиеся сильной анизотропией акустических свойств, такие как парателлурит (TeO_2), каломель (Hg_2Cl_2), ниобат лития (LiNbO_3) и др. Акустическая анизотропия может давать как положительные, так и отрицательные эффекты. Одним из таких эффектов является снос звуковой энергии, означающий, что направление вектора волновой нормали акустической волны отличается от направления потока энергии [2]. Например, в парателлурите, одном из основных кристаллов современной акустооптики, угол сноса α достигает 74° [3,4]. Это означает, что угол между штрихами фазовой решетки, созданной акустической волной, и плоскостью решетки равен 16° вместо обычных 90° .

В данной работе получено общее решение дифракционной задачи АО взаимодействия в среде с сильным сносом акустической энергии,

справедливое как при изотропной, так и анизотропной дифракции света [5-7]. Численный расчет выполнен для различных срезов кристалла парателлурита в плоскости $(1\bar{1}0)$, которая обычно используется в АО приборах. Показано, что акустический снос может существенно менять угловые, частотные и спектральные характеристики дифракции. При этом угол сноса α не меняет условие Брэгга, а сказывается на эффективности дифракции (из-за изменения длины пути светового луча в акустическом поле) и на ширине углового и частотного диапазона АО взаимодействия (через фазовую расстройку). Сужение диапазона взаимодействия из-за сноса акустического пучка может достигать нескольких раз. Это говорит о том, что снос пучка необходимо учитывать при разработке АО устройств.

Исследовано влияние акустического сноса на передаточные функции АО взаимодействия. Установлено, что в диапазоне углов Брэгга до 31° снос приводит к уменьшению интегральной эффективности дифракции. Отрицательный снос сказывается сильнее, особенно в области больших углов Брэгга. А при углах, больших 31° , положительный снос дает эффективность дифракции даже большую, чем в отсутствии сноса.

Эксперименты, выполненные с АО ячейкой, изготовленной из 10° -го среза парателлурита с углом сноса $\alpha = +54^\circ$, подтвердили выявленные закономерности.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда фундаментальных исследований, гранты № 10-07-00623, № 10-07-00683 и № 12-07-00633, а также Фонда "Династия" по стипендиальной программе поддержки молодых ученых.

Список литературы

1. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985.
2. Дьелесан Э., Руайе Д. Упругие волны в твердых телах. М.: Наука, 1982.
3. Voloshinov V.B., Polikarpova N.V. Acousto-optic investigation of propagation and reflection of acoustic waves in paratellurite crystal. Appl. Opt. 2009. V.48. №7. P.C55-C66.
4. Балакший В.И., Манцевич С.Н. Распространение акустических пучков в кристалле парателлурита. Акустический журнал. 2012. Т.58. №5. С.600-609.
5. Волошин А.С., Балакший В.И. Дифракция света на наклонных фазовых решетках в анизотропной среде. Ученые записки Казанского университета, сер. Физико-математические науки. 2010. Т.152. №3. С.64-71.
6. Балакший В.И., Волошин А.С. Акустооптическое взаимодействие в кристаллах с большой акустической анизотропией. Оптика и спектроскопия. 2011. Т.110. №5. С.840-846.
7. Волошин А.С., Балакший В.И. Влияние акустической анизотропии на передаточные функции акустооптического взаимодействия. Труды 13-й Всероссийской школы-семинара "Физика и применение микроволн", секция 7. М.: МГУ, 2011. С.3-7.

Д.Ю. ВЕЛИКОВСКИЙ¹, М.М. МАЗУР², В.Э. ПОЖАР^{1,3}

¹Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, Москва

²ВНИИ физико-технических и радиотехнических измерений, Менделеево,
Московская обл.

³Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

ПРОЕКТ КОЛЛИНЕАРНОГО АКУСТООПТИЧЕСКОГО ФИЛЬТРА НА ЛАЗЕРНОМ КРИСТАЛЛЕ $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$

В работе теоретически показано, что в лазерном кристалле $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ возможно осуществить коллинеарную дифракцию вдоль диэлектрических осей, в частности, вдоль оси симметрии второго порядка кристалла.

С ростом мощности лазерных устройств появляется необходимость в устройствах эффективного управления его характеристиками. Акустооптические (АО) устройства успешно и эффективно используются для модуляции лазерного излучения и его отклонения. Однако разнообразие эффективных АО материалов невелико и «лазерные» свойства не входят в число приоритетных свойств, по которым они отбираются. Таким образом, проблема поиска АО материалов с высокой лучевой прочностью является актуальной.

Для решения указанной проблемы нами были исследованы фотоупругие и упругие свойства ряда используемых в лазерной технике кристаллов, в частности со структурой $\text{KRE}(\text{WO}_4)_2$, где RE – редкоземельный материал [1, 2]. Эти материалы относятся к группе моноклинных кристаллов и характеризуются оптической двуосностью. Для дальнейшего анализа был выбран материал $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$, относящийся к данной группе, с целью создания на его основе АО коллинеарного фильтра, способного работать с оптическим излучением высокой мощности. Материал прозрачен в видимом и ближнем ИК диапазонах. Наибольший интерес представляет коллинеарное взаимодействие в плоскости, в которой лежат оптические оси. В моноклинном кристалле $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ это плоскость $\text{N}_\text{p}\text{N}_\text{g}$. В работе [2] было полностью исследовано акустическое поле в кристалле, и определены все значащие константы жесткости материала $C_{\text{эф}}$. Используя эти данные, была проведена оценка частот ультразвука, необходимых для коллинеарной дифракции (см. рис. 1), при $\lambda = 0.633$ мкм, $n_\text{м} = 2.0130$, $n_\text{р} = 2.0436$ и $n_\text{г} = 2.0817$. Видно, что частота коллинеарной дифракции вдоль диэлектрических осей не превышает 125 МГц для сдвиговой моды, и ожидаемо уменьшается при приближении к оптической оси.



Рис. 1. Частота коллинеарной дифракции при взаимодействии в плоскости $N_p N_g$

В работе оценивалась полоса пропускания при длине взаимодействия 1.0 см по уровню -3 дБ: $\partial\lambda(\theta) = 0.8(\lambda^2/L\partial n(\theta))$. Видно, что взаимодействие вблизи оптической оси дает заметное снижение частоты ультразвука, необходимой для фазового синхронизма, при значительном увеличении полосы пропускания (см. рис. 2).



Рис. 2. Полоса пропускания при коллинеарном взаимодействии в плоскости $N_p N_g$

Коллинеарное акустооптическое взаимодействие в направлениях $\theta = 0^\circ$ и $\theta = 90^\circ$ вдоль диэлектрических осей кристалла в видимом диапазоне света возможно, причем частота ультразвука оказывается сравнительно небольшой. Взаимодействие в направлениях угла θ около 30° и 50° позволяет увеличить полосу пропускания, что также бывает востребовано.

Список литературы

1. Мазур М.М., Кузнецов Ф.А., Мазур Л.И. и др. Упругие и фотоупругие свойства монокристаллов $KY(WO_4)_2$. Неорганические материалы. 2012. Вып.48. № 1. С.74-80.
2. Мазур М.М., Великовский Д.Ю., Кузнецов Ф.А. и др. Упругие и фотоупругие свойства монокристалла $KGd(WO_4)_2$. Акустический журнал. 2012. Т.58. №6. С.701-709.

К.И. ТАБАЧКОВА², В.Э. ПОЖАР^{1,2}, В.И. ПУСТОВОЙТ^{1,2}

¹Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, Москва

²Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

ЗАВИСИМОСТЬ ХАРАКТЕРИСТИК УЗКИХ ПОЛОС ПРОЗРАЧНОСТИ АКУСТООПТИЧЕСКОГО БРЕГГОВСКОГО РЕЗОНАТОРА ОТ ЗАТУХАНИЯ УЛЬТРАЗВУКА

В работе исследовано влияние затухания/усиления ультразвука на передаточную функцию оптического резонатора, образованного двумя динамическими брегговскими акустическими решетками, генерируемыми ультразвуковыми волнами. Показано изменение характеристик функции отражения системы в зависимости от величины затухания.

Решетка, генерируемая ультразвуком, имеет множество полезных и важных применений, и это связано с рядом присущих ей достоинств: возможностью создавать большое число идентичных периодов и изменять период решетки, способностью модуляции ее характеристик. В работе рассмотрена возможность использования ультразвуковых решеток с гармоническим профилем в качестве распределенных зеркал резонатора с целью получения новых возможностей формирования дисперсионных характеристик. Впервые эта идея была предложена в работе [1] и в ней было показано, что вблизи брегговской частоты возникают сверхузкие линии прозрачности резонатора (рис. 1). Это свойство позволяет обеспечить высокое разрешение, в частности для создания более высокоселективных устройств.

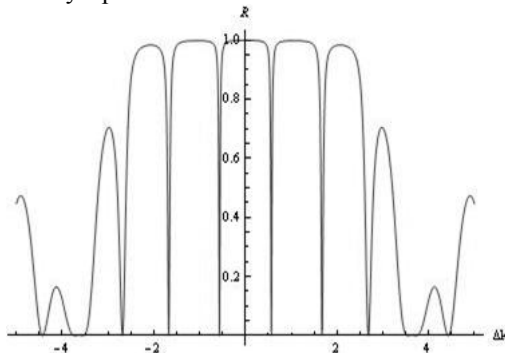


Рис. 1. Функция отражения резонатора без затухания ультразвука

Для практического применения, однако, необходимо учесть влияние реальных факторов: затухания и расходимости звуковых волн, затухания света. В работе исследовано влияние затухания/усиления ультразвука, проявляющееся в амплитудной неоднородности решетки.

Расчет, проведенный в программе Mathematica с использованием модели основанной на уравнениях связанных волн, продемонстрировал следующее (рис. 2):

- 1) изменение положения узких линий, которое наглядно видно при больших ($\gamma \geq 1$) величинах поглощения;
- 2) изменение ширины полос пропускания.

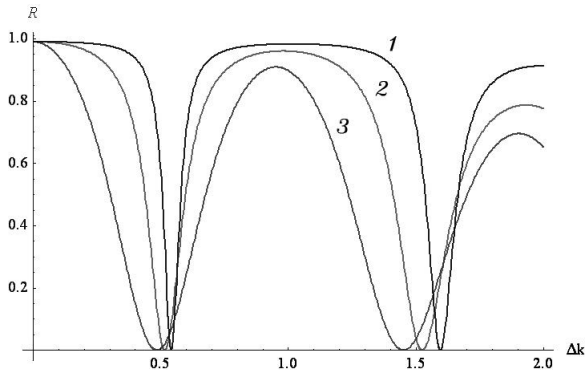


Рис. 2. Смещение узких линий в зависимости от величины коэффициента затухания/усиления: 1 - $\gamma = 0.3$; 2 - $\gamma = 0.7$; 3 - $\gamma = 2$

Таким образом, при проектировании реальных систем, например лазерных гравитационных антенн, следует учитывать эффект затухания ультразвуковых волн.

Работа выполнена в рамках гранта РФФИ (11-02-12157-офи-м-2011) и ФЦП Кадры (П780).

Список литературы

1. Афанасьев А.М., Гуляев Ю.В., Пустовойт В.И. Физические процессы в электронных приборах. Радиотехника и электроника. 2004. Т.49. №12. С.1526-1531.

В.Б. ВОЛОШИНОВ, Е.А. ДЬЯКОНОВ, Н.В. ПОЛИКАРПОВА
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

ПОПЕРЕЧНОЕ АКУСТООПТИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С КОЛЛИНЕАРНЫМ РАСПРОСТРАНЕНИЕМ ДИФРАГИРОВАННОГО СВЕТА И УЛЬТРАЗВУКА

Представлены результаты теоретического и первого экспериментального исследования смешанного режима акустooптического взаимодействия, при котором падающий световой пучок распространяется под углом Брэгга ортогонально акустическому столбу, а дифрагированный световой пучок ориентирован вдоль потока акустической энергии. Рассматриваются особенности смешанного режима дифракции, реализованного в кристалле парателлурита, и возможности его применения в акустooптических устройствах.

Акустooптический эффект (АО) широко используется в современной оптоэлектронике, лазерной технике и оптической обработке информации для управления световыми пучками [1]. В настоящее время в акустooптике успешно применяются кристаллы с большой оптической и сильной акустической анизотропией физических свойств. Известно, что в кристаллах могут реализоваться два основных случая дифракции света на звуке: поперечное и коллинеарное взаимодействие [1]. При изотропной поперечной дифракции падающий и дифрагированный световые пучки распространяются под углом Брэгга $\theta = \theta_B$ к акустическому волновому фронту. Обычно этот угол мал, поэтому пучки приблизительно ортогональны акустическому столбу. При коллинеарном взаимодействии световые пучки и ультразвук направлены либо в одну сторону, либо навстречу друг другу. В настоящее время коллинеарное взаимодействие реализуется только в оптически анизотропных кристаллах, так как в оптически изотропной среде эффект может быть реализован лишь на очень высоких частотах гиперзвука f , при которых затухание акустических волн делает дифракцию невозможной [1].

Существование кристаллов с большой акустической анизотропией и углами ψ между фазовой и групповой скоростью порядка десятков градусов [2], позволило предсказать существование ещё одного случая дифракции: «смешанного» АО взаимодействия [3]. При смешанном режиме дифракции световой пучок падает на оптически изотропную среду под углом Брэгга $\theta = \theta_B$ ортогонально акустической волне, поэтому дифракция является поперечной. С другой стороны, дифрагированный

пучок распространяется к под углом θ_d , равном углу Брэгга $|\theta_d| = \theta_B$. Однако при этом дифрагированный пучок коллинеарен потоку акустической энергии, так как угол дифракции зависит от угла акустического сноса и равен $|\theta_d| = \theta_B = 90^\circ - \psi$ [3].

До последнего времени реализация смешанного типа дифракции была невозможна из-за высоких акустических частот $f = (2nV/\lambda)\sin(90^\circ - \psi) = (2nV/\lambda)\cos\psi$. Анализ показал, что предложенный в работах [4, 5] вариант смешанного взаимодействия в кристалле каломели не реализуем именно из-за высокой частоты ультразвука $f=400$ МГц и чрезвычайно большого его затухания >40 дБ/см в данном материале.

Получены первые результаты наблюдения смешанной дифракции в АО эксперименте. Взаимодействие реализовано на длине волны света $\lambda = 3.39$ мкм в парателлурите при угле Брэгга $\theta_B = 18^\circ$ и частоте ультразвука $f=300$ МГц. Результаты наблюдения хорошо согласуются с теоретическими выводами [6]. Рассматриваются особенности смешанного режима дифракции и возможности его использования в АО устройствах обработки информации, например, в перестраиваемых АО фильтрах.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда фундаментальных исследований, грант № 10-07-00683 и гранта Президента РФ МК-1643.2011.8.

Список литературы

1. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985.
2. Voloshinov V.B., Polikarpova N.V. Acousto-optic investigation of propagation and reflection of acoustic waves in paratellurite crystal. Appl. Opt. 2009. V.48. №7. P.C55-C66.
3. Voloshinov V.B., Makarov O.Yu. Diffraction of light by ultrasound in acoustically anisotropic medium. Proc. SPIE. 1998. V.3581. P.108-117.
4. Tournois P. Design of acousto-optic programmable filters in mercury halides for mid-infrared laser pulse shaping. Opt. Commun. 2008. V 281. P.4054-4056.
5. Maksimenka R., Tournois P. Mid-infrared high-frequency high-resolution reflective acousto-optic filters in mercury halides. Opt. Commun. 2012. V.285. P.715-719.
6. Дьяконов Е.А., Волошинов В.Б. Новый режим акустооптического взаимодействия в средах с упругой анизотропией. Сборник статей 15-й Международной научной школы «Когерентная оптика и оптическая спектроскопия». Казань: КГУ, 2011. С.62-65.

А.С. ТРУШИН, В.А. ЧЕКАЛИНА

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова***ГЕНЕРАЦИЯ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ
В АНИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИМ
ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕМ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ФОРМЫ**

Предложен и опробован метод расчета структуры акустического пучка, возбуждаемого в заданном срезе анизотропного кристалла пьезоэлектрическим преобразователем известного среза с произвольной формой управляющего электрода. Расчет проведен для кристалла парателлурита в приближении заданной внешней силы. Для разложения звукового поля по однородным и неоднородным плоским волнам в данном сильно анизотропном кристалле использовано быстрое преобразование Фурье.

Акустооптические устройства позволяют управлять характеристиками лазерного излучения. Эти устройства многофункциональны, компактны, надёжны в работе и потребляют малую управляющую мощность [1]. Для улучшения характеристик акустооптических ячеек необходимо понимать всю природу процессов, происходящих при генерации звука. В частности, для акустооптики и акустоэлектроники крайне важно иметь методику расчета пространственной структуры акустического поля кристаллических средах, применяемых в современной акустооптике и акустоэлектронике. В сообщении рассмотрены два основных процесса, в значительной степени определяющие структуру звукового пучка: непосредственно, генерация звукового поля и его последующее распространение в кристалле. В настоящее время можно найти большое число публикаций, посвящённых данной проблеме, однако предлагаемые в научной литературе решения, в основном, ориентированы на задачи сейсмологии и дефектоскопии [2]. В отличие от этого, рассматриваемый в данной работе метод ориентирован на решение задач акустооптики и оптической обработки информации.

При анализе срез анизотропного кристалла задавался матрицей $\hat{m}$, а действие пьезоэлектрического преобразователя определялось функцией $f(x, y)$ и единичным вектором $\vec{F}$. Из-за того, что действующая сила менялась с течением времени по гармоническому закону с частотой ω , в среде возникало возмущение, распространявшееся вглубь кристалла. Это возмущение имело сложную структуру и могло быть представлено как три акустических пучка, связанные с тремя акустическими модами. С

каждым пучком связаны такие величины, как вектор смещения частиц среды, их скорость, тензор деформации и тензор напряжения. Эти величины меняют своё значение как в пространстве, так и во времени. С точки зрения акустооптики наибольший интерес при анализе представляет нахождение пространственного распределения компонент тензора деформации.

Любую компоненту вектора смещения, акустической скорости или тензора деформации, описывающего акустическую волну, мы можем обозначить величиной Q . Эта величина может быть вычислена по формуле

$$Q(\vec{r}) = \iint ds_x ds_y f(s_x, s_y) \sum_{p=1}^3 Q_p(s_x, s_y) B_p(s_x, s_y) \exp\{i\omega \vec{s}_p(s_x, s_y) \cdot \vec{r}\},$$

где $\vec{r}$ – радиус-вектор, $\vec{s}$ – вектор акустической медленности, $f(s_x, s_y)$ – фурье-компоненты профиля действующей на кристалл силы, $Q_p(s_x, s_y)$ – значение компоненты, связанное с плоской волной номером p и проекцию $\{s_x, s_y\}$ вектора медленности, $B_p(s_x, s_y)$ – веса, определяемые из граничных условий, $\vec{s}_p = \{s_x, s_y, s_z^p(s_x, s_y)\}$ – вектор акустической медленности, найденный методом, аналогичным предложенному в работе [3].

По данной формуле были проведены вычисления для наиболее распространенных в акустооптике и акустоэлектронике срезов кристалла парателлуриата. В частности подробно рассмотрено распространение продольных и сдвиговых акустических волн в плоскостях $(1\bar{1}0)$ и (001) кристалла двуокиси теллура. Следует отметить хорошее совпадение результатов расчета звуковых полей с данными экспериментов, а также результатами, известными из литературы.

Список литературы

1. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985.
2. Jeong H., Schmerr L.W.Jr. Ultrasonic beam propagation in highly anisotropic materials simulated by multi-gaussian beams. Journal of Mechanical Science and Technology. 2007. V.21. Issue 8. P.1184-1190.
3. Farnell G.W. Properties of elastic surfaces waves. Physical Acoustics. 1970. V.6. P.109–166.

ПЕРЧИК А.В., ТОЛСТОГУЗОВ В.Л., ЦЕПУЛИН В.Г.
Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

АКУСТООПТИЧЕСКИЙ ВИДЕОСПЕКТРОМЕТР ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТОЛЩИН НАНОРАЗМЕРНЫХ ПЛЁНОЧНЫХ СТРУКТУР

В работе рассмотрен акустооптический видеоспектрометр и его применение в задаче определения толщин наноразмерных плёночных структур.

Современные технологии позволяют создавать устройства, разрешающие тысячи спектральных каналов в видимом и ближнем ИК диапазонах, что открывает принципиально новые возможности для исследования объектов [1, 2]. Эти технологии основаны на создании в среде с помощью ультразвука периодической структуры, играющей роль дифракционной решетки, осуществляющей спектральный анализ.

На основе таких спектральных оптических элементов, получивших название акустооптических, созданы исследовательские приборы разнообразного типа, например, спектрометры, работающие в разных диапазонах длин волн, спектрометры комбинационного рассеяния, перестраиваемые оптические фильтры.

Одним из замечательных свойств таких систем является возможность непосредственно регистрировать спектральные изображения объектов, т.е. пространственное распределение яркости на произвольной длине волны. Это дает возможность визуализировать некоторые физико-химические, биологические, структурные особенности объекта.

Работа посвящена решению задачи измерения толщин пленочных покрытий с использованием перестраиваемого акустооптического фильтра.

Измерение толщины плёночных покрытий и структур является одной из актуальных задач современной микро- и нанoeлектроники. Каждая микросхема, сенсорный или жидкокристаллический экран обязательно содержит плёночные покрытия и плёночные структуры, в том числе многослойные, сделанные из металлических, полупроводниковых, диэлектрических и прозрачных проводящих материалов. Технологии контроля качества нанесения плёнок, результатов их обработки травлением, лазерным излучением или механическим инструментом являются ключевыми для производства множества микроэлектронных и оптоэлектронных устройств. Методы и аппаратура измерения толщины

плёночных структур и микрообъектов имеют большое значение, также, в микробиологии и медицине. Наибольшую востребованность имеют бесконтактные неразрушающие методы, позволяющие измерять толщину плёночных структур в процессе производства или исследований.

Наиболее перспективным является спектральный метод анализа толщины плёночных микроструктур. Используя микроскоп, оборудованный источником или приёмником излучения с возможностью регулировки спектральной характеристики, можно получить серию изображений наблюдаемого объекта в разных спектральных диапазонах. Полученная, а также априорно известная информация о материалах подложки и плёнок может быть использована для расчёта распределения толщин. Во многих случаях априорной информации о материалах может и не понадобиться, т.к. сделав достаточное число измерений в разных спектральных диапазонах, можно найти не только толщины отдельных слоёв покрытий, но также показатель преломления, коэффициенты пропускания и отражения, а также другие неизвестные параметры. Полученные изображения могут также использоваться для обнаружения и идентификации объектов и диагностики.

В центре “Фотоника и ИК-техника” на основе лабораторного микроскопа ZEISS Axio Imager M2m и двойного акустооптического монохроматора изображений собран стенд, на котором получены спектральные изображения плёночных структур, и ведется разработка алгоритма определения по ним толщины плёночного покрытия. Разрабатывается математическая модель взаимодействия электромагнитного излучения с многослойными микроструктурами, учитывающая распределение коэффициентов магнитной и диэлектрической проницаемости, форму поверхностей плёночных структур, поляризацию, глубину фокусировки микрообъектива, шум приёмника и другие основные характеристики.

Работа выполняется при поддержке гранта НШ-4705.2012.9

Список литературы

1. Пожар В.Э., Пустовойт В.И. Возможности создания новых систем видения на основе акустооптических видеоспектрометров. Радиотехника и электроника. 1996. Т.41. Вып.10. С.1272-1278.
2. Пустовойт В.И., Пожар В.Э., Отливанчик Е.А. и др. Современные средства и методы акустооптической спектрометрии. Успехи современной радиоэлектроники. 2007. Вып.8. С.48-56.

Д.В. КОНДАКОВ, А.П. ЛАВРОВ, С.И. ИВАНОВ

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

ОТНОШЕНИЕ СИГНАЛ/ШУМ НА ВЫХОДЕ АКУСТООПТИЧЕСКОГО ФИЛЬТРА СЖАТИЯ ЛЧМ-РАДИОСИГНАЛОВ

В работе рассматривается акустооптический фильтр (АОФ) ЛЧМ радиосигналов, выполненный по схеме, предложенной Геригом и Монтагу. Целью работы является исследование отношения С/Ш в отклике фильтра при разных отношениях С/Ш на входе. Моделирование проводится в пакете Matlab.

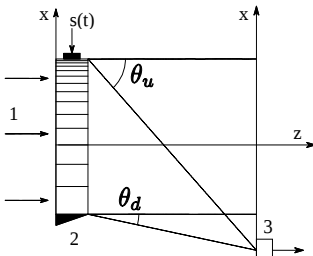


Рис. 1. Схема АОФ

Схема АОФ сжатия ЛЧМ сигналов приведена на рис. 1 [1, 2]. Основными элементами фильтра являются: 1 – источник когерентного оптического излучения, 2 – акустооптический модулятор (АОМ), 3 – фотодиод (ФД). ЛЧМ радиосигнал длительностью $T_{\text{ЛЧМ}} = T_{\text{АОМ}}$ возбуждает в АОМ акустическую волну, на которой дифрагирует часть оптического излучения.

Фотодиод расположен в точке самофокусировки дифрагированного излучения [1, 2]. АОФ не является линейным устройством, поэтому исследование отношения С/Ш на выходе SNR_{OUT} представляет интерес.

АОМ мы рассматриваем как тонкий фазовый транспарант. Распределение интенсивности световой волны вдали от АОМ рассчитывается как квадрат модуля интеграла свертки с импульсной характеристикой участка пространства (фазовой квадратичной функцией). При моделировании контролируем отношение С/Ш на входе SNR_{IN} : генерируется аддитивный полосовой шум, распределенный по нормальному закону с контролируемой дисперсией.

На рис. 2 приведены распределения интенсивности $I(x)$ световой волны для ЛЧМ сигнала с амплитудой $A=1$ (радиан), базой $B=40$ в отсутствии шума (рис. 2а; $0, \pm 1$ – дифракционные порядки) и для 5 шумовых реализаций (рис. 2б; область $+1$ порядка) при $SNR_{\text{IN}} = 1$.

Выходной сигнал ФД есть $I(x_0)$ (с учетом его конечной ширины), где x_0 – положение максимума +1 порядка. Пример изменения $I(x_0)$ при $N=25$ шумовых реализаций показан на рис.3 для $B=100$, $C/\Pi=2$.

По множеству реализаций входного шума (N – до 100) рассчитана зависимость SNR_{OUT} от SNR_{IN} при разной базе B ЛЧМ сигнала (40, 100, 400). $SNR_{OUT} = \langle I(x_0)^2 \rangle / \sigma_2^2$, где $\langle \dots \rangle$ – среднее значение по всем реализациям шума; σ_2^2 – дисперсия $I(x_0)^2$. Результаты приведены на рис.4. Исследована и пространственно-временная корреляция для $I(x, t)$.

Выполненные расчеты позволяют уточнить свойства АОФ.

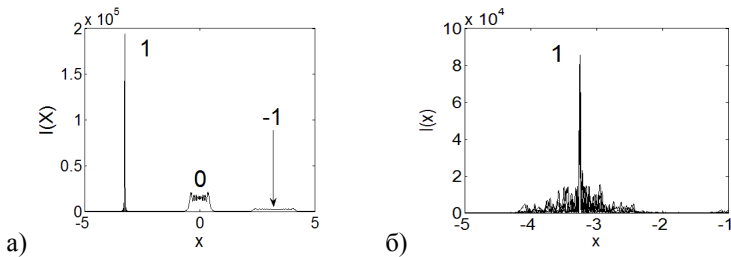


Рис. 2. Интенсивность на выходе: без шума (а), 5 реализаций шума (б)

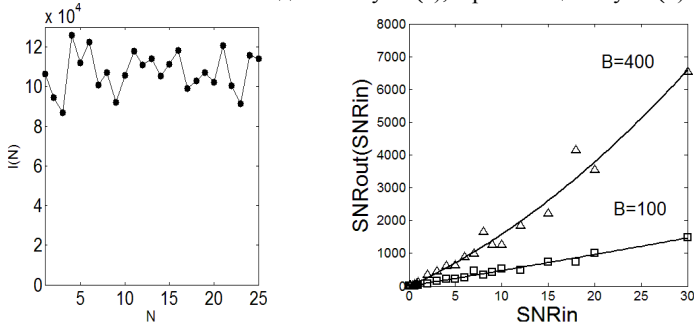


Рис. 3. Изменение сигнала в максимуме

Рис. 4. Зависимости SNR_{OUT} от SNR_{IN}

Список литературы

1. Гериг Д.С., Монтажу Г. Простой оптический фильтр для РЛС, использующей сигнал с линейной ЧМ. ТИИЭР. 1964. Т.64. №12. С.1908.
2. Краснов А.В., Лавров А.П. Сжатие ЛЧМ радиосигналов в акустооптическом процессоре // Научная сессия НИЯУ МИФИ-2010. Сб. тр. М.: НИЯУ МИФИ, 2010. С.52-53.

С.С. ШМАКОВ, П.В. ЗУЕВ, В.И. БЫКОВ, С.М. ШАНДАРОВ,
А.Е. УРБАН, Н.И. БУРИМОВ, Ю.Ф. КАРГИН¹,
В.В. ШЕПЕЛЕВИЧ²

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

¹*Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, Москва*

²*Мозырский государственный педагогический университет им. И.П. Шамякина,
Беларусь*

ИССЛЕДОВАНИЕ ОБРАТНОГО ФЛЕКСОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ МЕТОДОМ АДАПТИВНОЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

Представлены результаты анализа вклада обратного флексоэлектрического эффекта во взаимодействие стационарной опорной волны с фазово-модулированной сигнальной волной в фоторефрактивных кристаллах различной ориентации, как в отражательной, так и в пропускающей геометрии, в отсутствие внешнего электрического поля.

Обратный флексоэлектрический эффект состоит в возникновении в среде упругих деформаций, пропорциональных градиенту электрической напряженности [1]. В адаптивных голографических интерферометрах используется взаимодействие стационарной опорной волны с фазово-модулированной сигнальной волной на формируемой ими в фоторефрактивном кристалле динамической голограмме [2, 3]. Гигантский градиент напряженности электрического поля такой голограммы отражательного типа в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}\text{:Fe,Cu}$ среза (100) ($\sim 12 \text{ ТВ/м}^2$) позволило авторам [4] оценить значение его флексоэлектрического коэффициента как $f_{11} = 5,3 \text{ нКл/м}$.

В настоящей работе представлены результаты анализа взаимодействия стационарной опорной волны с фазово-модулированной сигнальной волной в фоторефрактивных кристаллах различной ориентации, как в отражательной, так и в пропускающей геометрии, в отсутствие внешнего электрического поля. Для встречной геометрии в кубических гиротропных кристаллах рассматривалось взаимодействие циркулярно-поляризованных волн с противоположными знаками вращения; в остальных случаях считалось, что взаимодействуют волны с входной поляризацией одинакового типа. Как известно [3], вследствие фазовой демодуляции интенсивность сигнального пучка на выходе адаптивного голографического интерферометра имеет постоянную составляющую и

временную зависимость в виде суперпозиции гармоник частоты фазовой модуляции. Получено, что при рассматриваемых типах поляризации взаимодействующих волн относительная глубина модуляции сигнальной волны на частоте первой гармоники определяется выражением

$$M^{(1)}(\varphi_m, d) = 4J_0 \varphi_m J_1 \varphi_m \exp\left(\frac{\Gamma}{2}d\right) \sin\left(\frac{\Gamma_f}{2}d\right),$$

где φ_m – глубина фазовой модуляции сигнального пучка, d – толщина кристалла, J_n – функция Бесселя n -го порядка. Коэффициент связи Γ характеризует здесь традиционный вклад в фоторефрактивный отклик, определяемый как линейным электрооптическим эффектом, так и совместным вкладом обратного пьезоэлектрического и фотоупругого эффектов. Дополнительный вклад обратного флексоэлектрического и фотоупругого эффектов во взаимодействие описывается коэффициентом связи Γ_f , который в общем случае может быть найден из решения уравнений эластостатики [4] и системы уравнений, описывающих взаимодействие на фоторефрактивной голограмме (см., например, [5]).

Отметим, что в некоторых случаях, например, при встречном взаимодействии в образцах X -среза кристаллов симметрии 23, $\bar{4}3m$, $\bar{4}2m$, 422, 622 и 222, традиционный фоторефрактивный отклик отсутствует ($\Gamma=0$). Однако это не должно препятствовать наблюдению в рассматриваемом голографическом интерферометре сигнала фазовой демодуляции на первой гармонике, определяемого вкладом обратного флексоэлектрического эффекта, пропорционального коэффициенту f_{11} , в общем случае отличному от нуля.

Проведенные эксперименты позволили оценить коэффициенты f_{11} для легированных различными примесями кристаллов титаната висмута.

Работа выполнена в рамках Госзадания Минобрнауки РФ на 2012 год (проект 7.2647.2011), при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 12-02-90038-Бел_а) и БРФФИ (проект № Ф12Р-222).

Список литературы

1. Инденбом В.Л., Логинов Е.Б., Осипов М.А. Кристаллография. 1981. 26. С.1157.
2. Stepanov S.I. Rep. Prog. Phys. 1999. 57. P.39.
3. Колегов А.А., Шандаров С.М., Симонова Г.В. и др. Квантовая электроника. 2011. Т.41. С.847.
4. Шандаров С.М., Шмаков С.С., Буримов Н.И. и др. Письма в ЖЭТФ. 2012. 95. С.699.
5. Shandarov S.M., Kolegov A.A., Burimov N.I., et. al. Phys. Wave Phenomena. 2009. 17. 39.

А.Л. АНДРЕЕВ¹, Н.В. ЗАЛЯПИН*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*¹*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва*

ДОСТИЖЕНИЕ ЧАСТОТЫ МОДУЛЯЦИИ СВЕТА 7 кГц В ДИСПЛЕЙНОЙ ЯЧЕЙКЕ С НЕГЕЛИКОИДАЛЬНЫМ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ЖИДКИМ КРИСТАЛЛОМ

Подбор материальных параметров и условий переориентации молекул в негеликоидальном сегнетоэлектрическом жидком кристалле позволил уменьшить время оптического отклика до 24 мкс и увеличить частоту модуляции света в солитонной моде до 7 кГц при управляющем напряжении $\pm 1,5$ В.

Недавно в электрооптической ячейке с негеликоидальным сегнетоэлектрическим жидким кристаллом (СЖК) в солитонной моде при амплитуде управляющего напряжения всего $\pm 1,5$ Вольты получено время оптического отклика порядка 35 мкс и частота модуляции света 3,5 кГц с непрерывной серой шкалой и отсутствием гистерезиса в интервале температур $15\div 45^\circ\text{C}$ [1]. Существенную роль в достижении этого результата играет максвелловский механизм диссипации энергии в слое СЖККГ. В данной работе экспериментально исследуется возможность дальнейшего повышения частоты модуляции света в солитонной моде в слое негеликоидального СЖК.

В новой электрооптической ячейке с пространственно неоднородным (периодическим) распределением директора вдоль смектических слоев использовалась композиция СЖК, имеющая существенно большую вязкость – 1,0 Пуаз по сравнению с 0,7 Пуаз для СЖК, используемого в [1]. Толщина слоя СЖК была такой же (1,7 мкм), как и амплитуда ($\pm 1,5$ В) прикладываемых к электродам ячейки биполярных импульсов напряжения прямоугольной формы.

Характер переориентации молекул СЖК в электрическом поле зависит от того, какой коэффициент отвечает за диссипацию энергии в слое – вращательная или сдвиговая вязкость. При достаточно больших частотах ($\tau_m \cdot f > 1$, где τ_m – время максвелловской релаксации [2]) СЖК ведет себя как аморфное твердое тело, и диссипативным коэффициентом является сдвиговая вязкость. В этом случае переориентация молекул СЖК происходит за счет движения солитонных волн.

Поведение дисплейной ячейки с более вязкой композицией оказалось качественно похожим на поведение, описанное в [1], но имеются количественные отличия (см. рис. 1). Во-первых, значение частоты, до

которой вязкость можно считать вращательной, уменьшилось до 50 Гц, в то время как для прежней композиции оно составляло 70 Гц. Во-вторых, расширился интервал, в котором преобладающим диссипативным коэффициентом является сдвиговая вязкость – от 100 Гц до 7 кГц. В-третьих, в солитонной моде увеличилось быстродействие СЖК: время оптического отклика уменьшилось до 30 μ s на частоте модуляции света 5 кГц и до 24 μ s на частоте модуляции 7 кГц при том же значении напряжения $\pm 1,5$ В.

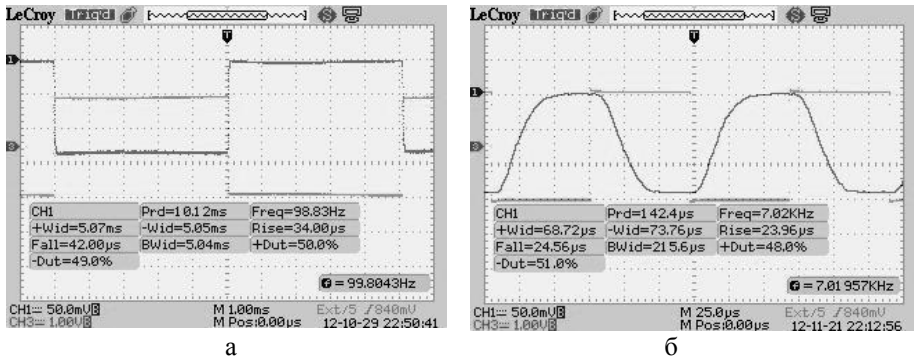


Рис. 1. Осциллограммы управляющего напряжения (нулевой уровень соответствует цифре 3) и оптического отклика (нулевой уровень установлен по цифре 1). Управляющее напряжение: меандр с амплитудой $\pm 1,5$ В. Частота управляющего напряжения: а – 100 Гц, б – 7,0 кГц. Верхний уровень оптического отклика - закрытое состояние, нижний - пропускающее

Таким образом, максвелловский характер диссипации энергии обеспечил повышение быстродействия СЖК и существенное увеличение максимальной частоты модуляции света при увеличении вязкости СЖК от 0,7 до 1,0 Пуаз, что без знания существа дела кажется парадоксальным. Для применений также очень важно, что модуляционная характеристика СЖК ячейки подобна таковой для нематических жидких кристаллов, т.е. она демонстрирует непрерывную серую шкалу и отсутствие гистерезиса и температурной зависимости времени оптического отклика в довольно широком интервале температур (см. [1]).

Список литературы

1. Andreev A.L., Andreeva T.B., Kompanets I.N. Electro-optical response of compensated helix ferroelectric: continuous gray scale, fastest response and lowest control voltage demonstrated to date. SID'12 Symposium. 2012. V.43. P.452-455.
2. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Теория упругости. М.: Наука, 1987.

Е. ПАНТЕЛЕЙ, В.Д. ПАРАНИН, О.Г. БАБАЕВ

*Самарский государственный аэрокосмический университет им. С.П. Королёва
(национальный исследовательский университет)*

МОДЕЛЬ ТРЕХЭЛЕКТРОДНОГО ГРАДИЕНТНОГО ДЕФЛЕКТОРА НА ОДНООСНЫХ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ

В работе представлена конструкция градиентного оптического дефлектора, особенностью которой является использование линейного распределения электрического поля. В рамках линейного электрооптического эффекта развивается математическая модель дефлектора, приводятся расчеты координатного смещения светового пучка. Сделаны выводы практического характера относительно повышения углов отклонения дефлектора.

Электрооптические дефлекторы [1-3] – элементы, обеспечивающие непрерывное или дискретное отклонение светового пучка.

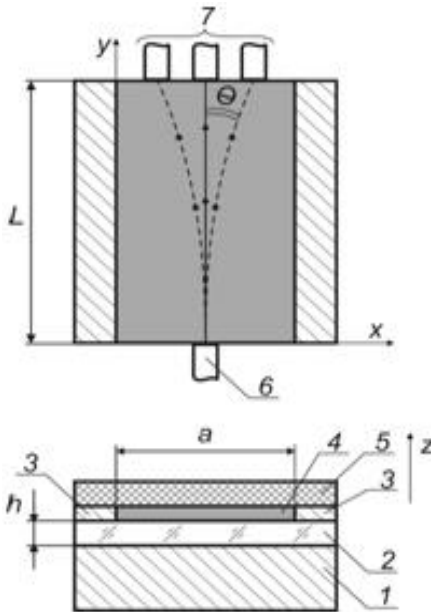


Рис. 1. Конструкция электрооптического дефлектора

Конструкция предлагаемого дефлектора проходящего типа приведена на рис. 1. Устройство работает следующим образом. Параллельный световой пучок источника излучения 6 вводится в электрооптический кристалл 2, торцы которого полированы. Кристалл закреплен на подложке 1, выполненной из проводящего материала. На поверхность кристалла нанесены управляющие электроды 3, между которыми сформировано однородное высокоомное покрытие 4. Электроды и покрытие изолированы от окружающей среды защитным покрытием 5. При подаче различных потенциалов U_1 , U_2 , U_3 на управляющие электроды и проводящую подложку в

кристалле формируется постоянный градиент напряженности поперечного электрического поля E_z вдоль оси координат x . Данное поле обуславливает линейное изменение показателя преломления в направлении перпендикулярном направлению распространения светового пучка, что вызывает его отклонение.

Направление и величина отклонения луча, поданного на вход дефлектора, зависит от распределения управляющих потенциалов U_1 , U_2 на соответствующих электродах. При отсутствии напряжений на электродах, луч света распространяется прямолинейно.

В работе предложена математическая модель дефлектора и получено координатное смещение светового пучка в виде формулы:

$$x(y) = -\frac{2ah}{n_e^2 r_{33} U_2} \ln \left[\exp \left(-\frac{x_0 n_e^2 r_{33} U_2}{2ah} \right) \cos \left(\frac{n_e^2 r_{33} U_2 y}{2ah} \right) \right]. \quad (1)$$

При управляющих напряжениях до 100 В и длине электрооптического кристалла 1 см координатное смещение в ниобате лития составляет десятки микрометров. Данное смещение достаточно для создания градиентных модуляторов и коммутаторов с волоконно-оптическим вводом-выводом. Для увеличения смещения следует уменьшать толщину электрооптического материала, уменьшать межэлектродный зазор, применять более эффективные электрооптические среды. В этой связи привлекательны, например, электрооптические полимеры, наносимые жидкостным распылением или центрифугированием в виде слоев толщиной в единицы - десятки микрометров, обладающие значительными электрооптическими коэффициентами в десятки – сотни пм/В, хорошей пробивной прочностью в единицы – десятки В/мкм.

Работа выполнена при поддержке гранта Института международного образования, контракт № YF 12-03с.

Список литературы

1. Yanping G. Optical deflector. Патент 6,449,084 В1 США МПК⁷ G02F 1/29. Заявл. 09.05.2000 г., опубл. 10.09.2002 г.
2. Конойко А.И., Федоринчик М.П. Физические основы построения устройств оптической обработки сигналов. Мн.: БГУИР, 2007.
3. Ярив А., Юх П. Оптические волны в кристаллах. М.: Мир, 1987.

С.М. ЗАХАРОВ

Институт электронных управляющих машин им. И.С. Брука, Москва

ВЕЙВЛЕТ-АНАЛИЗ КАРДИОИНТЕРВАЛОВ, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ФОТОПЛЕТИЗМОГРАФИИ

В работе представлена методология вейвлет-анализа кардиоинтервалов, позволяющая судить о степени нестационарности случайных ритмических процессов в сердечно-сосудистой системе.

Вейвлеты появились в восьмидесятих годах 20-го столетия в качестве альтернативы классическому спектральному анализу, основанному на фурье-преобразовании. В настоящее время вейвлеты широко применяются при анализе и синтезе сигналов различной природы, при обработке изображений, для сжатия больших объемов информации, для распознавания образов и т.д. В отличие от фурье-вейвлет-преобразование позволяет исследовать изменение во времени мгновенных амплитуд и частот ритмов, что особенно важно для изучения нестационарных процессов в динамике живых систем, при этом частота и время рассматриваются как независимые переменные. Таким образом, появляется возможность анализировать свойства сигнала одновременно и во временном, и в частотном пространствах. Поэтому уже принято фурье-спектр называть “single spectrum” в отличие от спектра, полученного на основе коэффициентов вейвлет-преобразования – “time-scale spectrum”, или “wavelet spectrum”.

Спектральные преобразования кардиоинтервалов получили широкое распространение при исследовании вариабельности сердечного ритма (ВСР) при донозологической диагностике функциональных состояний организма. В частности, по мощности спектральных составляющих можно судить о балансе симпатического и парасимпатического отделов вегетативной нервной системы. В данной работе для получения кардиоинтервалов использовался метод фотоплетизмографии (ФПГ), позволяющий определять параметры пульсовой волны в динамике при прижатии к поверхности тела оптоэлектронной пары. Фотоплетизмограмма регистрировалась с помощью устройства «Биомышь», разработанного в компании «Нейролаб».

Запишем вейвлет – преобразование в виде:

$$W(t, f) = \sqrt{f} \int_{-\infty}^{\infty} x(\tau) \Psi^*[f(\tau - t)] d\tau, \quad (1)$$

где t – текущее время, f – частота, а вейвлет выбран в виде комплексной функции:

$$\Psi_f(t) = \sqrt{\frac{f}{k}} \exp(2\pi i f t), \quad |t| < \frac{k}{2f}, \quad \Psi_f(t) = 0, \quad |t| > \frac{k}{2f}, \quad (2)$$

где k – некоторый параметр преобразования.

Переходя к дискретному времени $t = nT_{MX}$, $\tau = mT_{MX}$, где T_{MX} – средняя продолжительность кардиоцикла, в итоге можно получить [1]

$$W(nT_{MX}, f) = \sqrt{\frac{f}{k}} \int_{-\frac{k}{2f}}^{\frac{k}{2f}} x(\tau + nT_{MX}) \exp(2\pi i f \tau) d\tau = \sqrt{\frac{fT_{MX}^2}{k}} \sum_{m=-\frac{k}{2fT_{MX}}}^{\frac{k}{2fT_{MX}}} x(m + n) \exp(2\pi i f T_{MX} m). \quad (3)$$

График временной зависимости кардиоинтервалов представлен на рис. 1.

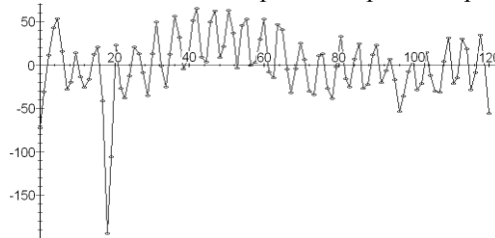


Рис. 1. Кардиоинтервалы, интерполированные в виде функции с постоянным по времени шагом, равным 1.2 с

Спектральная плотность мощности для вейвлет – преобразования на частотах $f = 0.2$ Гц и $f = 0.1$ Гц показана на рис. 2. По данным графикам можно судить о степени нестационарности анализируемого сигнала.

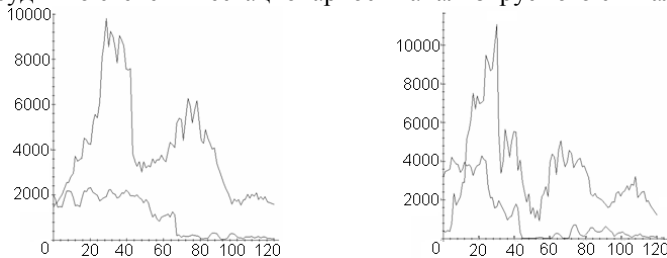


Рис. 2. Динамика во времени мгновенных частот в HF ($f=0.2$ Гц – верхняя кривая) и LF ($f=0.1$ Гц – нижняя кривая) диапазонах (слева – при $k=10$, справа – при $k=5$)

Список литературы

1. Захаров С.М. Вейвлет - анализ кардиоинтервалов. Биомедицинская радиоэлектроника. 2012, №12.

Д.В. ЛЯКИН^{1,2}, С.С. КЛЫКОВ¹, В.П. РЯБУХО^{1,2}¹Национальный исследовательский Саратовский государственный университет²Институт проблем точной механики и управления РАН, Саратов

ПРОДОЛЬНЫЕ КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ОПТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ С ШИРОКИМИ УГЛОВЫМИ И ЧАСТОТНЫМИ СПЕКТРАМИ

Представлены результаты исследований проявления продольных корреляционных свойств оптических полей с широкими угловыми и частотными спектрами в интерферометрии с делением исходного поля по амплитуде. Выявлено совместное и конкурирующее влияние углового и частотного спектров на длину продольной корреляции оптического поля, а также конкурирующее влияние размеров протяженного источника и размеров апертуры изображающей системы на продольную корреляцию поля в пространстве изображений.

Для длины L_c продольной пространственной корреляции поля с широкими угловым и частотным спектрами получено выражение [1]

$$L_c \approx l_c \cdot \rho_{//} / (l_c + \rho_{//}), \quad (1)$$

где $l_c \approx 0.6\lambda_0^2 / \Delta\lambda$ – длина временной когерентности поля (λ_0 – центральная длина волны, $\Delta\lambda$ – ширина частотного спектра в шкале длин волн);

$$\rho_{//} \approx 0.3\lambda_0 / \sin^2(\theta/2) - \quad (2)$$

длина продольной корреляции, которая в случае монохроматического излучения ($\Delta\lambda \rightarrow 0$) определяется только шириной углового спектра θ (угловыми размерами источника) в точке наблюдения.

В свободном пространстве (без изображающих оптических элементов) ширина углового спектра поля изменяется монотонно, $\theta \approx 0.5D_S / z$ (D_S – диаметр источника поля, z – расстояние от источника до плоскости наблюдения). В пространстве изображений собирающей линзы ширина углового спектра поля изменяется немонотонно [2]

$$\theta(z) = \min(\theta_\infty, \theta_L), \quad (3)$$

где $\theta_\infty \approx 0.5D_S f / (z_S z - f^2)$; $\theta_L \approx 0.5D_L / (z + f)$; z_S – расстояние от источника поля до передней фокальной плоскости линзы; z – расстояние от задней фокальной плоскости до плоскости наблюдения; D_L – диаметр апертуры линзы; f – фокусное расстояние линзы.

На рис. 1 показана эволюция длины продольной корреляции поля с широкими угловым и частотным спектрами в свободном пространстве ($D_S \approx 16$ мм, $\lambda_0 \approx 0.827$ мкм, $l_c \approx 143$ мкм). На рис. 2 показана эволюция ширины $p(z) \approx \rho_{//}(z) f^2 / z^2$ интерференционного импульса продольной корреляции в пространстве изображений собирающей линзы ($f = 110$ мм), расположенной в выходном плече интерферометра Майкельсона, для случая монохроматического протяженного источника ($D_S \approx 2.3$ мм, $\lambda_0 \approx 0.633$ мкм, $l_c \sim 300$ мм; $z_S \approx 256$ мм) при различных значениях диаметра апертуры линзы D_L : 27.5 мм – квадраты; 20 мм – треугольники; 14 мм – круги.

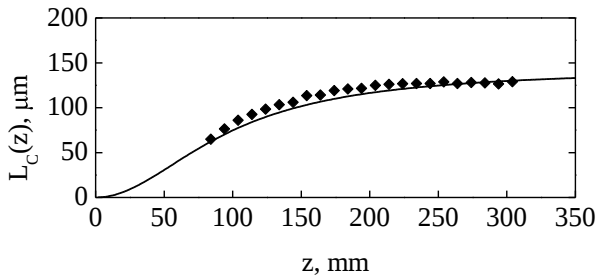


Рис. 1. Зависимость длины продольной корреляции оптического поля от расстояния между источником поля и плоскостью наблюдения

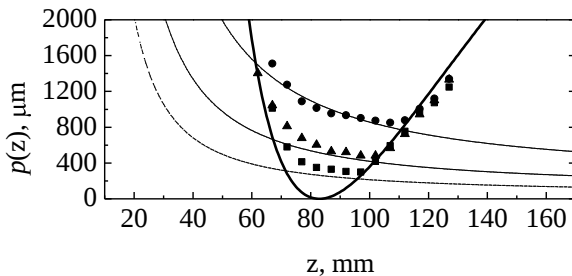


Рис. 2. Зависимость ширины интерференционного импульса продольной корреляции оптического поля в пространстве изображений от расстояния между задней фокальной плоскостью линзы и плоскостью наблюдения

Список литературы

1. Рябухо В.П., Лякин Д.В., Лычагов В.В. Длина продольной когерентности оптического поля. Оптика и спектроскопия. 2009. Т.107. В.2. С.300-305.
2. Лякин Д.В., Рябухо В.П. Эффекты изменения длины продольной когерентности оптического поля в пространстве изображений. ПЖТФ. 2011. Т.37. В.1. С.94-102.

Н.В. ПЕТРОВ¹, П.В. ПАВЛОВ², А.Н. МАЛОВ³

¹*Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет
информационных технологий механики и оптики*

²*Военно-воздушная академия им. Н.Е. Жуковского и Ю.А. Гагарина, Воронеж*

³*Иркутский государственный медицинский университет*

ОПИСАНИЕ ПРОЦЕССОВ РАСПРОСТРАНЕНИЯ И ОТРАЖЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ВИХРЯ МЕТОДАМИ СКАЛЯРНОЙ ТЕОРИИ ДИФРАКЦИИ

Рассматривается математическая модель, описывающая формирование оптического вихря, которая основана на скалярной теории дифракции и учитывает рельеф поверхности дифракционного оптического элемента. С ее помощью могут быть описаны процессы распространения в свободном пространстве и отражения от поверхности оптического вихря, имеющей разные параметры шероховатости.

Традиционно, в оптических методах диагностики в качестве зондирующего излучения используют плоские или сферические волновые фронты, что связано с простотой их аналитического описания и получения на практике. Однако, если взглянуть на оптические измерительные приборы с точки зрения теории информации [1], рассматривающей оптическую систему как информационный канал способный передавать строго фиксированное количество информации о параметрах контролируемой поверхности, то окажется, что применение волновых фронтов сложной структуры способно увеличить информационную составляющую всей системы. При сохранении полного числа степеней свободы волнового поля изображения, формируемого данной оптической системой, можно повысить разрешающую способность за счет утраты некоторой части ее изображающих свойств. Так, можно применяя структурированное освещение предмета, выиграть в разрешении его деталей, сокращая, например, общее поле зрения. Одними из примеров структурированного излучения являются оптические вихри, имеющие спиральные волновые фронты.

Одной из особенностей оптических вихрей, препятствующих их широкому использованию в методах оптической диагностики, является нетривиальная процедура описания процесса формирования и взаимодействия с произвольными объектами. В скалярной теории дифракции, для расчета сформированного за ДОЭ поля, часто используется приближение тонкого транспаранта. В этом приближении предполагается, что плоский волновой фронт, проходя через транспарант,

приобретает фазовый набег $\varphi(x_0, y_0)$, после чего переизлучается плоскостью, находящейся сразу за объектом. Рельефом поверхности фазового транспаранта обычно пренебрегают. Однако, в случае ДОЭ, который формирует оптический вихрь, такое приближение не корректно (рис. 1). При любом, даже при незначительном (например, на четверть длины волны) изменении расстояния до экрана не происходит поворота линии разрыва фазы (рис. 1б,в). Т.е. рассчитанный волновой фронт не обладает спиральной структурой, хотя известно, что при распространении она должна сохраняться с точностью до масштаба и вращения.

Учет рельефа ДОЭ, предложенный в [2], позволяет рассчитать распределение вихревого волнового поля в пространстве, в том числе для вихрей различных топологических зарядов ρ (рис. 2).

Аналогичным образом может быть описан процесс отражения оптического вихря. Известно два случая отражения: обычное отражение от зеркала и фазосопряжённое отражение (обращение волнового фронта) в ВРМБ-средах [3]. Во втором случае, вследствие фазового сопряжения, происходит изменение знака перед величиной проекции орбитального углового момента на оптическую ось.

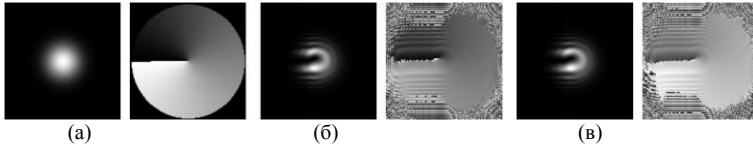


Рис. 1. Гауссов пучок и приобретаемый им на ДОЭ фазовый набег (а), а также два рассчитанных в приближении тонкого транспаранта распределения интенсивности и фазы, сдвинутые друг от друга на четверть волны (б) и (в)

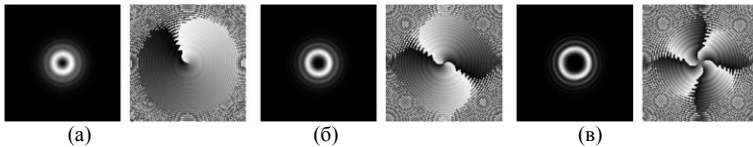


Рис. 2. Распределения интенсивности и фазы оптических вихрей на удалении от формирующего их ДОЭ: $\rho = 1$ (а), $\rho = 2$ (б), $\rho = 4$ (в)

Список литературы

1. Malov A.N. Control over information characteristics of coherent optical systems. *Laser Physics*. 1993. 3. P.193–203.
2. Ковалёв А.А., Котляр В.В., Стафеев С.С., Сойфер В.А. Дифракция света на спиральной фазовой пластинке с кусочно-непрерывным микрорельефом. *Компьютерная оптика*. 2012. Т.36. №2. С.205-210.
3. Окулов А.Ю. Спиральные структуры излучения и гиперзвука в Манделштам-Бриллюэновском зеркале. *Письма в ЖЭТФ*. 2008. Т.88. С.561.

В.Г. ВОЛОСТНИКОВ¹, С.А. КИШКИН^{1,2}, С.П. КОТОВА¹¹Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН²Самарский государственный университет

СПИРАЛЬНЫЕ ПУЧКИ: НОВЫЙ ПОДХОД КОНТУРНОГО АНАЛИЗА

В работе рассматривается и теоретически обосновывается новая методика по распознаванию контурных изображений, основывающаяся на сравнительно недавних исследованиях в области когерентной оптики: структурно-устойчивых световых полях специфической структуры – спиральных пучках.

Суть рассматриваемого подхода заключается в том, что работа осуществляется не с плоской кривой, задаваемой контуром, а с определяемым ею спиральным пучком. Это связано с тем что, поскольку между кривой и пучком существует взаимно-однозначное соответствие (1), выгоднее рассматривать спиральный пучок – более «богатый» с математической точки зрения объект, обладающий рядом удобных свойств.

$$S(z, \bar{z}|\zeta(t), t \in [0, T]) = \exp \left\{ -\frac{z\bar{z}}{\rho^2} \right\} \int_0^T \exp \left\{ -\frac{\zeta(t)\bar{\zeta}(t)}{\rho^2} + \frac{2z\bar{\zeta}(t)}{\rho^2} + \frac{1}{\rho^2} \int_0^t [\bar{\zeta}(\tau)\zeta'(\tau) - \zeta(\tau)\bar{\zeta}'(\tau)] d\tau \right\} |\zeta'(t)| dt \quad (1)$$

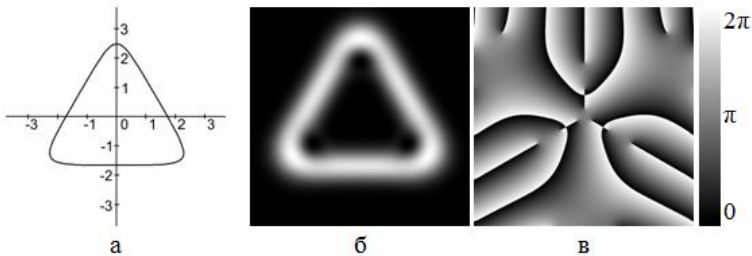


Рис. 1. Спиральный пучок в виде «треугольной» гипоциклоиды: образующая кривая (а), распределение интенсивности (б), распределение фазы (в)

После того, как по выражению (1) для порождающей кривой посчитана комплексная амплитуда спирального пучка, следует описать полученное световое поле. В нашем случае, в силу специфической структуры спирального пучка, достаточно набора коэффициентов разложения (3) по подмножеству мод Лагерра-Гаусса вида (2):

$$\{\mathcal{L}_{0,n}\} = \left\{ e^{-\frac{z\bar{z}}{\rho^2} z^n} \right\}_{n=0}^{\infty} \quad (2)$$

$$\{c_k\}_{k=0}^N, \text{ где } c_k = \iint_{\mathbb{R}^2} S(z, \bar{z}) \mathcal{L}_{0,k} dx dy \quad (3)$$

где количество искоемых коэффициентов N определяется из соотношения (4), (S – площадь, заштрихованная исходной кривой).

$$S = \frac{1}{2} \pi \rho^2 N \quad (4)$$

Если провести рассуждения для двух кривых, и высчитать коэффициенты разложения соответствующих спиральных пучков, то можно сделать определенные выводы. Если модули всех соответствующих коэффициентов пропорциональны, то исходные кривые подобны в той же мере. Есть возможность также определить угол поворота кривых друг относительно друга:

$$\forall k \in \overline{0, N}, \quad \left| \frac{c_k^{(1)}}{c_k^{(2)}} \right| = A, \quad \varphi = \frac{1}{ik} \ln \frac{c_k^{(1)}}{c_k^{(2)}}; \quad (5)$$

Если же модули наборов коэффициентов не пропорциональны, то исходные кривые отличаются не только масштабом или поворотом.

По сравнению с другими методами, предлагаемый подход обладает рядом преимуществ. Введением промежуточного объекта – спирального пучка – решается два вопроса: во-первых, достигается однозначность получаемых результатов, которые в иных методах [2] существенно зависят от параметризации кривой; во-вторых, нивелируется небольшая «зашумленность», что позволяет обрабатывать менее подготовленные контуры. Кроме этого, существует хорошая взаимосвязь между деформацией кривой и изменением коэффициентов соответствующего спирального пучка, что позволяет ставить и решать задачу не просто об идентичности контуров, а их схожести по форме.

Работа выполнена при поддержке Учебно-научного комплекса ФИАН.

Список литературы

1. Абрамочкин Е.Г., Волостников В.Г. Современная оптика гауссовых пучков. М.: Физматлит, 2010.
2. Дедус Ф.Ф., Куликова Л.И., Панкратов А.Н., Тетугев Р.К. Классические ортогональные базисы в задачах аналитического описания и обработки информационных сигналов /под ред. Ф.Ф. Дедуса. М.: Из-во МГУ им. М.В. Ломоносова, 2004.

Ю.В. ПАНКРАТОВА, А.В. ЛАРИЧЕВ

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

СРАВНЕНИЕ ИТЕРАЦИОННЫХ МЕТОДОВ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ВОЛНОВОГО ФРОНТА

Рассмотрены итерационные методы восстановления волнового фронта оптического излучения по набору дискретных измерений градиента фазы. Для методов Якоби, Гаусса-Зейделя и последовательной сверхрелаксации получены значения среднеквадратического отклонения восстановленного волнового фронта от заданного и определен метод, достигающий наибольшей точности реконструкции.

В настоящее время в оптике широкое распространение находят методы адаптивной оптики, которые особенно актуальны при создании сверхмощных лазеров [1], диагностических медицинских систем [2] и сверхбольших наземных телескопов. Данная работа посвящена сравнительному исследованию итерационных методов восстановления волнового фронта (ВФ) на основе матрицы его градиентов, которая может быть непосредственно измерена датчиком типа Шака-Гармана.

В качестве исследуемых итерационных методов были выбраны: Метод Якоби, Гаусса-Зейделя, последовательной сверхрелаксации. При построении исходной системы уравнений были использованы методы трапеций и метод Симпсона. Идея рассматриваемых методов состоит в использовании для проведения реконструкции значения фазы ВФ в некоторой точке распределения, значений фазы и градиентов в соседних с ней точках сетки. Для метода трапеций итоговое значение определяется, как некоторое средневзвешенное четырех соседних точек [3]. В методе Симпсона для расчета значения оценки ВФ используются не четыре соседних элемента, а восемь. Соответственно изменяются формулы для расчета значений производных и оценок волнового фронта.

Для метода Якоби и Гаусса-Зейделя общая формула имеет вид:

$$\varphi_{n,m} = \frac{\varphi_{n,m}}{g_{n,m}} + \frac{S_{n,m}}{g_{n,m}}, \text{ где}$$

$$S_{n,m} = g_{n-1,m} S_{n-1,m}^x - g_{n+1,m} S_{n+1,m}^x + g_{n,m-1} S_{n,m-1}^y - g_{n,m+1} S_{n,m+1}^y$$

$$\overline{\varphi}_{n,m} = \varphi_{n-1,m} g_{n-1,m} + \varphi_{n+1,m} g_{n+1,m} + \varphi_{n,m-1} g_{n,m-1} + \varphi_{n,m+1} g_{n,m+1}$$

g – матрица известных весовых коэффициентов.

Если полученное в левой части уравнения значение хранится в отдельном массиве, пока не будет проведен подсчет всех интересующих

точек ВФ, процедура будет именоваться методом Якоби. В случае, если левая часть уравнения обновляется постоянно, процедура соответствует методу Гаусса-Зейделя [4].

Прибавляя и отнимая $\varphi_{n,m}^k$, полученное на предыдущем шаге, а также вводя коэффициент релаксации w получим формулу:

$$\varphi_{n,m}^{k+1} = \varphi_{n,m}^k + w \left(\frac{\varphi_{n,m}}{g_{n,m}} + \frac{S_{n,m}}{g_{n,m}} - \varphi_{n,m}^k \right).$$

Такая итерационная техника называется методом последовательной сверхрелаксации [5].

В качестве примера для сравнения описанных методов был смоделирован волновой фронт, содержащий астигматизм вида:

$$\varphi = 2.3717 * \frac{x^2 - y^2}{(N/2)^2} + \frac{6xy}{(N/2)^2}.$$

Данный волновой фронт был восстановлен четырьмя способами для трех значений количества проводимых итераций. В качестве параметра характеризующего степень точности восстановления волнового фронта выбрано среднеквадратическое значение отклонения восстановленного ВФ от заданного, полученные значения приведены в таблице ниже.

Количество итераций	Якоби	Гаусс-Зейдель	Послед. сверхрелаксация	Симпсон (послед. сверхрелаксация)
16	0,4008	0,3340	0,1666	$4,78 \cdot 10^{-5}$
64	0.3385	0,1822	0,0181	$6.28 \cdot 10^{-16}$
128	0.2014	0,0717	0,0019	$7.06 \cdot 10^{-16}$

Результаты численного моделирования свидетельствуют, что последовательная релаксация с использованием метода Симпсона позволяет получить более точное в сравнении с другими итерационными методами восстановленное распределение фазы при высокой скорости сходимости.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект №11-02-01353-а).

Список литературы

1. Шанин О.И. Адаптивные оптические системы в импульсных мощных лазерных установках. М.: Техносфера, 2012.
2. Porter J., et. al. Adaptive optics for vision science. Wiley-Interscience, 2006.
3. Malacara D. Optical shop testing. Third Edition. Wiley-Interscience, 1980.
4. Southwell W.H. Wavefront estimation from wavefront slope measurements. J.Opt. Soc. Am. 1980. V.70. №8. P.998-1006.
5. Bahk S.W. Highly accurate wavefront reconstruction algorithms over broad spatial-frequency bandwidth. Opt. Express. 2011. V.19. P.18997-19014.

Е.Л. ДМИТРИЕВА, М.А. ВОЛЫНСКИЙ

*Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет
информационных технологий механики и оптики*

ИССЛЕДОВАНИЕ АЛГОРИТМА СИГМА-ТОЧЕЧНОГО ФИЛЬТРА КАЛМАНА

Разработан и исследован алгоритм сигма-точечного фильтра Калмана, применительно к обработке интерферометрических данных. Представлены экспериментальные результаты обработки данных.

Бесконтактные методы исследования и контроля объектов применяются во многих отраслях науки и техники. Интерферометрические методы являются наиболее точными методами бесконтактных измерений геометрических характеристик объектов [1, 2].

Интерферометрические сигналы содержат полезную информацию о свойствах исследуемых объектов. Одной из основных характеристик является положение максимума огибающей интерференционного сигнала. Значение огибающей в максимуме характеризует степень отражения от границы слоя среды. При сканировании по глубине многослойной среды формируются пики огибающей интерференционных полос малой когерентности, положение которых соответствует границам слоев. Для извлечения полезной информации об исследуемых объектах требуются быстродействующие помехоустойчивые алгоритмы обработки сигналов [3].

Фильтр Калмана это эффективный рекуррентный фильтр, который оценивает состояние линейной динамической системы. Только результат предыдущей итерации фильтра (оценка состояния системы и оценка погрешности определения этого состояния) и наблюдения нужны для расчета текущего состояния системы. Итерация фильтра Калмана состоит из двух этапов: предсказание и коррекция. На этапе предсказания, используется вычисленное на предыдущем шаге состояние для получения через модель системы оценочного состояния на текущей итерации. На этапе коррекции, измерения, произведенные на текущем шаге, используются для уточнения информации о состоянии системы, что делает ее результат более точным.

Для оценивания состояния нелинейной динамической системы используется расширенный фильтр Калмана (Extended Kalman filter, EKF), который по структуре похож на линейную версию, отличаясь тем, что уравнения динамики и наблюдений содержат нелинейные функции. При

реализации ЕKF необходимо на каждом шаге итераций вычислять матрицу частных производных. Из-за этого встает вопрос об устойчивости дифференциальных уравнений. Поэтому использование сильно нелинейной модели динамической системы приводит к большим вычислительным погрешностям даже при малых погрешностях параметров модели.

Сигма-точечный фильтр Калмана (Unscented Kalman filter, UKF) использует другой подход, который подразумевает замену вектора параметров на набор сигма-точек, покрывающие истинные математическое ожидание и ковариацию гауссовой случайной величины, подвергшейся нелинейному преобразованию. Усреднение значений сигма-точек позволяет корректно оценить математическое ожидание и дисперсию [4].

В результате исследований, проведенных в данной работе, разработан алгоритм сигма-точечного фильтра Калмана, применительно к обработке интерферометрических данных. Исследован алгоритм сигма-точечного фильтра Калмана для восстановления положения максимума огибающей интерференционного сигнала малой когерентности. Получены экспериментальные результаты обработки данных.

Список литературы

1. Волинский М.А., Захаров А.С. Анализ интерференционных сигналов малой когерентности на основе моделей линейной и нелинейной стохастической фильтрации. Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО. 2007. №37. С.4-9.
2. Васильев В.Н., Гуров И.П. Компьютерная обработка сигналов в приложении к интерферометрическим системам. СПб: БХВ Санкт-Петербург, 1998.
3. Волинский М.А., Гуров И.П., Захаров А.С. Нелинейная стохастическая фильтрация сигналов в интерферометрах с частично когерентным освещением. Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО. 2007. №43. С.276-283.
4. Julier S.J., Uhlmann J.K. A New extension of the kalman filter to nonlinear systems. Proc. of AeroSense: The 11th Int. Symp. On Aerospace/Defence Sensing, Simulation and Controls. 1997.

П.А. ИВАНОВ

Ярославский государственный технический университет

ПРИМЕНЕНИЕ СОСТАВНЫХ ФИЛЬТРОВ В ЗАДАЧАХ РАСПОЗНАВАНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ, ПОДВЕРГНУТЫХ ПРЕОБРАЗОВАНИЯМ ГЕОМЕТРИИ

Приводятся результаты моделирования на ПЭВМ распознавания двумерных полутоновых изображений, подвергнутых преобразованиям геометрии, в том числе преобразованию изменения масштаба, с помощью составных фильтров МСЭК, ГМСЭК и MINACE.

Среди широкого круга задач оптической обработки информации, весьма актуальной является задача распознавания изображений, подвергнутых преобразованиям геометрии (поворот, сдвиг, изменение масштаба, различные искажения формы распознаваемого объекта и т.п.). Довольно популярным и привлекательным решением является применение оптико-электронных корреляторов изображений [1]. Основной функцией данного устройства является вычисление корреляционной функции входного изображения с эталоном, реализованным в виде голографического фильтра.

К сожалению, выбор в качестве эталона оригинала распознаваемого изображения является крайне неудачным. При корреляционном распознавании изображений, подвергнутых геометрическим преобразованиям (а в естественных условиях, например, при аэрофотосъемке, таковые есть всегда), выходной корреляционный пик резко деградирует при самых малейших изменениях геометрии распознаваемого объекта (за исключением преобразования сдвига, т.к. корреляционная функция обладает автоматической инвариантностью к этому типу преобразований). Довольно популярным вариантом выбора эталона является применение составного инвариантного корреляционного фильтра. Весьма привлекательным подходом для решения задач распознавания изображений, подвергнутых преобразованиям геометрии, являются алгоритмы синтеза фильтров на основе вычисления инвариантного параметра, в первую очередь, составных фильтров (типа МСЭК, ГМСЭК, MINACE и их модификаций) [2].

В работе был проведен синтез на ПЭВМ и моделирование применения вышеуказанных фильтров при распознавании объектов, подвергнутых преобразованиям геометрии. В качестве среды моделирования был выбран программный пакет MatLab, как наиболее подходящий для

указанных задач. В качестве исходных изображений использовалась база данных полутоновых изображений типа “самолет”, подвергнутых преобразованию изменения масштаба в диапазоне от -100% до +100% от первоначального с шагом в 1%, 5%, 10% и 15%, всего соответственно, 101, 21, 11 и 7 изображений (отдельно для увеличения и уменьшения масштаба), а также преобразованию поворота в плоскости на углы от 0 до 355° с шагом 5°, 10° и 15°, всего соответственно 72, 36 и 24 изображения.

Моделирование показывает, что имеют место удовлетворительные результаты по количеству ошибок для распознавания изображений, подвергнутых преобразованию поворота, при шаге угла поворота до 10°. Очень хорошие результаты получены для распознавания изображений, подвергнутых преобразованию изменения масштаба, прежде всего, в сторону уменьшения, особенно в случае MINACE-фильтра (рис. 1).

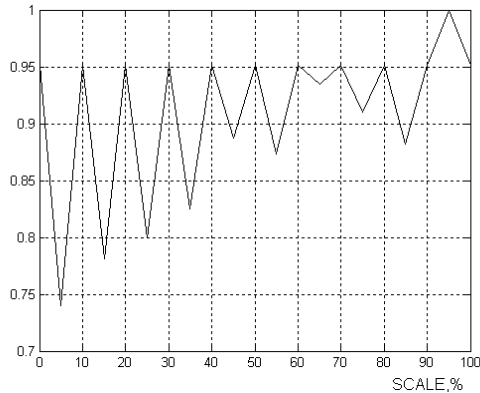


Рис. 1. Зависимость нормированной величины пика корреляции от величины изменения масштаба (уменьшение, %) входного объекта, шаг изменения масштаба – 10%, разрешение – 64х64

Результаты моделирования позволяют надеяться на успешное применение составных фильтров для подобного класса задач.

Список литературы

1. Евтихийев Н.Н., Евтихьева О.А., Компанец И.Н. и др. Информационная оптика. М.: МЭИ, 2000.
2. Vijaya Kumar B.V.K. Tutorial survey of composite filter design for optical correlators. Appl. Opt. 1992. V.31. P.4773-4801.

Н.Н. ЕВТИХИЕВ, Е.Ю. ЗЛОКАЗОВ,
Р.С. СТАРИКОВ, Д.В. ШАУЛЬСКИЙ

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИСКРИМИНАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВАРИАНТОВ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ФИЛЬТРОВ С МИНИМИЗАЦИЕЙ ЭНЕРГИИ КОРРЕЛЯЦИИ

Приводятся результаты исследования характеристик инвариантных корреляционных фильтров с минимизацией энергии корреляции.

Проведены исследования дискриминационных свойств составных инвариантных корреляционных фильтров (КФ) следующих типов: с минимальной средней энергией корреляции (minimum average correlation energy filter – MACE, МСЭК) [1], МСЭК со сглаживающей функцией Гаусса (gaussian MACE filter – GMACE, МСЭКГ) [2], с минимумом шума и энергии корреляции (minimum noise and correlation energy filter – MINACE, МШЭК) [3].

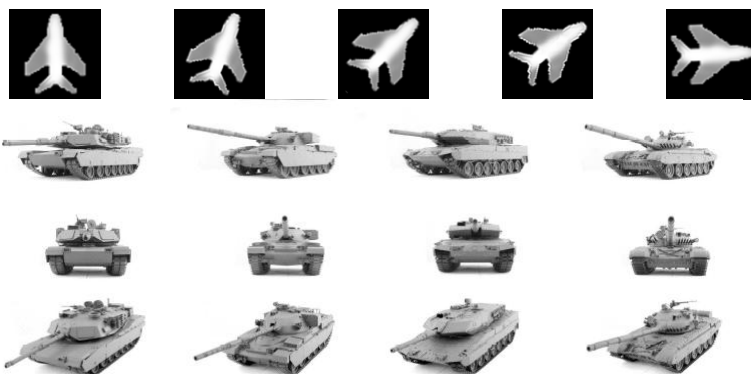


Рис. 1. Примеры используемых изображений: сверху «самолёт-пт», плоский поворот; внизу «ложные» «абрамс», «чифтен», «леопард-2» и «истинный» «т-72», пространственный поворот

В качестве условия задачи распознавания рассматривались случаи плоского и пространственного поворота объекта на входе в диапазоне 180 градусов; при этом предполагалось необходимым различение изображения истинного объекта от изображений ложных объектов трёх

видов. Эталонные и распознаваемые изображения имеют следующие характеристики: 256 градаций яркости, размерность 256x256 пикс. Примеры истинных и ложных изображений представлены на рис. 1.

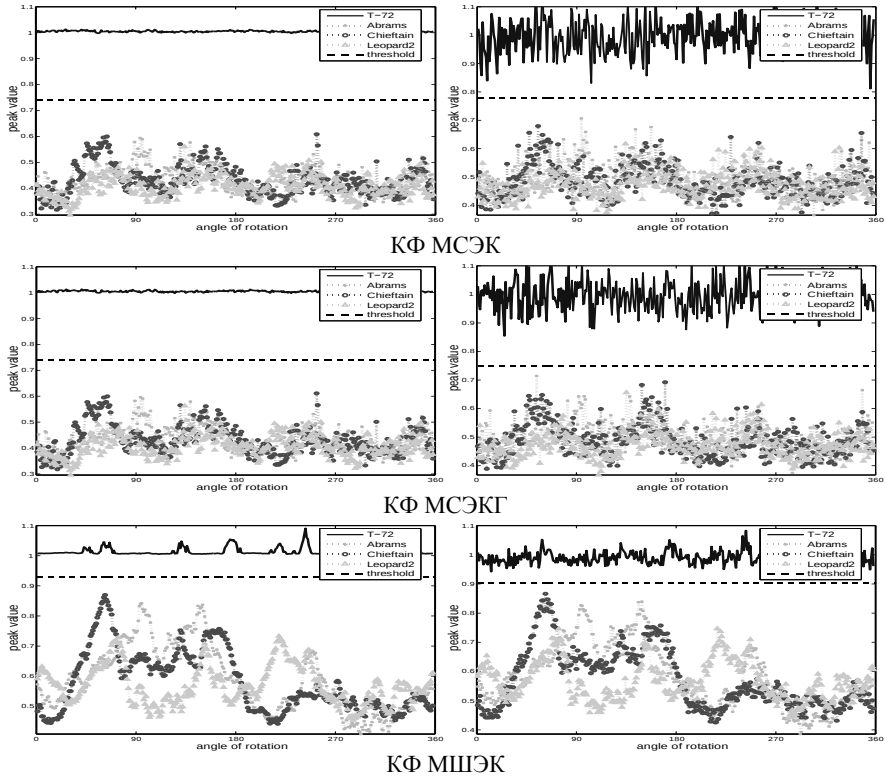


Рис. 2. Дискриминационные характеристики для случая пространственного поворота – зависимости высоты корреляционного пика от угла поворота входного изображения (горизонтальное склонение 0 град). Шаг зависимостей 1 град, справа входные изображения без шума, слева при наличии аддитивного гауссова шума.

Отклик на «истинные» изображения («Т-72») превышает отклик на «ложные»

Проведено математическое моделирование распознавания полутонных изображений с использованием КФ указанных типов. Исследовались возможности распознавания как незашумлённых изображений, так и изображений с пространственным шумом. Примеры

полученных характеристик для КФ МСЭК, МСЭКГ и МШЭК представлены на рис. 2, подробнее результаты изложены в [4]. Результаты проведённого моделирования позволили определить в каждом случае максимально и минимально возможное количество настроечных изображений, используемых при синтезе КФ и оценить уровень пространственного шума, при котором сохраняется возможность распознавания. Подобные результаты получены при синтезе КФ МСЭК со сглаживающей вейвлет-функцией (МСЭКВ); возможности управления формой корреляционного пика в этом случае иллюстрируются рис. 3.

Работа выполнена при поддержке РФФИ.

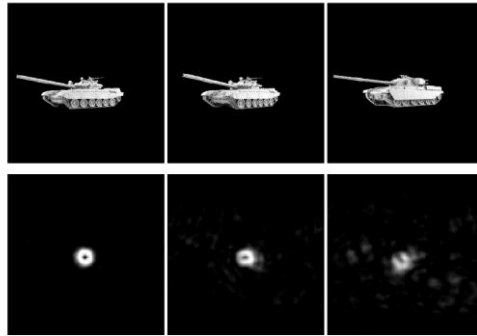


Рис. 3. Возможности управления формой корреляционного пика КФ МСЭКВ. Слева направо: изображение истинного объекта, вошедшее в тренировочный набор при синтезе, изображение истинного объекта, не вошедшее в тренировочный набор, изображение ложного объекта и соответствующие корреляционные пики; форма пика разрушается для ложного изображения

Список литературы

1. Mahalanobis A., Vijaya Kumar B.V.K., Casasent D. Minimum average correlation energy filters. Appl. Opt. 1987. V.26. P.3633-3640.
2. Casasent D., Ravichandran G., Bollapraggada S. Gaussian MACE correlation filters. Appl. Opt. 1991. V.30. P.5176-5181.
3. Ravichandran G., Casasent D.P. Minimum noise and correlation energy optical correlation filter. Appl. Opt. 1992. V.31. P.1823-1833.
4. Evtikhiev N.N., Shaulskiy D.V., Zlokazov E.Yu., Starikov R.S. Variants of minimum correlation energy filters: comparative study. Proc. SPIE. 2012. V.8398. 83980G.

С.Б. ОДИНОКОВ, В.В. МАРКИН, А.Б. СОЛОМАШЕНКО
Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

ГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ ИНДИКАТОР И СХЕМА ЕГО ПОЛУЧЕНИЯ

Рассмотрена схема голографического индикатора для отображения знаково-символьной информации, представляющего собой световодную стеклянную пластинку с нанесенными на ее поверхность голограммными оптическими элементами. Для реализации такого индикатора разработана оптическая схема, позволяющая получать индикаторы больших размеров за счет позонной записи и стыковки отдельных фрагментов, а также задавать нужное распределение величины экспозиции по зонам.

Достаточно перспективным направлением в последние годы является построение оптико-голографических систем для отображения информации на основе световодных пластин с голограммными оптическими элементами (ГОЭ), что позволяет существенно снизить массогабаритные параметры всей системы.

Голографический индикатор представляет собой стеклянную пластину, в которой излучение распространяется под действием полного внутреннего отражения (ПВО), с нанесенными на поверхность ГОЭ и призмой для ввода излучения. С помощью призмы излучение вводится в пластинку под углом ПВО и распространяется в ней, а попадая на поверхность пластинки с ГОЭ, часть излучения выводится из нее. Данный индикатор входит в состав коллиматорной системы, включающей в себя ЖК-дисплей, систему подсвета с лазерным или светодиодным источником излучения и проекционную систему, формирующую выходной зрачок небольших размеров.

В каждой зоне выходного ГОЭ из пластинки будет выводиться весь конус пучков излучения, формируемый проекционной системой; а пересечение крайних лучей, определит размер зоны выходного зрачка, которая, по сути, будет состоять из большого числа перекрывающихся выходных зрачков проекционной системы, переносимых индикатором в плоскость расположения глаз оператора. В результате небольших размеров выходной зрачок проекционной системы «растягивается» с помощью индикатора до зоны значительно больших размеров за счет многократных перекрытий отдельных зрачков в зоне расположения глаз оператора.

В общем случае ГОЭ на поверхности пластинки представляют собой две дифракционные решетки: первая – для вывода излучения, а вторая – промежуточная. Обе эти решетки должны обладать переменной дифракционной эффективностью для выравнивания в зоне наблюдения яркости отдельных выходных зрачков между собой.

Для получения такой дифракционной решетки предложена оптическая схема и разработан стенд записи. Отличительной особенностью данной оптической схемы получения дифракционных решеток является их позонная запись, т.е. решетка разбивается на отдельные фрагменты, которые состыковываются в процессе получения решетки с помощью прецизионной системы перемещения пластинки с фоточувствительным слоем.

Позонная запись позволяет достаточно просто получать ГОЭ и дифракционные решетки, а соответственно, и голографические индикаторы больших размеров. При этом нет необходимости существенно расширять пучок, обеспечивая равномерное поле засветки пластинки, что является существенным преимуществом такой схемы.

В данной схеме получения решеток различная дифракционная эффективность обеспечивается изменением экспозиции в каждой зоне, на которые разбита решетка по всей длине. Таким образом, можно вести запись с требуемым рассчитанным распределением экспозиций по зонам. В том числе можно задавать нелинейное изменение экспозиции по зонам, а также оперативно корректировать экспозицию отдельных частей решетки, задавая необходимое значение вручную. Кроме того, время получения отдельного фрагмента решетки не превышает нескольких десятков секунд, что позволяет избежать влияния вибраций и прочих внешних факторов.

Список литературы

1. Eisen L., Meyklyar M., Golub M., et. al. Planar configuration for image projection. Applied optics. 2006, V.45. No.17.
2. Eisen L., Meyklyar M., Golub M., et. al. Design and experiments of planar optical light guides for virtual image displays. Proceedings of SPIE. V.5182.
3. Putilin A.N., Morozov A.V. Waveguide holograms with white light illumination. Optical engineering. 1991. V.30. No.10. P.1615.
4. Optical device and virtual image display device, Sony Corporation, US 2008/023942. 2008.
5. Improvements in or relating to waveguides, BAE System PLC, WO 2010/067114. 2010.

К.А. ИСАКОВ, Л.С. ЛЯЛЮШКИН, А.В. ПАВЛОВ

*Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет
информационных технологий, механики и оптики*

ФОРМИРОВАНИЕ ИНДУКТИВНОГО ПОНЯТИЯ СХЕМОЙ ГОЛОГРАФИИ ФУРЬЕ: ВЛИЯНИЕ ИТЕРИРУЮЩЕГО ОТОБРАЖЕНИЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ГИПОТЕЗЫ

Исследована связь параметров паттерна индуктивной гипотезы с характеристиками голограммы Фурье и фазосопрягающего зеркала при реализации индукции методом голографии Фурье. Показано, что дифракция на голограмме, как сравнение гипотезы с реальностью, обеспечивает приток в систему отрицательной энтропии.

Индукция как механизм расширения теории и формирования понятий играет ключевую роль в познании. В [1] предложен подход к реализации индуктивного вывода методом голографии Фурье – задача индукции представлена как техническая задача расширения спектра индуцируемого образа в область низких частот при нелинейном обращении волнового фронта в плоскости корреляций. В [2] исследована связь характеристик итерационного вывода с параметрами фазосопрягающего зеркала (ФСЗ). В развитие [1, 2], в данной работе исследовано влияние характеристик передаточной функции ФСЗ и нелинейности записи голограммы Фурье с характеристиками паттерна индуктивно формируемого понятия (ИП).

В [2] показано, что для задачи индукции функция ФСЗ Nl должна иметь выпуклость к низу и две неподвижные точки – притягивающую на нижней границе l динамического диапазона ФСЗ Δ и отталкивающую на верхней – u . В силу погрешности нормировки ИП на u , необходимо изменить характер точки u на притягивающий с ограниченной областью притяжения, размер которой определяется точностью нормировки. Это требование удовлетворяет s -образная функция $Nl(x) = (1 + \exp(B - Cx))^{-1}$, нормированная на l и u , где параметр B задает положение отталкивающей – третьей неподвижной точки $r \in (l, u)$, т.е. размер области притяжения u .

На рис. 1 представлена динамика системы – зависимости размера элементов разрешения (по уровню 0.5) паттерна ИП от номера итерации для разных положений отталкивающей точки r . Рис. 1 показывает в устойчивом режиме динамику системы, подобную циклической. Однако динамика конвергента, а цикл на рис. 1 отображает конкуренцию двух механизмов – нелинейного отображения на ФЗС, обеспечивающего

сходимость, и диссипативного фактора – дифракции на голограмме. Эта дифракция обеспечивает приток в систему отрицательной энтропии в результате соотношения гипотезы как результата интеллектуального усилия с реальностью, представленной индексным образом.

Поскольку на характеристики паттерна ИП влияют также условия записи голограммы Фурье, то моделировались линейная голограмма и два нелинейных фильтра – сигмоидальный и сумма двух функций Гаусса. На рис. 2 приведены зависимости отношений ширины элемента разрешения ИП к ширине импульсного отклика системы для линейной и двух типов нелинейных голограмм, иллюстрирующие роль дифракции на голограмме как диссипативного фактора.

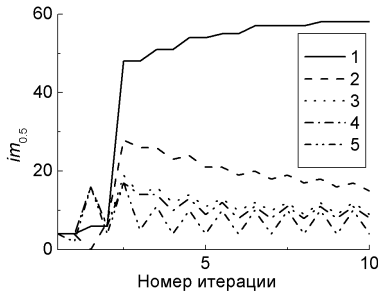


Рис. 1. Зависимости ширины элемента разрешения индуцируемого паттерна от номера итерации при положении неподвижной точки r : 1) $r = 0.5$, 2) $r = 0.66$, 3) $r = 0.84$, 4) $r = 0.94$, 5) $r = 1$

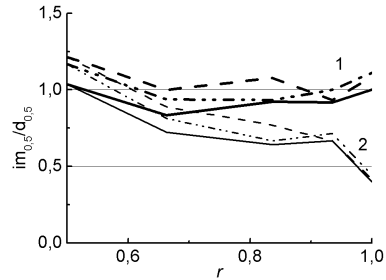


Рис. 2. Отношения ширины элемента разрешения ИП к импульсному отклику от положения неподвижной точки: 1) до отображения на ФЗС, 2) после отображения на ФЗС; линейная голограмма – сплошная, нелинейные – пунктирная и штрих-пунктирная линии

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 12-01-00418-а.

Список литературы

1. Павлов А.В. Реализация правдоподобных выводов на нейросетях со связями по схеме голографии Фурье. Искусственный интеллект и принятие решений. 2010. №1. С.3-14.
2. Исаков К.А., Лялюшкин Л.С., Павлов А.В. Реализация индуктивного вывода методом голографии Фурье: численное исследование влияния нелинейности фазосопрягающего зеркала на характеристики порождаемого паттерна. Труды VII Межд. конф. «Фундаментальные проблемы оптики». СПб.: НИУ ИТМО, 2012. С.421-424.

А.Ю. БЫКОВСКИЙ¹, Б.Ю. РАГЕР

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

ДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРИНЯТИЯ РЕШЕНИЙ МОБИЛЬНЫМ АГЕНТОМ НА ОСНОВАНИИ ТОЧНЫХ И ПРИБЛИЖЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ОБЪЕКТОВ СЦЕНЫ

Разработана модель принятия решений автономным агентом, совершающего целевое маневрирование в динамически меняющейся среде, при наличии неточно описанных препятствий.

Оптоэлектронные системы компьютерного зрения и распознавания образов [1], разрабатываемые для автономных роботизированных устройств, предполагают интеллектуальное принятие решений агентом на основании данных систем технического зрения (СТЗ) и цифровых карт. Процедура принятия решений в таких системах требует комбинировать алгоритмы низкоуровневой обработки изображений и моделирования сцены, модели многоагентных систем ИИ, методы нечеткой логики. Связующим звеном здесь является модель принятия решений агентом, используемая для наглядного тестирования корректности всех использованных подходов.

Цель данной работы заключалась в разработке динамической модели принятия решений мобильным агентом, выполняющим маневры на основании данных системы технического зрения и цифровой карты. Разработка предназначена для лабораторного настольного макета агента, способного в условиях ограниченной видимости объезжать препятствия при движении по маршруту.

Разработанная методика относится к разряду алгоритмов на графах и представляет собой усовершенствованный вариант метода декомпозиции ячеек фазового пространства (или алгоритма Дэйкстры) [2], переработанного для описания характеристик объектов сцены с помощью нечетко-логических функций принадлежности. На базе средства разработки приложений для мобильных платформ Qt SDK, разработан программный эмулятор, демонстрирующий процесс “обследования” сцены и перемещения агента.

Использовалась следующая классификация объектов сцены:

а) полезные (целевые) объекты, б) объекты-препятствия, ограничивающие возможности маневрирования агента; в) объекты, способные изменять

список возможных действий агента, d) опасные объекты, взаимодействия с которыми следует избегать.

Для агента предусмотрено три уровня активности:

- метаболизм (жизнедеятельность как автономного устройства),
- определение плана действий на основании заданного маршрута,
- исполнение предписаний маршрута.

Алгоритм работы агента включает в себя этапы:

- сбор информации от всех возможных источников (СТЗ, цифровая карта, другие агенты);
- первичная обработка и подготовка структуры данных требуемого вида;
- определение состояний агента и выбор цели по структуре данных;
- построение карты возможных действий для текущей ситуации;
- выполнение действий агента, вычисленных на основании полученной карты и состояния агента,
- определение цели для следующего шага алгоритма.

Все объекты в сцене действия оцениваются с точки зрения возможности взаимодействия (столкновения) с агентом. Каждый объект характеризуется множеством точек, описывающих внутренний и внешний контуры взаимодействия. Эти контуры разбивают фазовое пространство вокруг объекта на 3 области:

- 1) для области фазового пространства в пределах внутреннего контура взаимодействие агента и объекта неизбежно;
- 2) для области, ограниченной внутренним и внешним контуром, нечетко-логическая функция принадлежности, описывающая возможность взаимодействия (столкновения) агента с объектом, возрастает по мере приближения к геометрическому центру контуров;
- 3) для области, расположенной за внешним контуром, взаимодействие (столкновение) агента с объектом невозможно.

Достоинством алгоритма является возможность использовать его не только для работы с пространственными координатами, но также применять его в качестве типового модуля в процедурах принятия решений, использующих другие параметрические пространства. Кроме того, разработанная методика дает возможность приступить к проработке сопряженной модели технического зрения для мобильного агента.

Список литературы

1. Bräunl T. Embedded robotics. 2-d edition. Springer, Berlin, 2006.
2. Алгоритмы: введение в разработку и анализ. Гл.9. М.: Вильямс, 2006.

С.Г. КАЛЕНКОВ, Г.С. КАЛЕНКОВ, А.Е. ШТАНЬКО¹

Московский государственный машиностроительный университет (МАМИ)

¹Московский государственный технологический университет «СТАНКИН»

ФУРЬЕ-СПЕКТРОМЕТР КАК СИСТЕМА ГОЛОГРАФИЧЕСКОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ МИКРООБЪЕКТОВ

Предложен новый метод получения изображений микрообъектов путем обработки цифровых интерферограмм, зарегистрированных с помощью модифицированного фурье-спектрометра. Описан процесс формирования интерферограмм, отображающих пространственные характеристики микрообъекта. Обсуждаются требования к ширине спектра излучения источника для передачи пространственной структуры объекта. Приведены результаты эксперимента по записи изображения микрообъекта в белом свете.

Фурье-спектрометр является интерференционным прибором, который, по мнению авторов, может предоставить интересные возможности для создания изображающей оптической системы. В настоящей работе исследуется возможность получения изображения микрообъектов с помощью фурье-спектрометра. В наших работах [1, 2] было рассмотрено применения метода фазовых шагов для получения цифрового голографического изображения микрообъектов, но для когерентного излучения. Особенность предлагаемого метода голографической записи состоит в том, что для регистрации голограммы микрообъектов используется низкокогерентный источник света. В отличие от обычного фурье-спектрометра, в данном случае мы используем вместо точечного фотоприемника ПЗС-матрицу для регистрации всей интерференционной картины, так что в каждом пикселе ПЗС-матрицы регистрируется своя интерферограмма, которая несет информацию о пространственных характеристиках объекта.

Показано, что комплексная амплитуда объектного поля в плоскости регистрации (на ПЗС-матрице) определяется выражением:

$$A(\sigma\theta) = \frac{\int G(\theta\delta) \exp(2\pi i \sigma\delta) d\delta}{S(\sigma)},$$

где $\sigma = \lambda^{-1}$ – волновое число или спектральная частота излучения источника (λ – длина волны), $\Delta\sigma$ – величина спектрального окна освещающего излучения, $S(\sigma)$ – плотность излучения на частоте σ , $G(\theta, \delta)$ – интерферограмма в точке θ ПЗС матрицы, δ – расстояние подвижного зеркала от положения нулевой разности хода. Показано также, что пространственное распределение объекта получается обратным фурье-преобразованием функции $A(\sigma\theta)$. Возможность отображения пространственных характеристик объекта на основе метода фурье-спектроскопии была подтверждена нами экспериментально [3]. На рис. 1 представлены амплитудное и фазовое распределение поля в плоскости объекта для $\lambda = 532$ нм.

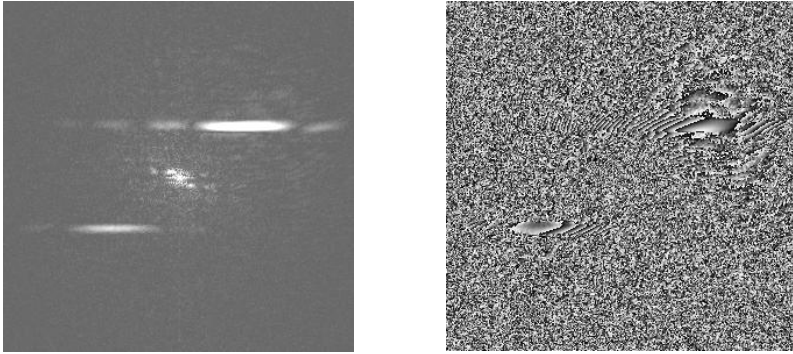


Рис.1. Амплитудное (слева) и фазовое (справа) распределения поля в плоскости объекта (щель) для $\lambda = 532$ нм

Список литературы

1. Vlasov N.G., Kalenkov S.G., Krilov D.V., Shtanko A.E. Non-lens digital microscopy. Proc. SPIE. 2005. V.5821. P.158-163.
2. Каленков С.Г., Власов Н.Г., Крылов Д.В., Штанько А.Е. Безлинзовая цифровая микроскопия. Естественные и технические науки. 2004. Т.3. №12. С.117-120.
3. Каленков С.Г., Каленков Г.С. Штанько А.Е. Фурье-спектрометр, как система голографического изображения микрообъектов в низкокогерентном свете. Измерительная техника. 2012. №11. С.21-25.

А.В. ЯНОВСКИЙ, И.В. БОВСУНОВСКИЙ¹, А.В. МОРОЗОВ¹

Научно-технический центр «Атлас», Москва

¹ООО «Исследовательский центр «Самсунг», Москва

ВЛИЯНИЕ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ШУМОВ И АБЕРРАЦИЙ НА ИЗОБРАЗИТЕЛЬНЫЕ КАЧЕСТВА СТЕРЕОГОЛОГРАММ

Рассматриваются причина и источники голографических шумов и аберраций, возникающих при создании стереоголограмм. Поясняется отрицательное воздействие голографических шумов и аберраций как на процесс стереообразования, так и на изобразительные качества синтезируемого на стереоголограмме объёмного изображения.

Ещё ранние эксперименты по созданию стереоголограмм показали, что голографические шумы и аберрации, обычно сопровождающие любое голографическое изображение, являются одним из труднопреодолимых препятствий как для получения высококачественного изображения, так и для возникновения полноценного, легко воспринимаемого стереоэффекта. Их присутствие отрицательно воздействует не только на общий внешний вид стереоголограммы, но и разрушающе влияет на устойчивое возникновение самого стереоэффекта, вплоть до его полного исчезновения. При создании стереоголограммы аберрации (искажение восстанавливаемого волнового фронта) обычно наблюдаются при восстановлении как первичной, так и вторичной голограмм. В монографии [1] представлены условия коррекции голографических аберраций. Основная причина возникновения голографических аберраций – не соблюдение надлежащих условий при записи и восстановлении объектных волновых фронтов. Голографические аберрации исчезают при использовании опорного и восстанавливающего источников одинаковой длины волны, находящихся в бесконечности по нормали к голограмме и при поперечном увеличении изображения $M=1$. Дополнительной причиной возникновением голографических аберраций может быть применение низкокачественных оптических элементов и нетщательная юстировка самой оптической схемы.

Аберрации искажают форму совмещенных изображений, образующих стереопару, препятствуют полноценному слиянию в единый образ всех разноракурсных изображений, нарушают геометрическую целостность воспроизводимого объёмного изображения. Кроме того вследствие размытия изображений соответствующих точек снижается чёткость

передачи горизонтальных параллаксов, что отрицательно влияет на передачу восприятия стереоскопической глубины пространства. Аберрации приводят также к всевозможным цветовым искажениям.

Голографические шумы так же нарушают взаимосвязь сопряжённых точек в стереопарах. Природа шумов присутствующих на изображении, наблюдаемом на стереоголограмме различна. Шумы могут быть следствием дефектов оптических элементов, неверно рассчитанных или нарушенных условий записи стереоголограммы и т.д.

Но наиболее нежелательными и наиболее трудно устранимыми являются спекл-шумы, поскольку обуславливают потерю информации. Если для случая обычной голограммы спеклы просто нежелательны, то для случая многостереопарного изображения стереограммы ситуация более критична. Хаотичное наложение спекл-структуры на изображения стереопар, приводит к исчезновению (размытию) некоторых точек на изображениях стереопары или появлению новых, не являющихся элементами изображения. Спеклы нарушают взаимосвязь сопряжённых точек в стереопарах. Результатом этого может являться исчезновения ощущения объёмно-пространственного образа объекта на стереоголограмме. В монографиях [2, 3] достаточно подробно проанализированы причины возникновения спекл-шума и его негативное воздействие на качество голографического изображения.

Бороться на практике с последствиями аберраций и спекл-шумов очень сложно и рискованно, поскольку результат может быть совершенно непредсказуем и даже обратен, приводящим к ещё большей бинокулярной асимметрии стереопар [4]. Целесообразнее изыскать возможности по минимизации аберраций и влияния спеклов ещё на этапе записи стереограммы и принять ряд технических мер для их реализации.

В [5] более подробно рассмотрены последствия негативного воздействия спекл-шума на качество воспроизводимого на стереоголограмме объёмного изображения и представлены некоторые реализованные на практике способы по минимизации его влияния.

Список литературы

1. Марипов А. Радужная голография. Фрунзе: Илим, 1988.
2. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. М.: Мир, 1973.
3. Оптическая голография /под редакцией Колфилда Г. М.: Мир,. 1982.
4. Рожков С.Н., Овсянникова Н.А. Стереоскопия в кино-, фото-, видеотехнике. Терминологический словарь. М.: Парадиз, 2003.
5. Бовсуновский И.В., Морозов А.В., Яновский А.В. Проблема повышения ощущения объёмно-пространственного образа объекта при создании стереоголограмм. Девятая Международная конференция «ГОЛОЭКСПО-2012» Сборник докладов. Суздаль. 2012.

А.Ю. ЖЕРДЕВ, С.Б. ОДИНОКОВ, Д.С. ЛУШНИКОВ
 Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

ЧИСЛО РАКУРСОВ И ПЛАНОВ ГОЛОГРАММНОЙ СТЕРЕОГРАММЫ

Проведено математическое моделирование процесса преобразования сигнала голографическим оптическим элементом (ГОЭ) голограммной стереограммы (ГС). Получены выражения для функции рассеяния ГОЭ в плоскости наблюдателя, а также выражения для оптимального числа ракурсов и планов ГС. Рассмотрена связь между расстоянием наблюдения, размером ГОЭ и количеством ракурсов ГС. Предложен подход оптимизации количества ракурсов и планов объемного образа ГС.

Голограммная стереограмма (ГС) – это стереограмма [1], в которой параллакс-панорамаграмма декодируется голографическим оптическим элементом (ГОЭ), называемым голопиксель. Параметры ГОЭ полностью определяют качество объемного образа, воспроизводимого ГС. Этот доклад посвящен математическому моделированию ГОЭ и процесса преобразования сигнала.

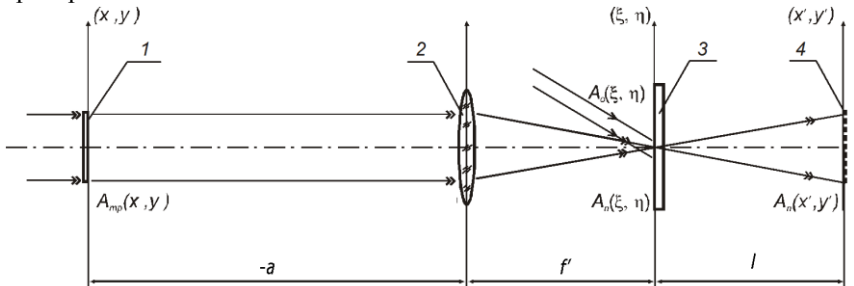


Рис. 1. Схема получения фурье-голограмм и воспроизведения:
 1 – транспарант, 2 – объектив, 3 – носитель записи, 4 – действительное
 изображение транспаранта в плоскости глаз наблюдателя

Рассмотрена каноническая схема получения ГС [2], показанная на рис. 1. В схеме входное изображение выводится на транспарант 2. На выходе системы восстанавливается действительное изображение транспаранта в плоскости 4. При рассмотрении принимаются два допущения. Во-первых, ни один метод размытия спектра не используется. Во-вторых, принимается идеальная передаточная функция голограммы.

Процесс преобразования сигнала оптической системой приводит к размытию изображения функцией рассеяния ГОЭ.

Функция рассеяния такой системы имеет следующий вид.

$$h_s \ x', y' = -\frac{i\lambda l \beta^2 d^2}{\delta^2} \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda f} \left[\beta x'^2 + \beta y'^2 \right]\right) \times \\ \times \exp\left(\frac{1}{i\lambda f'} \left[\left(\frac{\beta x'}{\delta}\right)^2 + \left(\frac{\beta y'}{\delta}\right)^2 \right]\right) \otimes \text{sinc}\left(2\pi \frac{x'}{\Delta}, 2\pi \frac{y'}{\Delta}\right).$$

Здесь можно выделить $\Delta = 2\lambda l / d$ — диаметр пятна рассеяния, $\beta = -f' / l$ — линейное увеличение, $\delta^2 = f' - a + l / f'$ — параметр, l — расстояние наблюдения, λ — длина волны излучения.

При этом угловой размер ГОЭ составляет $\alpha = 2\lambda / \Delta$. Диаметр пятна рассеяния ГОЭ ограничивает число ракурсов сверху. Требование минимизации углового размера ГОЭ ограничивает диаметр пятна рассеяния снизу. Кроме того, в ГС присутствует эффект кулисности. Дискретная природа ГС вызывает дискретизацию объемного образа на отдельные плоские планы (кулисы), отстоящие друг от друга на неравные расстояния. Расстояние между соседними планами [3] составляет $x_n = n\Delta / B + n\Delta$, где n — номер плана, $B = 65$ мм — линейная база глаз.

Выявленные зависимости позволяют проводить оптимизацию числа ракурсов и планов объемного образа ГС в зависимости от данных условий наблюдения. Например, ГС, наблюдаемая в руках (с расстояния наилучшего видения), должна иметь 100 ракурсов, поперечное разрешение объемного образа ГС составит 13 л/мм, а продольное — не может превышать 0,25 л/мм. Очевидно, что при создании малых ГС — защитных голограмм и крупных настенных художественных ГС следует учитывать различные требования к записываемому объемному образу по числу ракурсов и планов.

Список литературы

1. De Bitetto D.J. Holographic panoramic stereograms. Applied optics. 1969. V.8. С.1740.
2. Yamaguchi M., Endoh H., Honda T., Ohya N. High-quality recording of a full-parallax holographic stereogram with a digital diffuser. Optics Letters. 1994. V.19. №2.
3. Елхов В.А., Кондратьев Н.В., Овечкис Ю.Н., Паутова Л.В. Некоторые требования к параметрам снимаемой сцены в цифровом стереоскопическом кинематографе. Материалы третьей международной научно-технической конференции «Запись и воспроизведение объемных изображений в кинематографе и других областях». 2011.

А.П. БОНДАРЕВА, Н.Н. ЕВТИХИЕВ,
В.В. КРАСНОВ, С.Н. СТАРИКОВ

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

АМПЛИТУДНЫЕ МАСКИ С ПОСТОЯННЫМИ СПЕКТРАМИ МОЩНОСТИ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ДВУМЕРНЫХ МПФ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Проанализирована возможность применения различных видов амплитудных масок с постоянными спектрами мощности для измерения двумерных МПФ оптических систем модифицированным методом случайной маски.

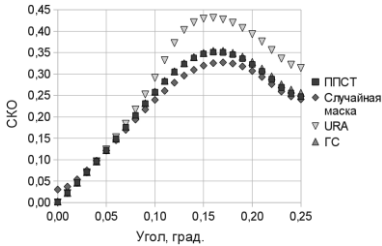
Проанализирована возможность применения амплитудных масок с постоянными спектрами мощности полученных методами: прямого поиска со случайной траекторией (ППСТ), Герцберга-Сэкстона (ГС), а также URA и случайных масок для измерения двумерной модуляционной передаточной функции (МПФ) модифицированным методом случайной маски. Произведена оценка устойчивости спектров масок к шумам и геометрическим искажениям, возникающим при регистрации их изображений матричными фотосенсорами. Геометрические искажения моделировали неточность юстировки схемы при измерении МПФ. Были рассмотрены такие искажения как линейный сдвиг раstra регистрируемого изображения маски относительно раstra фотосенсора, угловое рассогласование растров и рассогласование растров по масштабу.

ППСТ, ГС и случайная маски имели 512×512 пикселей и 32 градации яркости. Маска URA имела 509×509 пикселей и 2 градации яркости. При анализе спектров искаженных изображений масок определились низкочастотные искажения, вносящие непосредственную ошибку в определяемую МПФ, и высокочастотные искажения, устраняемые НЧ фильтрацией спектра при снижении разрешения измеряемой МПФ. Для НЧ фильтрации использовался FIR фильтр с граничной частотой 0,07 частоты Найквиста. Результаты измерений приведены на рис.1. Начальные характеристики среднеквадратических отклонений (СКО) амплитуд фурье-спектров масок от среднего значения, нормированного на единицу, приведены в таблице 1.

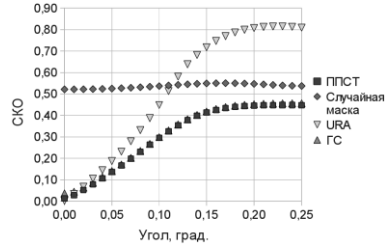
При добавлении шумов реальной камеры с отношением сигнал/шум 72, СКО НЧ и ВЧ составляющих амплитуд фурье-спектров масок возрастают: в 2,0 раз у ППСТ; в 7,4 раз у URA; в 1,6 раз у ГС и не изменяются для случайной маски.

Таблица 1. Характеристики спектров ППСТ, ГС, URA и случайной масок

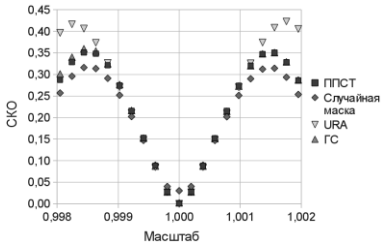
Вид маски	СКО спектра	СКО НЧ составляющей спектра	СКО ВЧ составляющей спектра
ППСТ	0,014	0,0008	0,014
Случайная маска	0,523	0,0302	0,522
URA	0,002	0,0001	0,002
ГС	0,004	0,0002	0,004



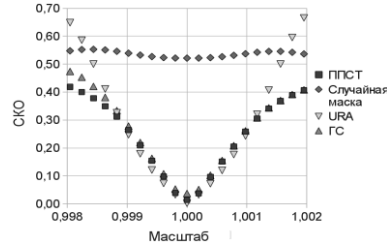
а



б



в



г

Рис. 1. Зависимости СКО низкочастотных и высокочастотных составляющих спектров изображений масок от величины рассогласования растров: углового (а) и (б); по масштабу (в) и (г)

Как показали численные эксперименты, ППСТ маски обладают большей устойчивостью к геометрическим искажениям и шумам чем URA и ГС, практически не уступая случайным маскам, которые, однако, непригодны для непосредственного измерения двумерной МПФ. При малых искажениях спектры трех первых видов масок ведут себя схожим образом, в результате чего для точных измерений двумерной МПФ все они подходят одинаково хорошо. Для достижения требуемой точности совмещения растров маски и фотосенсора целесообразно использовать корреляционный метод. Для грубых же оценок, когда нет возможности осуществить точную субпиксельную юстировку, ППСТ, предпочтительней URA и ГС, обеспечивая точность измерений в 35% против 43% у URA и 36% у ГС при меньшем уровне ВЧ шумов в спектре.

Н.Н. ЕВТИХИЕВ, Л.А. ПОРШНЕВА,
С.Н. СТАРИКОВ, П.А. ЧЕРЁМХИН

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

ВЛИЯНИЕ ДИНАМИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА И ШУМОВ РЕГИСТРИРУЮЩИХ КАМЕР НА ОТНОШЕНИЕ СИГНАЛ/ШУМ ПРИ ВОССТАНОВЛЕНИИ ЦИФРОВЫХ ГОЛОГРАММ

В работе рассмотрено влияние характеристик регистрирующих камер на качество восстановления цифровых голограмм. Методом численного моделирования с использованием характеристик реальных камер получено, что для диффузных объектов сигнал/шум не зависит от расстояния до объекта и вида объекта. Установлено, что сигнал/шум определяется только характеристиками камер и относительной площадью объекта. Получены количественные оценки.

Для применений цифровой голографии необходимо знать ожидаемое качество восстановления изображений объектов, обусловленное характеристиками используемой камеры. Однако в настоящее время в литературе отсутствуют оценки совокупного влияния пространственных, временных шумов и ограниченности линейного динамического диапазона камер на качество восстановления изображений с цифровых голограмм. В работе предпринята попытка получить оценки качества восстановления изображений с цифровых голограмм, записанных реальными камерами. Эта задача решалась численным моделированием зарегистрированных цифровых голограмм Френеля с использованием измеренных характеристик серийных камер четырёх типов.

При моделировании применялись диффузные объекты, отличающиеся по линейным размерам до 8 раз, расстояние между объектом и голограммой варьировалось в 25 раз, число отсчётов голограммы – 1024×1024 . При регистрации цифровых голограмм интенсивность опорной волны считалась равной средней интенсивности объектной волны. Примеры фрагментов модельной цифровой голограммы и шумов камеры на голограмме приведены на рис. 1а, б. Пример численного восстановления изображения с модельной цифровой голограммы показан на рис. 1в. Пример распределения интенсивности светового шума, обусловленного шумами камеры при регистрации, приведён на рис. 1г.

В результате численных экспериментов подтверждены предположения о том, что в случае диффузных объектов отношения сигнал/шум (ОСШ) для интенсивности восстановленных изображений не зависят ни от

расстояния между объектом и голограммой, ни от конкретного вида распределения интенсивности по объекту. Подтверждены предположения о том, что ОСШ для интенсивности восстановленных изображений не зависят в случае диффузных объектов ни от расстояния между объектом и голограммой, ни от вида распределения интенсивности по объекту.

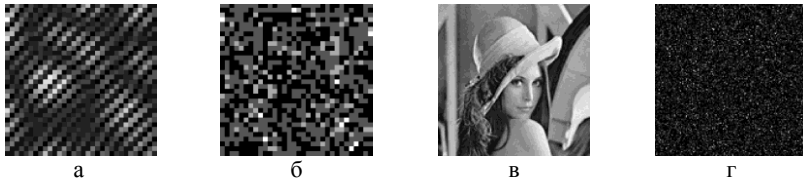


Рис. 1. Фрагменты модельной цифровой голограммы (а) и распределения шумов камеры на голограмме (б); численно восстановленное изображение объекта (в) и распределение интенсивности светового шума по его полю (г)

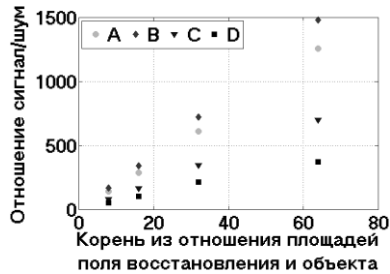


Рис. 2. ОСШ при восстановлении изображений с модельных цифровых голограмм от корня из отношения площадей поля восстановления и объекта для камер Canon EOS 400D(A), MegaPlus II ES11000(B), PixeLink PL-B781F(C), Watec LCL-902C(D)

Показано, что ОСШ для восстановленных изображений определяются только величиной площади объекта, отнесённой к площади поля восстановления (см. рис. 2), и характеристиками камеры.

Получено общее выражение для среднего ОСШ, представляющее собой константу, определяемую характеристиками камеры, деленную на корень из нормированной площади объекта. Определены значения данной константы для исследовавшихся камер. Полученные величины констант для камер (и ОСШ) различаются более чем в 3 раза для исследовавшихся камер. Величина нормированного среднеквадратического отклонения, характеризующая визуальное качество, варьируется для камер до 3 раз.

Проведено качественное сравнение результатов численного моделирования с характеристиками реальных цифровых голограмм.

П.В. РЯБУХО, П.К. ПЛОТНИКОВ¹*Национальный исследовательский Саратовский государственный университет*¹*Саратовский государственный технический университет*

ЦИФРОВАЯ ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ ДЕФОРМАЦИЙ ПОВЕРХНОСТИ В ОБЛАСТИ КОНТАКТА ДВУХ ТЕЛ

С использованием схемы записи цифровых голограмм сфокусированного изображения с наклонным опорным пучком и метода цифровой голографической интерферометрии определены размеры области субмикронных деформаций плоской поверхности упругого тела при его контакте с жестким шаром.

Контакт тел и возникающие деформации соприкасающихся поверхностей определяют закономерности процессов трения этих поверхностей [1]. При использовании оптических методов для определения размеров области и величин деформаций при контакте тел с криволинейными поверхностями одно из контактирующих тел должно быть прозрачным. В настоящей работе исследовались контактные деформации плоской поверхности прозрачного оргстекла под действием вертикальной силы нормального давления со стороны стального шара. Для определения субмикронных деформаций использовался метод цифровой голографической интерферометрии на основе записи цифровых голограмм сфокусированного изображения с наклонным опорным пучком (рис. 1) и численной пространственной фильтрации голограммы для получения комплексной амплитуды поля изображения поверхности исследуемого объекта [2].

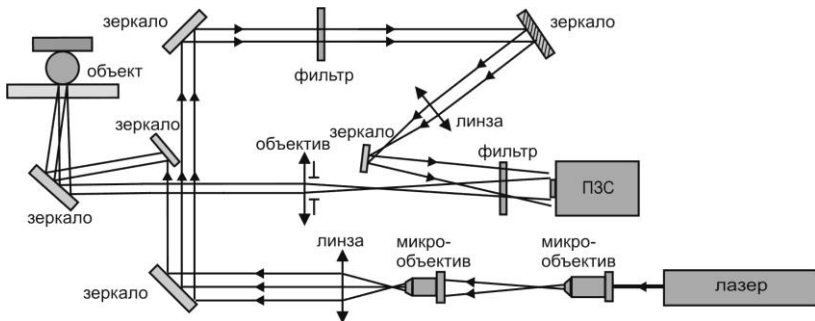


Рис. 1. Схема записи цифровых голограмм сфокусированного изображения с наклонным сферическим опорным пучком

Теория контактных взаимодействий тел количественно определяет поле деформации в зоне соприкосновения тел [1], также экспериментально установлены нормальные деформации в области контакта стальных плиты и шара [1]. Нами экспериментально установлены размеры области упругих деформаций на уровне $\approx 0,1$ мкм вокруг зоны фактического контакта стального шара диаметром 35 мм с плоской поверхностью оргстекла. Установлена асимметрия лунки прогиба поверхности при приложении малой поперечной силы для качения шара по плоской поверхности.

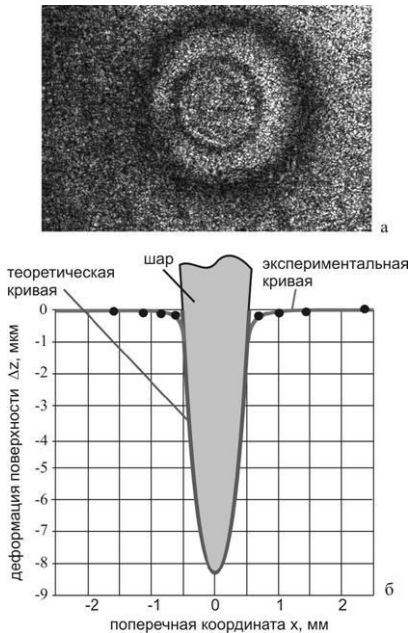


Рис. 2. Голографическая интерферограмма (а), теоретические и экспериментальные графики микродеформаций поверхности в области контакта (б)

поверхности при приложении малой поперечной силы для качения шара по плоской поверхности.

На рис. 2а представлена интерферограмма поля деформаций поверхности оргстекла под действием нормальной силы давления со стороны шара, $F=282$ г. Из-за спекл-модуляции изображения различимы только две темные интерференционные полосы низкой пространственной частоты. В пределах области фактического контакта ожидаемые полосы имеют высокую пространственную частоту и неразрешимы.

На рис. 2б представлены теоретическая кривая [1], охватывающая профиль сечения шара, растянутого по вертикали в 10^3 раз, и экспериментальный график вокруг области фактического контакта. Эксперименты показывают наличие достаточно протяженной области упругой деформации вокруг площади фактического контакта, с необходимостью оказывающей влияние на процессы трения тел.

Список литературы

1. Пинегин С.В. Трение качения в машинах и приборах. М.: Машиностроение. 1976.
2. Диков О.В., Савонин С.А., Качула В.И., Рябухо В.П. Цифровая голографическая интерферометрия микросмещений объектов с рассеивающей поверхностью. Компьютерная оптика. 2012. Т.36. № 1. С.51–64.

А.В. КРАЙСКИЙ, Е.М. КУДРЯВЦЕВ,
Т.В. МИРОНОВА, Т.Т. СУЛТАНОВ

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

ПРИМЕНЕНИЕ КОРРЕЛЯЦИОННОГО МЕТОДА ДЛЯ АНАЛИЗА ДЕФОРМАЦИЙ В ПРОЗРАЧНЫХ МАТЕРИАЛАХ

Предложена схема визуализации упругих напряжений в прозрачных материалах по изменению оптического пути. Градиент оптического пути измерялся с помощью корреляционного метода. Модельный эксперимент проводился при различных конфигурациях поперечной статической нагрузки балки из оргстекла. Показано, что сечение поля смещений фоновой структуры соответствует эпюрам напряжений. Для процесса точечного нагрева кварцевого стекла проведено сравнение корреляционного метода с методом, основанным на эффекте фотоупругости.

Исследуемый образец располагался на некотором расстоянии от случайного бинарного изображения, игравшего роль фоновой картины. При исследовании механических нагрузок один конец образца был зажат в тисках, другой конец нагружался. Делались пары фотографий фоновой картины сквозь образец – в свободном и нагруженном состояниях. Корреляционным методом [1,2] проводилось измерение сдвига фоновой картины при нагрузке. Получилось, что структура фона сдвигается в направлении, противоположном прилагаемой нагрузке, максимум сдвига в области закрепления образца. От точки закрепления до места приложения нагрузки сдвиг линейно убывает до нуля, в области, где образец не испытывает напряжений, сдвига фоновой картины нет. Место приложения нагрузки отслеживается четко, а величина сдвига фоновой картины пропорциональна приложенному весу и, следовательно, напряжениям в балке (рис. 1). Такой удобный способ визуализации напряжений оказывается возможным благодаря сравнительно низкому значению модуля упругости и большой величине коэффициента Пуассона для оргстекла, что приводит к заметной трапецевидности поперечного сечения балки при изгибающих нагрузках [3]. Для кварцевого стекла при такой же геометрии эксперимента сдвиг фоновой структуры на порядок меньше.

Для сравнения корреляционного метода визуализации напряжений с методом, основанным на эффекте фотоупругости, были проведены измерения сдвига фоновой структуры в классическом демонстрационном

эксперименте с точечным нагревом стекла. В процессе нагрева проявлялась характерная крестообразная структура прошедшего через поляриды света. Для корреляционного анализа проводилась съемка такого же процесса нагрева стекла с искусственной спекл-картиной в качестве фонового изображения. В отличие от метода, основанного на эффекте фотоупругости, корреляционный метод дает информацию о параметрах исследуемого образца, приводящих к изменению оптического пути.

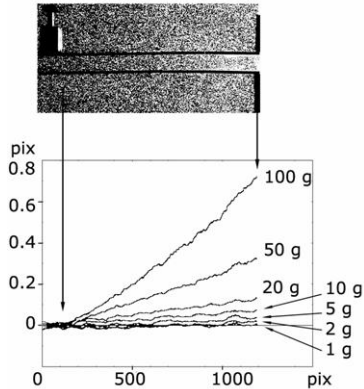


Рис. 1. Дозированная нагрузка балки. Горизонтальная ось – координаты вдоль балки в пикселях, вертикальная ось – вертикальное смещение структуры фона.

Кривые соответствуют различным нагрузкам – от 1 до 100 г

Показано, что корреляционную обработку фоновых изображений можно использовать для визуализации механических и тепловых деформаций прозрачных твердых тел. В частности, при поперечных нагрузках балки сечение поля смещений фоновой структуры соответствует эпюрам напряжений при данной схеме нагрузки. Нужно также отметить, что корреляционный метод дает информацию о различиях между двумя состояниями объекта, что сразу исключает влияние остаточных напряжений, а также других добавочных деформаций (например, напряжений, возникающих при креплении исследуемой детали).

Список литературы

1. Meier G.E.A. Hintergrund-Schlierenverfahren. Deutsches Patentamt DE1992856A1. 1999.
2. Боркова В.Н., Крайский А.В., Миронова Т.В., Султанов Т.Т. Измерение градиентов оптической длины с помощью корреляционной обработки цифровых фотографий случайных картин. Краткие сообщения по физике ФИАН. 2006. №7. С.38–41.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т.VII. Теория упругости. 2007.

Т.Ю. НИКОЛАЕВА, Н.В. ПЕТРОВ

*Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет
информационных технологий, механики и оптики*

ВЛИЯНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ЗАПОЛНЕНИЯ МАТРИЧНОГО ФОТОПРИЕМНИКА НА УГЛОВОЙ СПЕКТР ПЛОСКИХ МОНОХРОМАТИЧЕСКИХ ВОЛН

Исследуется влияние коэффициента заполнения матричного фотоприемника на угловой спектр плоских монохроматических волн. Были исследованы осевые распределения интенсивности дифрагировавших волновых полей с учетом различных коэффициентов заполнения матричного фотоприемника.

В настоящее время в связи с увеличением вычислительных мощностей получили развитие цифровые методы получения полной информации о волновом фронте. Преимуществами таких методов являются высокая чувствительность, быстрота получения данных о рассеянном световом поле и возможность их оперативной компьютерной обработки. Указанные выше методы применяются для восстановления голограмм [1], расчета фокусирующих элементов [2], восстановления итерационным способом рассеянных на объектах волновых полей [3]. Однако использование матричных фотоприемников в цифровых методах накладывает некоторые ограничения: низкое пространственное разрешение и конечный размер регистрирующей матрицы. Разрешающая способность таких методов ограничивается размером пикселя регистрирующей матрицы используемого фотоприемника.

Одним из важнейших параметров, определяющим характеристики фотоприемников, является коэффициент заполнения матричного фотоприемника (филл-фактор), определяемый как

$$FF = \frac{S_d}{S_{pixel}},$$

где S_d – площадь фоточувствительной области,

$S_{pixel} = \Delta x^2$ – площадь фотоячейки, Δx – размер пикселя: [4].

В фоточувствительных матрицах важными элементами являются как фоточувствительные ячейки, так и сами схемы считывания и обработки сигнала, которые должны занимать как можно меньшую часть каждой фотоячейки. Чем ниже коэффициент заполнения матричного фотоприемника, тем менее чувствительным он является.

В работе исследуется влияние коэффициента заполнения матричного фотоприемника на регистрируемые с его помощью распределения интенсивности. Продольные картины дифракции на границах простейших апертур могут быть проинтерпретированы как наглядные иллюстрации к модели распространения углового спектра плоских волн. В случае произвольного полупрозрачного объекта каждую его точку можно рассматривать как источник излучения набора плоских волн с различными пространственными частотами. Более высоким пространственным частотам соответствует больший угол относительно оптической оси. Предельная величина регистрируемых пространственных частот, ограничена шагом дискретизации на объекте. Именно это и наблюдается на осевых распределениях интенсивности, но лишь для двух крайних точек – границ апертуры. Изменения значения коэффициента заполнения отражаются на осевом распределении интенсивности, что можно отследить с помощью численного моделирования (рис. 1).

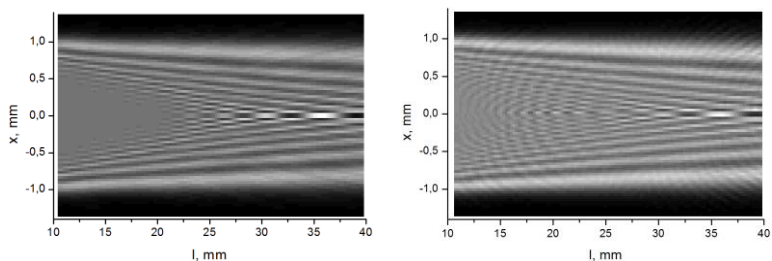


Рис. 1. Осевые распределения интенсивности за круглой диафрагмой: слева – без учета филл-фактора ($FF=1$), справа – с учетом филл-фактора ($FF=0,75$)

С учетом коэффициента заполнения становятся различимы максимумы, образующиеся при пересечении высоких пространственных частот. Для схождения результатов полученных цифровыми методами и экспериментально, при моделировании оптических процессов необходимо учитывать коэффициент заполнения матричного фотоприемника.

Список литературы

1. Kreis T. Handbook of holographic interferometry. Optical and digital methods. Wiley, 2005.
2. Методы компьютерной обработки изображений /под ред. В.А. Сойфера. М.: Физматлит, 2003.
3. Налегасев С.С., Петров Н.В., Беспалов В.Г. Итерационные методы решения фазовой проблемы в оптике и их особенности. Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2012. 6(82). С.30-35.
4. Holst. G. Imaging system fundamentals. Optical Engineering. 2011. V.50(5). 052601.

В.Г. ВОЛОСТНИКОВ, Е.Н. ВОРОНЦОВ, С.П. КОТОВА
Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН

ОПТИЧЕСКАЯ СХЕМА ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ СВЕТОВЫХ ПОЛЕЙ С НЕОДНОРОДНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ НА ОСНОВЕ ОДНОГО ДИФРАКЦИОННОГО ЭЛЕМЕНТА

В работе предлагается простая оптическая схема для формирования световых полей с неоднородной поляризацией. Отличительной особенностью схемы является доступность основных оптических элементов и достаточно высокая дифракционная эффективность (до 80 %).

В настоящее время большой интерес представляют пучки с неоднородной поляризацией [1]. Свойства, которыми обладают данные поля, могут быть использованы в таких областях как лазерная манипуляция, лазерная обработка материалов, медицина и др. [2, 3].

Особое внимание уделяется пучкам с радиальной и азимутальной поляризацией. Простой метод их формирования основан на интерференции мод Лагерра-Гаусса $LG_{0,1} x, y$ и $LG_{0,-1} x, y$, которые имеют левую и правую циркулярные поляризации:

$$\begin{aligned}\vec{R} &= LG_{0,1} \vec{e}_x - i\vec{e}_y e^{i\omega t} + LG_{0,-1} \vec{e}_x + i\vec{e}_y e^{i\omega t}, \\ \vec{A} &= LG_{0,1} \vec{e}_x - i\vec{e}_y e^{i\omega t} - LG_{0,-1} \vec{e}_x + i\vec{e}_y e^{i\omega t},\end{aligned}$$

где $\vec{e}_x, \vec{e}_y$ – орты декартовой системы координат, ω – циклическая частота. Разработано большое количество оптических схем, реализующих данный подход. Однако, в этих схемах обычно используется пара дифракционных оптических элементов (ДОЭ) для формирования исходных пучков Лагерра-Гаусса, что существенно снижает дифракционную эффективность.

В данной работе предлагается оптическая интерференционная схема, изображенная на рис. 1. Пучок Лагерра-Гаусса с линейной вертикальной поляризацией, который подается на дифракционную решетку ДР, может быть сформирован любым из известных способов, например, с помощью ДОЭ [4], либо астигматического преобразования соответствующей моды Эрмита Гаусса [5]. Противоположность в знаках топологических зарядов пучков в плечах интерферометра достигается за счет разного количества отражений от зеркал (для одного плеча – четного, для другого – нечетного).

При отражении от зеркала происходит инверсия поля относительно оси ОУ, что приводит к изменению направления закрутки фазы в пучке:

$$x + iy \rightarrow -x + iy = -(x - iy).$$

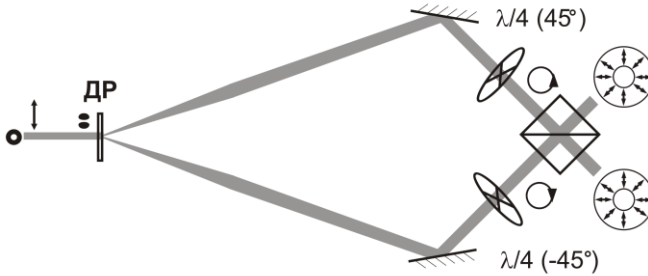


Рис. 1. Экспериментальная схема

С помощью делительного кубика осуществляется сложение пучков. Четверть волновые пластинки обеспечивают преобразование линейной поляризации в левую и правую круговую. Для анализа структуры поляризации формируемого поля используется поляризатор.

Дифракционная эффективность оптической схемы по теоретическим оценкам может составлять 70-80%. Результаты экспериментов по формированию световых полей с неоднородной поляризацией с помощью разработанной схемы будут представлены на конференции.

Работа выполнена при поддержке УНК ФИАН и программы фундаментальных исследований ОФН РАН «Фундаментальные аспекты физики и технологии полупроводниковых лазеров как основных элементов фотоники и квантовой электроники».

Список литературы

1. Zhan Q. Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications. *Advances in Optics and Photonics*. 2009. V.1. P.1–57.
2. Zhang Y., Ding B., Suyama T. Trapping two types of particles using a double-ring-shaped radially polarized beam. *Phys. Rev. A*. 2010. V.81. N.2. P.023831(5).
3. Meier M., Romano V., Feurer T. Material processing with pulsed radially and azimuthally polarized laser radiation. *Appl. Phys. A*. 2007. V.86. P.329-334.
4. Kennedy S.A., Szabo M.J., Teslow H., Porterfield J.Z., Abraham E.R.I. Creation of Laguerre-Gaussian laser modes using diffractive optics. *Phys. Rev. A*. 2002. V.66. P.043801(5).
5. Abramochkin E.G., Volostnikov V.G. Beam transformations and nontransformed beams. *Optics Communications*. 1991. V.83. N1-2. P.123-135.

И.А. ЛЕВИН

Пензенский государственный университет архитектуры и строительства

ПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ДИФРАКЦИОННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ В ГИБРИДНЫХ СИСТЕМАХ ДЛИННОВОЛНОВОГО ИК ДИАПАЗОНА

Рассмотрены потенциальные возможности дифракционных оптических элементов (ДОЭ) в гибридных системах длинноволнового ИК диапазона. Показаны пути одновременного достижения ахроматизации и атермализации тепловизионных объективов. Предложена оптимальная форма рельефа микроструктуры ДОЭ, позволяющая достичь максимально возможной дифракционной эффективности в рабочем спектральном диапазоне.

Номенклатура оптических материалов для систем, работающих со спектром излучения вне видимого диапазона (0,4-0,7 мкм), значительно сужается по мере удаления, как в коротковолновую, так и в длинноволновую области. Следствием этого является либо усложнение оптической схемы для достижения требуемого уровня остаточных aberrаций, либо падение качества формируемого изображения. Так, например, в области спектра 8-14 мкм наиболее распространенным оптическим материалом, используемым при компоновке исходных схем объективов тепловизионных приборов, является германий [1]. Несмотря на некоторые преимущества, такие как высокий показатель преломления, низкая дисперсия и сравнительно небольшая стоимость, его применение в высокоразрешающих системах осложняется рядом недостатков. К их числу можно отнести сильное поверхностное отражение, требующее нанесения просветляющих пленок, значительный температурный коэффициент показателя преломления, вынуждающий искать пути атермализации системы, а также потеря прозрачности германия с ростом температуры (в два раза при нагреве до 100..120°C и почти полностью при 160..200°C). Кроме того, в столь широком спектральном диапазоне существенную роль начинают играть хроматические aberrации, коррекция которых становится необходимой.

Снизить френелевские потери можно путем сокращения числа преломляющих поверхностей и нанесения на них антибликовых покрытий. Проблема же атермализации и ахроматизации системы решается подбором оптических материалов. При этом удовлетворить обоим требованиям без применения дорогостоящих и подчас токсичных материалов является довольно сложной задачей.

В данных условиях наиболее перспективным путем видится расширение элементной базы за счет включения в нее дифракционных оптических элементов (ДОЭ). Рациональное совмещение возможностей дифракционного и рефракционных компонентов, в том числе асферических, позволяет произвести надлежащую коррекцию как хроматических, так и монохроматических aberrации. При этом число зон Френеля дифракционной микроструктуры варьируется от 2 до 5. Столь малое количество зон обусловлено низкой оптической силой ДОЭ, которой, в силу уникальных дисперсионных свойств элемента, вполне достаточно для компенсации хроматизма рефракционной части объектива. В целом при переходе к гибридной схеме удастся значительно уменьшить число линз и используемых оптических материалов [2], что в свою очередь ведет к увеличению светопропускания объектива.

Основные ограничения реализации возможностей ДОЭ связаны с технологическими проблемами создания оптимальной формы рельефа низкочастотной микроструктуры, позволяющей достичь максимально возможной дифракционной эффективности в рабочем спектральном диапазоне. В работе [3] показано, что при малом числе зон необходимо выбирать рельеф таким, чтобы в пределах каждой зоны Френеля фазовая задержка, вносимая ДОЭ, соответствовала заданной. Отметим также, что даже в идеальном случае дифракционная эффективность на краях рабочего спектрального диапазона (8-14 мкм) падает до 78%.

Что касается атермализации системы, то ее добиваются, как ранее было сказано, путем подбора соответствующих материалов с различными по знаку температурными коэффициентами преломления. Введение же ДОЭ в силу слабой зависимости его оптической силы от температуры не должно нарушить достигнутый баланс.

Работа выполнена при поддержке Президента РФ (Грант МД-22932012.9) и Министерства образования и науки РФ в рамках федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы (ГК 16.740.11.0145).

Список литературы

1. Тарасов В.В., Якушенков Ю.Г. Инфракрасные системы «смотрящего» типа. М.: Логос, 2004.
2. Бармичева Г. В., Ган М.А., Старков А.А. Анализ эффективности применения асферико-дифракционных элементов в оптических системах для ИК области. IX Межд. конф. «Прикладная оптика-2010». СПб.: ИТМО, 2010. С.227-230.
3. Грейсух Г. И., Езов Е. Г., Калашников А. В., Левин И. А., Степанов С. А. Эффективность рельефно-фазовых дифракционных элементов при малом числе зон Френеля. Оптика и спектроскопия. 2012. Т.113. №4. С.468-473.

Б.Г. МАНУХИН, Д.А. ШАЛАК,
О.В. АНДРЕЕВА, С.А. ЧИВИЛИХИН

*Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет
информационных технологий, механики и оптики*

ВЛИЯНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ УСЛОВИЙ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ НА ПАРАМЕТРЫ ПОЛИМЕРНЫХ ГОЛОГРАММ-РЕШЕТОК

Рассматривается актуальная проблема изменения параметров объемных голограмм решеток при изменении внешних условий. Для определения параметров применялась новая методика получения контура угловой селективности, которая показала хорошие результаты и методика анализа низкочастотной интерференционной картины. Приведены, как экспериментальные результаты, так и результаты математического моделирования.

Влияние изменения температуры

Влияние температуры на параметры объемных полимерных голограмм-решеток оценивалось по наблюдению поведения низкочастотной интерференционной картины (ИК). Для проведения эксперимента был использован стенд, предназначенный для записи голограмм, на котором и была зарегистрирована исследуемая голограмма. Полученные интерферограммы и результаты их обработки приведены на рис. 1а-d.

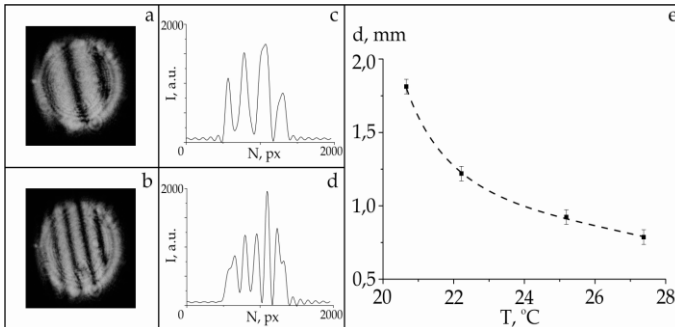


Рис. 1. Изменение периода низкочастотной интерференционной картины (ИК) при изменении температуры полимерной голограммы-решетки с $v = 350 \text{ мм}^{-1}$, зарегистрированной на образце материал «Диффен» толщиной 1.2 мм: вид ИК при температуре голограммы 21°C (а) и 27°C (б); обработка интерферограмм (с, d), приведенных в а и б, соответственно; зависимость периода ИК от температуры образца (е)

Влияние изменения влажности

Было установлено, что образец материала «Диффен» (диск диаметром 40 мм и толщиной 4 мм) при помещении его в воду в диапазоне температур 20-30 °С набирает до 1,5% воды по отношению к весу образца в воздушно-сухом состоянии при относительной влажности окружающего воздуха $H = 50\%$. При наборе влаги изменяется средний показатель преломления образца, его толщина и, соответственно, характеристики зарегистрированных голограмм. Исследование влияния изменения влажности окружающего воздуха на параметры полимерных голограмм проводилось на экспериментальном стенде, конструкция которого предусматривала создание замкнутого объема вокруг голограммы для поддержания влажности $\approx 90\%$, и возможность проведения измерений в течение длительного времени (нескольких часов). Голограмма освещалась расходящимся пучком излучения, распределение интенсивности дифрагированного излучения (контур угловой селективности) регистрировалось на CMOS-матрице фотоаппарата – результаты обработки полученных экспериментальных данных приведены на рис. 2b. Влияние изменения влажности на параметры голограммы оценивалось по изменению положения максимума интенсивности, $\theta_{\max}$, дифрагированного излучения на CMOS-матрице (см. рис. 2a) в течение исследуемого процесса.

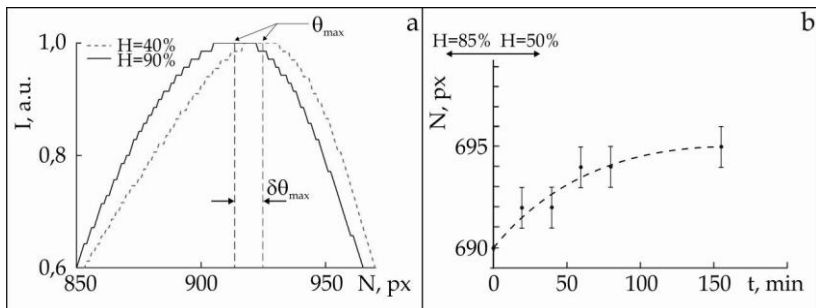


Рис. 2. Обработка результатов эксперимента: положение $\theta_{\max}$ (максимума контура угловой селективности) при влажности среды $H \approx 40\%$ (пунктир) и $H \approx 90\%$ (сплошная кривая), $\delta\theta_{\max}$ – смещение положения $\theta_{\max}$ (голограмма с $T = 1.2$ мм, $v \approx 450$ мм⁻¹) (a); релаксация голограммы-решетки при резком изменении влажности с 85% до 50% (голограмма с $T = 1.2$ мм, $v \approx 350$ мм⁻¹) (b)

Список литературы

1. Андреева О.В., Бандюк О.В., Парамонов А.А. и др. Объёмные пропускающие голограммы в полимерной среде с фенантренхиноном. Оптический журнал. 2000. Т.67. №12. С.27-33.

М.С. КОВАЛЕВ, В.В. МОРАРЕНКО, С.Б. ОДИНОКОВ
Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

МЕТОД РАСЧЕТА ФАЗОВОЙ ФУНКЦИИ ГОЛОГРАММНОГО ОПТИЧЕСКОГО ЭЛЕМЕНТА, ФОРМИРУЮЩЕГО ИЗОБРАЖЕНИЕ ПРИЦЕЛЬНОГО ЗНАКА ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ФОРМЫ

В работе показаны актуальность создания ДОЭ для фокусирования лазерного излучения в различные геометрические изображения для возможности оперативной смены прицельных знаков в голографическом коллиматорном прицеле, целесообразность использования геометрооптического приближения в решении обратной задачи фокусировки. Приведена рассчитанная фазовая функция составного ДОЭ, обеспечивающие образование в фокальной плоскости изображения прицельного знака осесимметричной геометрической формы.

Для получения ГОЭ в голографическом прицеле требуется использовать шаблон, в качестве которого выступает дифракционный оптический элемент (ДОЭ). ДОЭ, синтезируемые методами компьютерной оптики, открывают возможность формирования сложных контурных конфигураций в фокальной плоскости. Решение прикладных задач генерации фотошаблонов, создания реперных знаков и использования в оптических устройствах прицеливания делает актуальной задачу фокусировки лазерного излучения в сложное изображение в фокальной плоскости. В частности, фокусировка в контур, представляющий буквенно-цифровую информацию, может осуществляться «составными фокусаторами» в набор отрезков и полуокружностей (рис. 1а).

Рассматривается задача расчета фазовой функции элемента, предназначенного для фокусировки плоского пучка с заданной исходной интенсивностью $I_0(\vec{u})$ в кривую линию S , заданную параметрическим уравнением в задней фокальной плоскости $(x', y', z = f')$.

Наглядная интерпретация может быть получена на примере ДОЭ, фокусирующего излучение в набор из N точек, расположенных на пространственной кривой. Тогда и апертуру нужно разбить на N областей-сегментов. Общее решение задачи расчета фазовой функции в геометрооптическом приближении описано в [2].

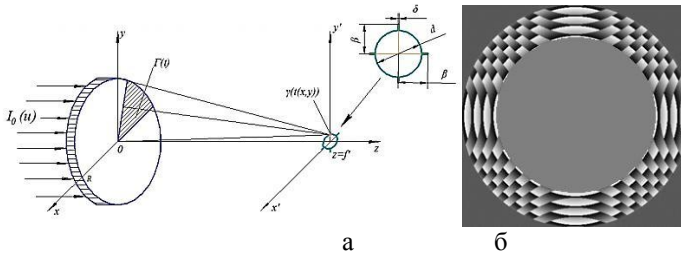


Рис. 1. Геометрия задачи фокусировки в прицельный знак осесимметричной геометрической формы (а); вид фазовой функции фотошаблона (б)

Необходимый прицельный знак (рис. 1а) имеет хоть и осесимметричную геометрическую форму, но является сложным, то есть составным: он объединяет в себе кольцо диаметром d и толщиной δ и крест без центра той же толщины. В данной работе проблема составной структуры изображения решается следующим образом. Апертура ДОО (x, y) разделяется по радиусу на две области (рис. 1б). Первая область радиусом фокусирует излучение в кольцо, а вторая, кольцевая область – в состоящий из четырех отрезков крест без центра.

Рассчитаем фазовую функцию области, фокусирующей излучение в крест без центра. Она [1] имеет вид:

$$\varphi(x, y) = \begin{cases} \frac{k}{2f'} \cdot \left[\frac{2\beta - d}{2R} \cdot (x - R_1)^2 + d \cdot (x - R_1) \right], & (x - R_1) \cdot (y - R_1) \geq 0, \\ \frac{k}{2f'} \cdot \left[\frac{2\beta - d}{2R} \cdot (y - R_1)^2 + d \cdot (y - R_1) \right], & (x - R_1) \cdot (y - R_1) < 0. \end{cases} \quad (1)$$

Результат численного расчета фазовой функции ДОО с параметрами $f = 5 \text{ мм}$, $\lambda = 0,650 \text{ мкм}$, $2R = 5 \text{ мм}$ при числе элементов дискретизации фазы по двум осям $N_1 = N_2 = 128$ представлен на рис. 1б.

Список литературы

1. Методы компьютерной оптики / под ред. В.А. Сойфера. М.: Физматлит, 2003.
2. Гончарский А.В., Попов В.В., Степанов В.В. Введение в компьютерную оптику. М.: Изд-во Московского университета, 1991.
3. Котляр В.В., Осипов А.П. Фокусаторы в круг и кольцо из гауссового пучка. Компьютерная оптика. 2001. №21. С.40-44.
4. Волков А.В., Досколович Л.Л., Казанский Н.Л., Успенцев Г.В., Занелли А. Создание и исследование бинарных фокусаторов для мощного ND-YAG лазера. Компьютерная оптика. 2000. № 20. С.84-89.

А.Б. КРУГЛОВ, В.Б. КРУГЛОВ, М.Ю. ОРЕХОВ, А.В. ОСИНЦЕВ
Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕРМИЧЕСКОГО РАСШИРЕНИЯ НА СПЕКЛ-ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОМ ДИЛАТОМЕТРЕ

В работе представлены результаты разработки спекл-интерференционного дилатометра для исследования термического расширения твердых тел при температурах 20 - 100°C. Приведены результаты измерений термического коэффициента линейного расширения образцов из меди, железа Армко, стали 12Х18Н10Т.

Спекл-интерферометры широко применяются в современной экспериментальной практике для исследования деформаций твердых тел [1]. Использование цифровых камер и обработка информации на ПК позволяет использовать спекл-эффект в различных установках, в том числе и в дилатометрах – приборах для измерения термического коэффициента линейного расширения (ТКЛР).

В разработанном спекл-интерференционном дилатометре луч лазера (LCD - DTL-317, $\lambda = 0,532$ мкм) направляется на плоскую шероховатую поверхность объектного зеркала О (рис. 1, 2) и опорное шероховатое зеркало O_1 . В результате отражений от поверхностей зеркал образуются опорное и объектное спекл-поля. Объективом в плоскости ПЗС-матрицы цифровой фотокамеры DCM 130 строится результирующее спекл-поле, которое фиксируется и сохраняется в памяти ПК.

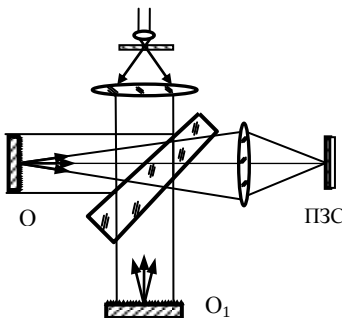


Рис. 1. Оптическая схема дилатометра

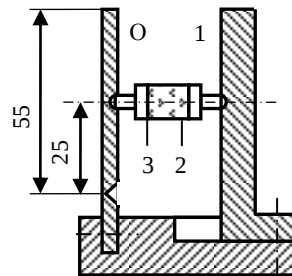


Рис. 2. Дилатометрическая ячейка:
 1 - опора; 2 - образец; 3 - шток

При измерениях ТКЛР производится регистрация двух результирующих спекл-структур – до и после нагрева образца на $\Delta T = 1 - 15$ градусов. Нагрев осуществляется резистивным нагревателем, установленным на поверхности образца, и фиксируется термопарой. По разностной спекл-интерференционной картине, получаемой с помощью специально разработанной программы, определяется перемещение точки контакта штока 3 с объектным зеркалом. Расчет ТКЛР проводится по формуле

$$\alpha = \frac{\lambda}{2l_0} \cdot \frac{\Delta k}{\Delta T} - \frac{l_k}{l_0} \cdot \alpha_k, \quad (1)$$

где λ – длина волны лазера; Δk – количество полос спекл-интерференционной картины, целое или дробное между неподвижными точкам внизу зеркала и точкой контакта штока с зеркалом; ΔT – подогрев образца; l_0 – длина образца; l_k и α_k – длина и ТКЛР штоков (стекло КУ – 1, $\alpha_k = 0,5 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ при $T = 20^\circ \text{C}$).

Тарировочные измерения были проведены на образцах из стали 12Х18Н10Т, меди МЗ, и железа Армко при температурах $20 - 40^\circ \text{C}$. Образец из железа Армко длиной $l_0 = 8,20$ мм моделировал в тарировочных измерениях образцы ядерного топлива, для которых характерны значения ТКЛР $\alpha = (7 - 10) \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ и длины $l_0 = 8 - 10$ мм.

ТКЛР исследованных образцов (α_n) и данные известные из литературы (α_c) представлены в таблице. Полученные на dilatометре результаты согласуются с литературными данными с погрешностью, не превосходящей 5%.

Образец		$\alpha_n, 10^{-6}, \text{K}^{-1}$	$\alpha_c, 10^{-6}, \text{K}^{-1}, [2]$	$\Delta\alpha/\alpha, \%$
Ст. 12Х18Н10Т		16,1	16,2	< 1
Железо	$l_0 = 13,85$ мм	11,4	11,7	< 2,5
Армко	$l_0 = 8,20$ мм	11,1		5
Медь МЗ		16,3	16,2	< 1

Список литературы

1. Островский Ю.И., Щепинов В.П., Яковлев В.В. Голографические интерференционные методы измерения деформаций. М.: Наука, 1988.
2. Кожевников И.Г., Новицкий А.И. Теплофизические свойства материалов при низких температурах. Справочник. М.: Машиностроение, 1982.

Ю.Н. КУЛЬЧИН, О.Б. ВИТРИК, Н.П. КРАЕВА

Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПРОЦЕССА ОСАЖДЕНИЯ НАНОЧАСТИЦ В ЖИДКОЙ ГЕТЕРОГЕННОЙ МАТРИЦЕ ОПТИЧЕСКИМ БЕСКОНТАКТНЫМ МЕТОДОМ НА ОСНОВЕ ПРОЦЕДУРЫ ПРОСТРАНСТВЕННОГО УСРЕДНЕНИЯ ДАННЫХ

Разработан спекл-корреляционный метод на основе пространственного усреднения данных позволяющий отслеживать динамику процесса осаждения наноразмерных частиц в жидких гетерогенных матрицах бесконтактным способом без отбора проб образцов их дальнейшего анализа (методами СЭМ и АСМ – микроскопии).

Одним из ведущих направлений исследований в области нанотехнологий является изучение особенностей структуры и свойств малых атомных агрегаций. Наноразмерность структуры композитных сред обуславливает целый ряд особенностей и уникальных свойств, которые делают их незаменимыми для решения широкого круга научных, технических и технологических задач. Однако широкомасштабное применение гетерогенных нанокомпозитов, в частности, на основе наноразмерных объектов и их конгломератов в жидкофазной диэлектрической матрице на сегодняшний день сдерживается рядом проблем, требующих проведения исследований как фундаментального, так и прикладного характера. Так актуальной задачей в настоящее время является исследование процессов осаждения малоразмерных частиц в жидкой среде. Наиболее важными параметрами, определяющими специфику данных процессов являются размерные характеристики, пространственное распределение наночастиц в различных слоях матрицы, однако количество существующих методов для проведения указанных исследований невелико. Разработанный оптический метод на основе пространственного усреднения данных позволяет отслеживать динамику процесса осаждения наноразмерных частиц бесконтактным способом без отбора проб образцов их дальнейшего анализа (методами СЭМ и АСМ – микроскопии). Для этого в составе экспериментальной установки (рис. 1) используется He-Ne лазер (1), кварцевая прямоугольная кювета (2) с раствором частиц SiO_2 в дистилляте (время отстаивания после приготовления раствора 20 минут). Кювета закреплена на вертикальной

подвижке с микрометрическим винтом, позволяющим перемещать образец в вертикальной плоскости по направлению к основанию с шагом 1 мм. Время измерений среднего радиуса частиц в данном эксперименте определяется наибольшим из измеряемых значений параметра τ_{cor} , который в условиях настоящего эксперимента составляет ~ 64 мс.

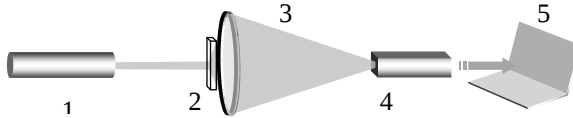


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 – He-Ne лазер, 2 – взвесь малоразмерных частиц, 3 – линза, 4 – ПЗС матрица, 5 – компьютер

Распределение частиц по размерам для данного случая представлено на рис. 2а. Видно, что по мере приближения к основанию кюветы, размер частиц возрастает. Распределение по размерам для того же раствора частиц после длительного отстаивания показано на рис. 2б.

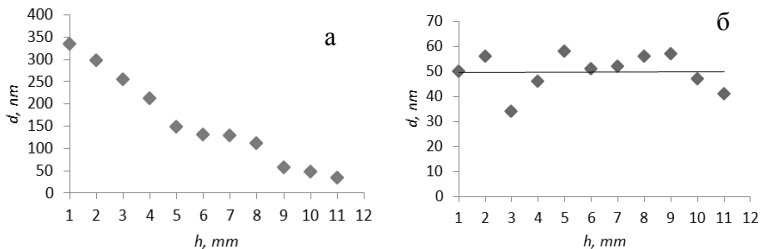


Рис. 2. Распределение частиц SiO_2 по размерам в процессе осаждения: после отстаивания взвеси в течение 20 минут (а), после отстаивания взвеси в течение 24 часов (б)

Таким образом, экспериментально установлено, что раствор частиц на основе нанопорошка SiO_2 , в разных слоях жидкости содержит различные по размерам частицы и агломераты частиц размером от ~ 50 до 350 нм в нижних слоях жидкости. Однако после длительного отстаивания состав частиц становится более монодисперсным, за исключением областей вблизи поверхности, где частицы удерживаются силами поверхностного натяжения жидкости и области основания кюветы, где частицы оседают и коагулируют.

О.Ю. ПИКУЛЬ, Н.В. СИДОРОВ¹, М.Н. ПАЛАТНИКОВ¹

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск

¹*Институт химии и технологии редких элементов и минерального сырья
им. И.В. Тананаева Кольского научного центра РАН, Апатиты, Мурманская обл.*

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЛАЗЕРНОЙ КОНОСКОПИИ ДЛЯ ОЦЕНКИ ОПТИЧЕСКОЙ ОДНОРОДНОСТИ КРИСТАЛЛОВ LiNbO_3 , ЛЕГИРОВАННЫХ КАТИОНАМИ Ta И Mg

Методом лазерной коноскопии исследованы оптическая однородность и тонкие особенности структурных искажений в серии монокристаллов LiNbO_3 с содержанием Ta [1,13–4,00 мас.%;] Mg [0,01–0,80 мас.%;] с использованием излучения He-Ne лазера ($\lambda=632,8$ нм) мощностью менее 1 мВт.

Для проведения сравнительных исследований оптической однородности монокристаллов LiNbO_3 с двойным легированием катионами Ta и Mg в различной концентрации, образцы в виде параллелепипедов размерами $\sim 8 \times 6 \times 4,7$ мм³ выбирались из разных сегментов цилиндрических монокристаллических буль, выращенных в разных условиях в направлении оси Z (полярная ось кристалла) [1]. Внешний осмотр образцов показывает наличие внутренней «мозаичной» структуры, для которой характерно увеличение размерности фрагментов с ростом концентрации катионов Ta и Mg.

Для образцов монокристаллов LiNbO_3 с небольшим содержанием Ta [1,13 мас.%;] и Mg [0,01 мас.%;] при сканировании по плоскости входной грани коноскопические картины, наблюдаемые в оптической системе [2], соответствовали как одноосному кристаллу (рис. 1а), так и двуосному (рис. 1б). Во втором случае коноскопическая картина имеет признаки, характерные для возникающей аномальной оптической двуосности: разрыв черного «мальтийского креста» на две части с просветлением в центре поля зрения, приобретение изохромами формы эллипсов (рис. 1б).



Рис. 1. Коноскопические картины монокристалла LiNbO_3 : Ta [1,13 мас.%;] (а); Mg [0,01 мас.%;] (б)

Для монокристаллических образцов LiNbO_3 с увеличенной концентрацией катионов Ta [2,18 мас.%;] и Mg [0,08 мас.%;] все

наблюдаемые коноскопические картины имеют отступления от коноскопических картин одноосных кристаллов (рис. 2), в том числе и слабые признаки аномальной двуосности.

Характерные аномалии: изохромы в виде замкнутых линий, кривизна которых изменяется при переходе через ветви «мальтийского креста» с непрямыми углами (рис. 2а); изохромы в форме эллипсов, максимальная эллиптичность которых отмечается на рис. 2г; деформация «мальтийского креста» в центре поля зрения без его просветления с углами между ветвями «мальтийского креста», отличными от 90° (рис. 2б, 2в, 2г).

Для монокристаллических образцов LiNbO_3 с самой большой концентрацией примесей Та [4,00 мас.%) и Mg [0,80 мас.%) все наблюдаемые коноскопические картины имеют искажения и признаки аномальной двуосности.

Неравномерное вхождение примеси в кристалл, сопровождающееся появлением полос роста и микродефектов, приводит к локальному изменению упругих характеристик кристалла и появлению механических напряжений [3], что и позволяет выявить лазерная коноскопия.

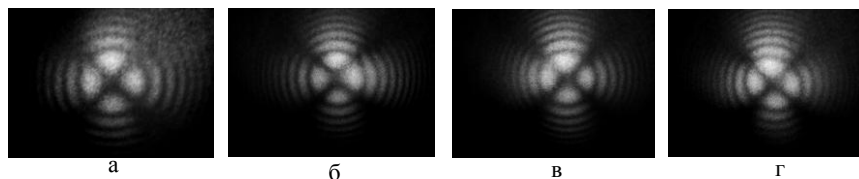


Рис. 2. Коноскопические картины монокристалла LiNbO_3 : Та [2,18 мас.%; Mg [0,008 мас.%)

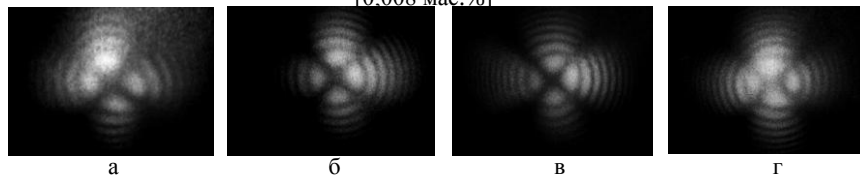


Рис. 3. Коноскопические картины монокристалла LiNbO_3 : Та [4,00 мас.%; Mg [0,80 мас.%)

Список литературы

1. Палатников М.Н. Материалы электронной техники на основе сегнетоэлектрических монокристаллов и керамических твердых растворов ниобатов-танталатов щелочных металлов с микро- и наноструктурами. Дисс. д-ра техн. наук. Апатиты, 2010.
2. Pikoul O.Y. Determination of optical sign of a crystal by conoscopic method. J. Appl. Cryst. 2010. V.43. P.949-954.
3. Сидоров Н.В., Волк Т.Р., Маврин Б.Н., Калинин В.Т. Ниобат лития: дефекты, фоторефракция, колебательный спектр, поляритоны. М.: Наука, 2003.

О.Т. КАМЕНЕВ, Р.В. ХИЖНЯК, Ю.С. ПЕТРОВ

Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток

ДЛИННОБАЗОВЫЙ ДЕФОРМОМЕТР НА ОСНОВЕ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА МАХА-ЦЕНДЕРА

Рассмотрены принципы построения длиннбазового деформометра на основе волоконно-оптического интерферометра Маха-Цендера.

Рассматриваемое устройство может использоваться для непрерывного измерения деформаций протяженных объектов, и найти применение в сейсмоакустике, строительстве, инженерной геодезии и в геофизике.

Отличительной особенностью деформометра является пространственная локализация волоконно-оптического интерферометра Маха-Цендера, обеспечивающая возможность его размещения в закрытом корпусе ограниченных размеров (рис. 1).

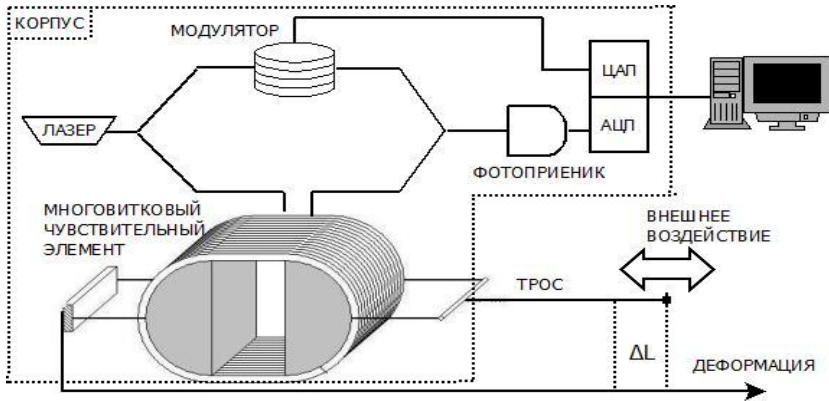


Рис. 1. Схема волоконно-оптического измерителя деформаций

Чувствительным элементом устройства является разомкнутый цилиндр, на который виток к витку намотан световод измерительного плеча интерферометра. Одна половина цилиндра выполнена с возможностью перемещения, а вторая неподвижна относительно корпуса, закрепленного в одной точке исследуемого объекта. Значительная (до 20 м) длина измерительной базы достигается за счет применения троса, один конец которого крепится к подвижному цилиндру, а другой закреплен во

второй точке контролируемого объекта. Пьезокерамический модулятор в опорном плече интерферометра обеспечивает настройку положения рабочей точки интерферометра.

Такой принцип построения деформометра обеспечивает, во-первых, повышенную помехозащищенность устройства, а, во-вторых, возможность изменения чувствительности. Мощность излучения, регистрируемая фотоприемником на выходе интерферометра, определяется изменением длины волоконного световода Δl_c измерительного плеча, которое связано с изменением расстояния между точками закрепления устройства ΔL на поверхности контролируемого объекта следующим выражением:

$$\Delta l_c = \frac{\Delta L}{\frac{k_c}{k_T} + \frac{1}{2N}},$$

где: k_T – коэффициент упругости троса; k_c – коэффициент упругости световода; N – количество витков световода измерительного плеча чувствительного элемента. Таким образом, чувствительность устройства ($\Delta l_c/\Delta L$) определяется количеством витков световода чувствительного элемента и коэффициентом упругости троса (рис. 2), который может быть легко изменен, что дает возможность изменения чувствительности устройства непосредственно при проведении измерений на контролируемом объекте.

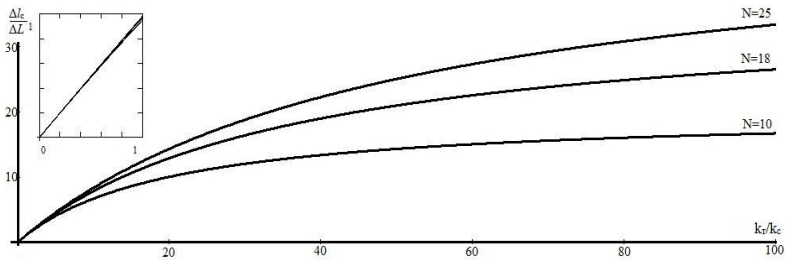


Рис. 2. Зависимость $\Delta l_c/\Delta L$ от отношения k_T/k_c при разных N

Таким образом, предложены принципы построения высокочувствительного помехозащищенного деформометра для непрерывного измерения деформаций различных протяженных природных и техногенных объектов.

Работа поддержана грантом РФФИ 11-08-98512_р_восток_а, а также грантом ДВО РАН 12-III-A-02-035.

С.С. АНУФРИК, А.И. БАРТАСЕВИЧ, И.А. ЛЯВШУК,
В.Н. КОМАР, А.М. ЛЯЛИКОВ

Гродненский государственный университет им. Я. Купалы, Беларусь

ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИЙ КОНТРОЛЬ КАЧЕСТВА ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Рассмотрен простой в реализации метод интерферометрического контроля, позволяющий в производственных условиях реализовать контроль качества оптических элементов как пропускающего, так и отражательного типа. Приведены результаты экспериментального опробования метода интерферометрического контроля, подтверждающие перспективность применения его в производственных условиях.

Для производственных условий требуются методы контроля оптических элементов как пропускающего, так и отражательного типа. Основное требование к оптическим интерференционным устройствам реализации контроля в производственных условиях – простота в обращении и пониженная чувствительность к вибрациям.

В работе рассмотрен универсальный метод интерферометрического контроля оптических элементов, позволяющий в производственных условиях осуществлять контроль качества оптики как пропускающего, так и отражательного типа.

Оптическая схема устройства интерферометрического контроля (рис. 1) включает три основных части: осветительную систему формирования коллимированного зондирующего светового пучка, образованную лазером 1, поворотным зеркалом 2 и телескопом 3, 4, ветвь зондирующего светового пучка, с эталонным 5 (пропускающий тип) или 7 (отражательный тип) и контролируемым 6 (пропускающий тип) или 8 (отражательный тип) оптическими элементами, содержащую дополнительно полупрозрачное зеркало, занимающее два положения 9 или 10, и интерферометр бокового сдвига 11. Интерференционная картина, отображающая результат контроля, наблюдается в плоскости 12.

Применение интерферометра бокового сдвига, а также развязка его и ветви зондирующего светового пучка обеспечивает низкую чувствительность устройства к вибрациям, что очень важно при контроле оптических элементов в производственных условиях. Посредством полупрозрачного зеркала устройство перестраивалось для контроля оптических элементов пропускающего (положение 9) и отражательного

(положение 10) типов. Наиболее перспективными источниками света в этом случае служат газовые лазеры, например гелий-неоновые. При экспериментальном опробовании предложенного устройства интерферометрического контроля был использован гелий-неоновый лазер ЛГН-212, излучающий на длине волны 633 нм.

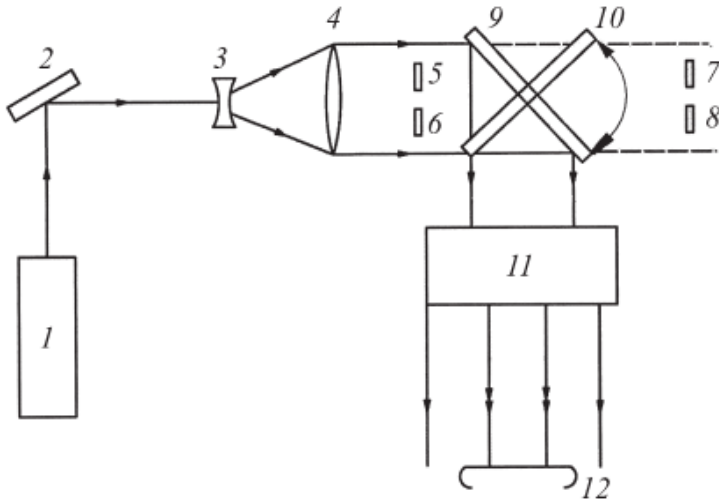


Рис. 1. Оптическая схема устройства контроля

Методика интерферометрического контроля была опробована для оценки качества оптических элементов как пропускающего, так и отражательного типа. Были получены интерференционные картины, отображающие отличие контролируемых линз и сферических зеркал от эталонных.

Следует отметить о возможности дополнения устройства системой автоматической обработки интерференционных картин. Верхняя половина интерферограмм характеризует модуль отклонения угла клина тестируемой пластины от эталонной, а нижняя – позволяет количественно определить знак отклонения и величину угла клина тестируемой пластины.

А.И. БАРТАСЕВИЧ, А.М. ЛЯЛИКОВ

Гродненский государственный университет им. Я. Купалы, Беларусь

ОБЪЕДИНЕНИЕ ПРОЦЕДУР ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКОГО КОНТРОЛЯ И ИЗМЕРЕНИЯ УГЛОВ КЛИНОВИДНЫХ ПЛАСТИН

Предложен новый подход в создании интерферометрических систем, объединяющий процедуры измерения и контроля параметров оптических элементов.

К одной из актуальных задач оптических измерений относится выявление и измерение остаточной клиновидности плоскопараллельных пластин [1, 2]. Такого рода задачи встречаются при изготовлении высококачественной оптики для современных интерферометров и лазерной техники, а также в метрологии при аттестации угловых и концевых мер.

Для ряда объектов, у которых существует направление в пространстве, вдоль которого величина параметра остается постоянной, можно при формировании интерференционной картины создать две зоны интерферограмм: одну для отображения информация о величине параметра, а в другую для определения соответствия параметра норме. Примерами таких объектов являются клиновидные пластины, призмы, а также дифракционные решетки. Для выше отмеченных объектов при определенном положении эталонного и исследуемого объекта в плоскости формирования интерферограмм создаются зоны: в одной отображается информация о разности фаз световых волн, прошедших эталонный и исследуемый объекты, а в другой – о фазе световой волны, прошедшей исследуемый объект.

Рассматривается реализация такого подхода объединения процедур измерения и контроля на примере клиновидных пластин. При практической реализации возможно использование двухлучевых интерферометров типа Маха-Цендера или Майкельсона. На рис. 1 схематически изображены положения эталонной М и исследуемой С клиновидных пластин в ветвях сравнения и объектной ветви интерферометра, при которых возможно создание двух вышеотмеченных зон. Для экспериментальной апробации данной методики использовался интерферометр Маха-Цендера. Эталонная М и исследуемая С пластины ориентировались следующим образом. Нормаль к поверхности пластин

совпадала с осью z и с направлением распространения световых волн, а ребра клина эталонной и исследуемой пластин были параллельны оси x . Ребра клина также ориентировались так, что совпадали направления изменений фазы интерферирующих пучков вдоль оси y , вызванные прохождением через эталонную M и исследуемую C пластины, в плоскости формирования интерференционной картины.

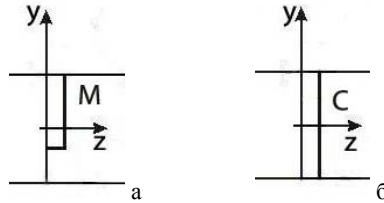


Рис. 1. Положения эталонной (а) и исследуемой (б) клиновидных пластин в ветвях двухлучевого интерферометра

На рис. 2 представлены результаты апробации данной методики при исследовании серии клиновидных пластин. В качестве эталонной пластины использовалась угловая мера $1^{\circ}30'30''$.

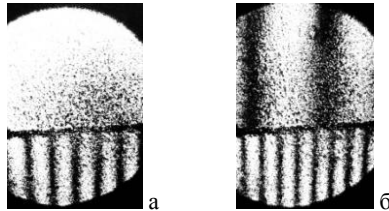


Рис. 2. Интерферограммы исследуемых пластин с различными отклонениями угла клина от нормы: соответствует (а) и не соответствует норме (б)

Верхняя половина интерферограмм характеризует модуль отклонения угла клина тестируемой пластины от эталонной, а нижняя — позволяет количественно определить знак отклонения и величину угла клина тестируемой пластины.

Список литературы

1. Буть А.И., Ляликов А.М. Повышение чувствительности измерений при формировании сдвиговых интерферограмм прозрачных пластин малой остаточной клиновидности. Квантовая электроника. 2011. Т.41. №10. С.934-938.
2. Буть А.И., Ляликов А.М. Снижение погрешности измерений угла клина прозрачных пластин в голографической интерферометрии реверсивного. Оптика и спектроскопия. 2012. Т.112. №6. С.1018-1023.

А.С. ПЕРИН, В.Ю. РЯБЧЁНОК, А.О. МАРКИН,
В.М. ШАНДАРОВ, А.Н. ПАРХАНЮК

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

ФОРМИРОВАНИЕ ВОЛНОВОДНО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ В КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА

Рассмотрены возможности формирования волноводно-оптических систем в кристалле ниобата лития при воздействии пироэлектрического эффекта, а также экспериментально исследуются особенности распространения световых полей в таких системах.

В пироэлектрических материалах возможна компенсация дифракционной расходимости световых пучков и формирование так называемых пиролитонов [1]. Целью данной работы явилось исследование возможности формирования в кристаллах ниобата лития (LiNbO_3) многоэлементных волноводно-оптических систем за счет пироэлектрического эффекта.

Одномерные системы планарных оптических волноводов формировались в данном кристаллическом образце с помощью амплитудного транспаранта с периодом 18 мкм (методика подобного эксперимента описана в [2]). Экспонирование проводилось непрерывным излучением YAG:Nd^{3+} лазера ($\lambda=532$ нм) в кристалле LiNbO_3 , нагретого до температуры порядка 50°C . На рис. 1 представлены картины световых полей на выходной грани кристалла, полученные после завершения процесса экспонирования при возбуждении волноводных систем коллимированным световым пучком.

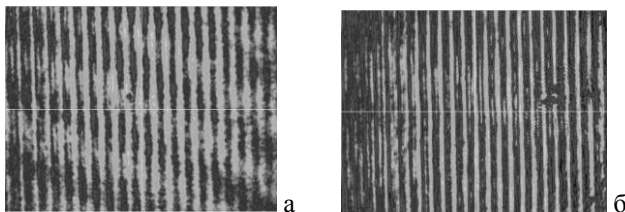


Рис. 1. Картины световых полей на выходной грани образца:
система волноводов, сформированная без нагревания образца (а);
система волноводов, сформированная при нагревании (б)

Для определения характеристик волноводно-оптических систем использовался зондирующий пучок с той же длиной волны. Дифракционная эффективность системы, сформированной при воздействии пьезоэлектрического эффекта, в условиях брегговской дифракции составила 38%. При формировании аналогичной системы без нагревания образца, дифракционная эффективность не превышала 7%.

На рис. 2 представлены некоторые результаты исследования эффекта дискретной дифракции света при одноэлементном методе возбуждения света в полученной волноводно-оптической системе. В качестве источника излучения использовался He-Ne лазер ($\lambda=633$ нм), световая мощность составляла $P=0,1$ мВт, диаметр светового пятна на входной плоскости волноводной системы составлял ~ 10 мкм.

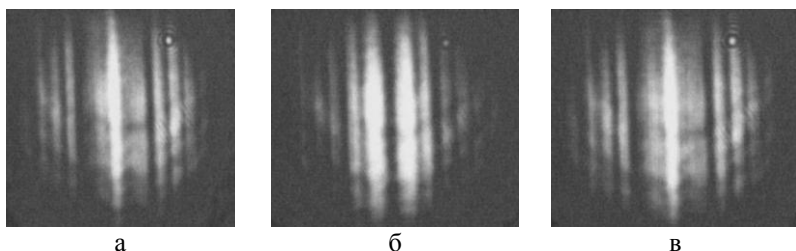


Рис. 2. Картина распределения светового поля на выходной грани кристалла

Проведенные исследования показали возможности компенсации линейной и нелинейной дифракции лазерных световых пучков и индуцирования сложных волноводных систем в кристаллах ниобата лития при вкладе пьезоэлектрического эффекта. Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (НИР РНП.2.1.1.429, НИР по госконтракту No 02.740.11.0553), РФФИ (совместный проект РФФИ-ГФЕН Китая, грант 11-02-91162-ГФЕН_а) и фонда естественно-научных исследований Китая (грант No 1111120063 NSFC).

Список литературы

1. Safioui J., Devaux F., Chauvet M. Pyroliton: pyroelectric spatial soliton. Optics Express. 2009. V.17. N.24. P.205-212.
2. Davydov S.A., Trenikhin P.A., Shandarov V.M., et. al. Quasi-one-dimensional photonic lattices and superlattices in lithium niobate: linear and nonlinear discrete light diffraction. Physics of Wave Phenomena. 2010. V.18. N.1. P.1-6.

В.И. ИВАНОВ, Г.Д. ИВАНОВА, К.Н. ОКИШЕВ, В.К. ХЕ
Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск

НЕЛИНЕЙНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ ЖИДКОФАЗНОЙ СРЕДЕ

Исследован термолинзовый отклик в тонкослойной двухкомпонентной среде. Показано, что термодиффузия может значительно влиять на величину тепловой линзы и коэффициент пропускания среды.

Термооптическая спектроскопия является перспективным и интенсивно развивающимся разделом прикладной оптики [1]. Термолинзовая спектроскопия основана на тепловом воздействии на поглощающую среду лазерного пучка с гауссовым распределением мощности в поперечном сечении, в результате которого в слое среды образуется тепловая линза.

В жидких двухкомпонентных средах могут возникать термоиндуцированные концентрационные потоки, обусловленные явлением термодиффузии (эффект Соре) [2, 3]. Возникающие при этом процессы массопереноса могут влиять на параметры пропускания слоя среды [4].

Целью данной работы является изучение пространственной модуляции поглощения среды в термолинзовом эксперименте, обусловленном термодиффузией.

В эксперименте в качестве двухкомпонентной среды использовалась суспензия частиц углерода (радиусом около 0.2 мкм) в воде, в качестве источника излучения – He-Ne лазер мощностью 60 мВт (длина волны излучения – 0.63 мкм). Эксперименты проводились с двумя типами кювет: толстостенными – толщина стенок 2.25 мм, и тонкостенными (0,125 мм). В обоих случаях толщина слоя среды составляла 30 мкм. Пространственное распределение температуры фиксировалось термографом «IRTIS 200» с погрешностью $\pm 1^\circ\text{C}$ (время сканирования кадра 1.5 с). При освещении горизонтальной кюветы с суспензией пучком излучения с радиусом 1.8 мм в результате действия термодиффузии в области пучка происходило уменьшение концентрации дисперсной фазы и, соответственно, коэффициента поглощения среды. Пространственное распределение температуры в установившемся режиме (рис. 1а) показывает, что из-за низкого теплового сопротивления толстой кюветы она прогревается слабее, что приводит к меньшему градиенту

температуры в плоскости слоя среды и, соответственно, к меньшему изменению коэффициента пропускания.

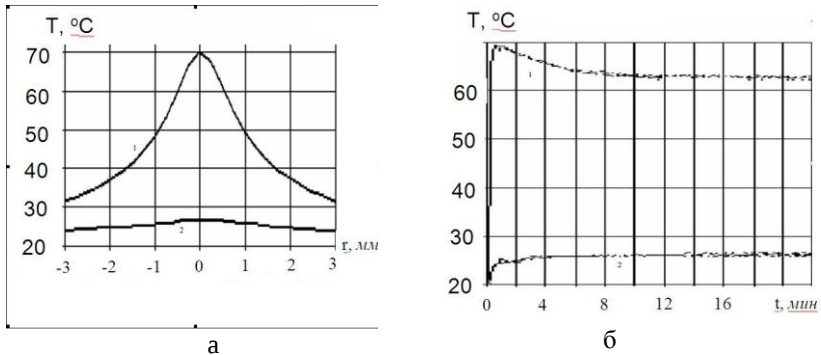


Рис. 1. Профиль температуры среды в области просветления для тонко- (1) и толстостенной (2) кювет (а) и зависимость от времени температуры среды в центре пучка (б)

На рис. 1б приведена зависимость температуры среды в центре лазерного пучка от времени. Видно, что просветление среды в центре пучка приводит к существенному уменьшению ее температуры (в случае тонкой кюветы) и, соответственно, величины термолинзового отклика.

Анализ экспериментальных зависимостей с использованием теоретической модели явления [4] позволил получить оценку для постоянной термодиффузии $\alpha_T \approx 0.08 \text{ K}^{-1}$, что соответствует характерным величинам для жидкофазных сред [3].

Таким образом, показано, что самоиндуцированную модуляцию коэффициента поглощения необходимо учитывать при анализе термолинзового отклика в многокомпонентных средах [2-4]. Полученные выражения могут быть использованы при экспериментальном определении величин коэффициентов теплопереноса в многокомпонентных жидкофазных средах.

Список литературы

1. Гришко В.И., Гришко В.П., Юделевич И.Г. Лазерная аналитическая термооптическая спектроскопия. Новосибирск: ИНХ СО РАН, 1992.
2. Giglio M., Vendramini A. Appl. Phys. Lett. 1974. V.25. N.10. P.555-557.
3. Иванов В.И., Окишев К.Н., Карпец Ю.М., Ливашвили А.И. Известия Томского политехнического университета. 2005. Т.308. N5. С.23-24.
4. Иванов В.И., Иванова Г.Д., Хе В.К. Всероссийская конференция по фотонике и информационной оптике: сб. научн. тр. Москва: НИЯУ МИФИ, 2012. С.118-119.

А.Ю. МИШИН, Ю.В. РЫЖИКОВА

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АПЕРИОДИЧЕСКИХ МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР ПРИ НАКЛОННОМ ОСВЕЩЕНИИ

Рассмотрены возможности управления узкополосной фильтрацией излучения симметричными аperiodическими многослойными структурами при наклонном освещении. Проводится сравнительный анализ особенностей фильтрации для структур с одинаковыми геометрическими и оптическими толщинами образующих слоев. Приведены некоторые примеры применения аperiodических устройств.

Характерной особенностью симметричных многослойных аperiodических структур (САМС) является наличие в их спектральных характеристиках узких пиков пропускания (отражения) с амплитудой близкой к 1, положением и шириной которых можно управлять, изменяя параметры структуры и условия освещения. Этот эффект можно успешно использовать во многих устройствах современной фотоники, в частности, в оптических переключателях и быстродействующих логических ячейках. Большое количество запрещенных зон в рассматриваемых структурах позволяет придать таким устройствам многоканальный характер.

В настоящей работе рассмотрены для наклонного падения излучения спектральные характеристики САМС двух типов – с одинаковыми фазовыми набегам (1-й тип) в слоях и их одинаковыми геометрическими толщинами (2-й тип). Путем численного моделирования проводится сравнительный анализ динамики поведения узких пиков пропускания (отражения), построенных с использованием свойств числовых последовательностей Морса-Туэ, двойного периода, Фибоначчи и ее модификации, основанной на принципе серебряного сечения.

Аperiodические структуры, составленные из числовых последовательностей P_j могут быть представлены в виде блоков элементов A и B , соответствующих различным уровням сложности [1]. Величины A и B и порядок их следования определяют чередование слоев с высоким и низким показателями преломления в САМС. Если, начиная с некоторого номера j , положение слоев с различным показателем преломления является зеркальным отражением предыдущих, то

формируется симметричная структура: $S_j = \begin{cases} P_j, & j \leq J \\ P_{2J-j+1}, & J+1 \leq j \leq 2J \end{cases}$, где $j=0..2J$, J – число слоев P_j .

Спектральные характеристики структур рассчитывались с помощью матричного метода [2]. Для примера на рис. 1 приведена зависимость смещения d (в относительных единицах частоты ω/ω_0) одного из пиков пропускания от угла падения α светового излучения при s (кривые 2 и 3) и p (кривые 1 и 4) – поляризации для САМС из 82 слоев 1-го (кривые 1 и 3) и 2-го (кривые 2 и 4) типов, построенных на основе принципа серебряного сечения. Используемая для нормировки частота ω_0 соответствует в САМС 1-го типа фазовым набегам в слоях, равным $\pi/2$; в случае систем 2-го типа при этой частоте в слоях A фазовый набег равен $N_A \cdot \pi/2$, а в слоях B – $N_B \cdot \pi/2$. Ширина пиков пропускания составляла $10^{-4} - 10^{-5} \omega/\omega_0$, уменьшаясь с увеличением угла α .

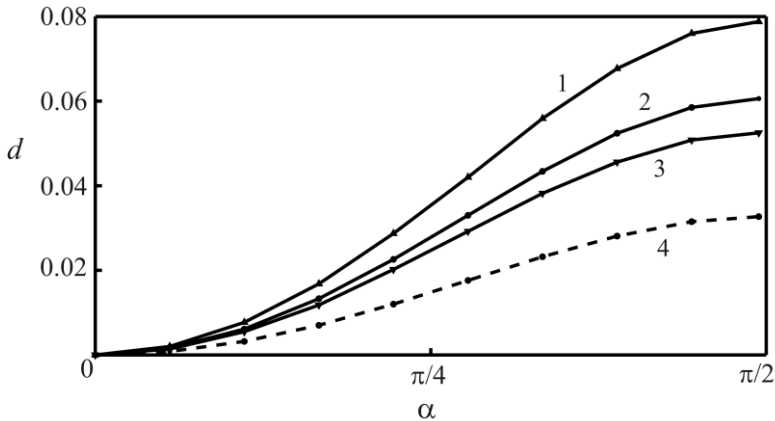


Рис. 1. Динамика смещения пика пропускания САМС, построенной на основе принципа серебряного сечения

Таким образом, полученные результаты указывают на возможность эффективного управления с помощью простых средств (изменением угла наклона фильтра) положением и шириной полосы фильтрации излучения.

Список литературы

1. Albuquerque E.L., Cottam M.G. Phys. Rep. 2003. V.376. P.225-337.
2. Barriuso A.G., Monzon J.J., Sanchez-Soto L.L., Felipe A. Optics Express. 2005. V.13. N11. P.3913-3920.

А.В. ГОРДИЕНКО, А.Н. ЕГОРОВ, О.Б. МАВРИЦКИЙ,
А.А. ПЕЧЕНКИН, Д.В. САВЧЕНКОВ

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

РЕГИСТРАЦИЯ КАРТ ИОНИЗАЦИОННОЙ РЕАКЦИИ В КМОП ИС ПРИ ЛОКАЛЬНОМ ПИКОСЕКУНДНОМ ЛАЗЕРНОМ ОБЛУЧЕНИИ СО СТОРОНЫ АКТИВНОГО СЛОЯ И СО СТОРОНЫ ПОДЛОЖКИ

В работе представлены результаты, полученные методом регистрации сигнала электрической реакции в цепи питания микросхемы на возбуждение сфокусированным пучком лазерного излучения с длительностью импульсов пикосекундного диапазона. Проведено сравнение изображений ИС в видимом и ближнем ИК диапазонах и карт ионизационной реакции, полученных в режиме сканирования при облучении ИС со стороны активного слоя и со стороны подложки. Обсуждаются особенности применения этого метода для анализа сбоев и отказов, их локализации и выявления причин возникновения.

Одним из путей решения проблемы повышения радиационной стойкости аппаратуры авиакосмического применения является развитие лазерных методов [1] оценки чувствительности электронных приборов к локальным радиационным эффектам от воздействия отдельных ядерных частиц (ОЯЧ). В [2] был представлен обзор имитационных установок, основанных на использовании сфокусированного излучения первой (1064 нм) и второй (532 нм) гармоник твердотельных неодимовых лазеров пикосекундной длительности. В данной работе приведены результаты моделирования эффектов от воздействия ОЯЧ, представленные в виде карт ионизационной реакции в КМОП ИС, полученных при локальном пикосекундном лазерном облучении со стороны активного слоя и со стороны подложки. Все измерения проводились на установке «ПИКО-4», отличительной особенностью которой является наличие перестройки длины волны в диапазоне 700...1000 нм.

Электрический сигнал отклика, возникающий при попадании сфокусированного лазерного излучения в активную область микросхемы, регистрируемый в процессе сканирования поверхности кристалла ИС, удобно отображать в виде карт различных параметров реакции кристалла, сопоставляя их с топологией микросхемы (или снимками, полученными с помощью оптического микроскопа) [3, 4].

Традиционно для получения карт реакции используется метод облучения микросхемы со стороны активного слоя. Однако, с появлением

СБИС с большим количеством слоев металлизации, а так же ИС с перевернутым кристаллом («flip-chip») этот метод во многих случаях стал неприменим. Для преодоления этих ограничений в работах [2, 3] был предложен метод облучения со стороны подложки. При таком подходе, лазерный пучок направляется на тыльную сторону микросхемы и достигает активной области, пройдя через толщину подложки. Понятно, что для обеспечения параметров облучения, сравнимых со случаем облучения со стороны активного слоя, необходимо тщательно учитывать поглощение и показатель преломления в подложке при прохождении границ воздух-кремний, кремний-воздух и кремний-металл (или кремний-оксид металла). Для корректной фокусировки излучения в плоскости активного слоя со стороны подложки установка была дооснащена вторым каналом наблюдения с видеокамерой ближнего ИК диапазона. Эксперименты показали, что начиная с определенной толщины подложки (менее 600 мкм) четкость изображения, регистрируемого камерой, практически не зависит от толщины подложки.

В работе представлены снимки изображений, полученных с тыльной стороны кристалла ИС, примеры карт ионизационной реакции при облучении с обеих сторон и обсуждение наблюдаемых различий.

Полученные результаты демонстрируют применимость экспериментальной методики получения карт ионизационной реакции для моделирования эффектов от воздействия ОЯЧ при облучении микросхемы со стороны активной области и со стороны подложки. Для конкретных исследуемых образцов определена оптимальная длина волны и толщина подложки, что позволило провести сравнительный анализ результатов обоих методов. Наличие перестраиваемой длины волны и широкий энергетический диапазон позволяют надеяться, что характеристики установки «ПИКО-4» достаточно универсальны и позволят разработать методы тестирования для оценки качества и надежности широкого круга ИС.

Список литературы

1. Чумаков А.И., Егоров А.Н., Маврицкий О.Б., Яненко А.В. Возможности использования локального лазерного излучения для моделирования эффектов от воздействия отдельных ядерных частиц в ИС. Микроэлектроника. 2004. Т.33. №2. С.128–133.
2. Егоров А.Н., Маврицкий О.Б., Чумаков А.И. и др. Лазерные имитаторы «ПИКО» для испытаний электронной компонентной базы на стойкость к воздействию отдельных ядерных частиц. Спецтехника и связь. 2011. №4–5. С.8–13.
3. Lewis D., Pouget V., Beauchêne T., et. al. Front side and backside OBIT mappings applied to single event transient testing. Microelectronics Reliability. 2001. V.41(9-10). P.1471-1476.
4. Lewis D, Pouget V, Beaudoin F, et. al. Backside Laser Testing of ICS for SET Sensitivity Evaluation. Proc of NSREC 2001. Vancouver, 2001.

П.Ю. ГОНЧАРОВ, В.Д. КАРПОВЦЕВА, Б.А. КУЗЯКОВ

*Московский государственный технический университет радиотехники,
электроники и автоматики*

ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ЛИНИИ СВЯЗИ ИК ДИАПАЗОНА

Рассматриваются вопросы оптимизации атмосферных беспроводных оптических линий телекоммуникации ИК диапазона. Показано, что лазерный пучок на длине волны 10,6 мкм может распространяться в свободной атмосфере с малыми потерями энергии на расстояния, превышающие несколько километров.

В наше время интенсивно разрабатываются и широко применяются [1, 2] атмосферные беспроводные оптические линии телекоммуникации (АОЛТ). Ряд атмосферных лазерных систем, в диапазоне $\lambda = 0,7 - 1,6$ мкм, выпускаются малыми сериями. Общая схема АОЛС включает: источник лазерного излучения с модулятором, на который поступает информационный сигнал; модуль передающей антенны; атмосферный канал; модуль приёмной антенны; модуль фотоприёмного устройства на основе быстродействующего PIN фотодиода или APD с предусилителем и системой обработки сигнала. Доступность АОЛС непосредственно связана с величиной поступающей лазерной мощности на приёмник P_r и отношением сигнал/шум SN_p . Величину P_r можно оценить по следующему выражению:

$$P_r = \sigma P_t G_t \tau_t G_r \tau_r \left(\frac{\lambda}{4\pi} \right)^2 \left(\frac{1}{R^2} \right) \beta(r), \quad (1)$$

где σ – коэффициент пропускания атмосферы, P_t – мощность передатчика, τ_t – потери мощности в передатчике, τ_r – потери мощности в приёмнике,

R – расстояние между передатчиком и приёмником, $G_t = (\pi D_t / \lambda)^2$, $G_r = (\pi D_r / \lambda)^2$, D_t – диаметр антенны передатчика, D_r – диаметр антенны приёмника, $\beta(r)$ – коэффициент смещения центра пучка от центра антенны приёмника.

В формулу (1) входит коэффициент σ , определяющий величину ослабления (затухания) лазерного излучения в атмосфере Земли и зависящий от ряда её факторов. Такими факторами являются селективное молекулярное поглощение и рассеяние, а также селективное рассеяние на частицах (аэрозолях). Коэффициент $\beta(r)$ зависит от уровня

турбулентности атмосферы. Данная формула позволяет оценить основные параметры АОЛС и провести моделирование. Среди известных разнообразных методов совершенствования АОЛС, рассмотрим влияние длины волны излучения и профиля лазерного пучка. При оптимизации АОЛС, рядом преимуществ обладает излучение с $\lambda=10,6$ мкм. Современные CO_2 -лазеры волноводного [3] и щелевого типов обеспечивают требуемые уровни мощности. Поглощение излучения CO_2 -лазера в приземной атмосфере вызывается, в основном, водяным паром и углекислым газом, а также частицами аэрозоля. В условиях спокойной атмосферы, величина коэффициента передачи оказалась несколько выше, чем при ветре и составила в среднем 0,77, коэффициент ослабления изменялся в пределах 0,7 - 0,77 дБ/км (при $\lambda=10,6$ мкм). В отдельных опытах коэффициент передачи достигал величины $k=0,84$. При этом абсолютная влажность и температуры воздуха были равны для них $4,4 \text{ г/м}^3$ и $+1^\circ\text{C}$, соответственно. В таблице 1 приведены коэффициенты ослабления излучения CO_2 -лазера на трассе длиной 760 м [4] в зависимости от абсолютной влажности воздуха $a_{\text{вл}}$ и других параметрах атмосферы.

Таблица 1. Коэффициенты ослабления излучения CO_2 -лазера

$T_{\text{воздуха}}, ^\circ\text{C}$	1	0	8	9
$\alpha_{\text{вл}}, \text{г/м}^3$	4,2	4,5	6,7	7,1
$\delta, \text{дБ/км}$	1,3	1,6	2,0	2,2

Каждая из приведенных величин является результатом усреднения по 10 - 20 опытам. Представленная здесь совокупность экспериментальных данных показывает, что коллимированный лазерный пучок на волне 10,6 мкм может распространяться в свободной атмосфере с малыми потерями энергии на расстояния, превышающие несколько километров.

Список литературы

1. Милютин Е.Р. Атмосферные оптические линии связи в России. Вестник связи. 2008. №2. С.89–90.
2. Павлов Н.М. Коэффициент готовности атмосферного канала АОЛП и методы его определения. Фотон-Экспресс. 2006. №6. С.78–90.
3. Жаботинский М.Е., Григорьянц В.В., Кузяков Б.А., Рябова Л.А. Волноводный газовый лазер. Авторское свидетельство №713465. Бюллетень Изобретений. М., 1981. № 41.
4. Gbur G., Wolf S. Spreading of partially coherent beams in random media. J. Opt. Soc. Am. A. 2002. V.19. P.1592-1598.

Ю.А. КИРИЛЛОВА, Б.А. КУЗЯКОВ

*Московский государственный технический университет радиотехники,
электроники и автоматики***ОЦЕНКИ ДИСПЕРСИИ ФЛУКТУАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ
ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ**

В работе проведены оценки дисперсии флуктуации интенсивности на оси лазерного пучка в турбулентной атмосфере. Показано, что относительную устойчивость телекоммуникационного канала, можно повысить при использовании методов коррекции. Причем, метод коррекции фазы с использованием состояний орбитального углового момента фотонов, обладает существенным преимуществом в сравнении с другим рассмотренным методом.

В настоящее время ряд систем позволяют создавать помехоустойчивые беспроводные оптические соединения между разнообразными сегментами, например, локальных сетей Ethernet с адаптивно изменяемой скоростью и энергетикой в зависимости от состояния оптического тракта. Турбулентные условия распространения лазерных пучков удобно характеризовать безразмерным параметром $D_s(2a)$:

$$D_s(2a) = 1,1 C_n^2 k^2 L(2a)^{5/3}, \quad (1)$$

где L – длина трассы; a – начальный радиус пучка; $k=2\pi/\lambda$ – волновое число; C_n^2 – структурная характеристика турбулентной атмосферы.

Для снижения влияния турбулентности на устойчивость (безошибочность) канала передачи информации в атмосфере применяются несколько методов. Наибольшее распространение получил метод коррекции волнового фронта Шарка-Гартмана (МШГ) и метод коррекции фазы (МКФ), использующий состояния орбитального углового момента (ОАМ) фотонов [1]. В МШГ используется датчик волнового фронта Гартмана, сигналы которого поступают в модуль управления адаптивной оптикой для корректировки системы телекоммуникации. В МКФ используется поток фотонов с определенной модой ОМ, в приемном модуле выбираются фотоны с соответствующей модой ОМ, что позволяет реализовать корректировку системы телекоммуникации.

На основе проведенных расчетов и анализа работ [1-3] можно отметить, что использование МКФ приводит к улучшению коррекции системы телекоммуникации, в сравнении с МШГ во всем диапазоне вариаций $C-1$: от $1E-16$ до $1E-12$. Так, например, при $L_0^2 = 1$, для $C-1$,

соответствующей $1E-12$ (показана вертикальной штрих-пунктирной линией на рис. 1), относительная устойчивость телекоммуникационного канала при МКФ возрастает до 0,52 в сравнении с 0,25 при МШГ и в сравнении с величиной 0,15 для системы без коррекции.

Устойчивость канала, отн.ед.

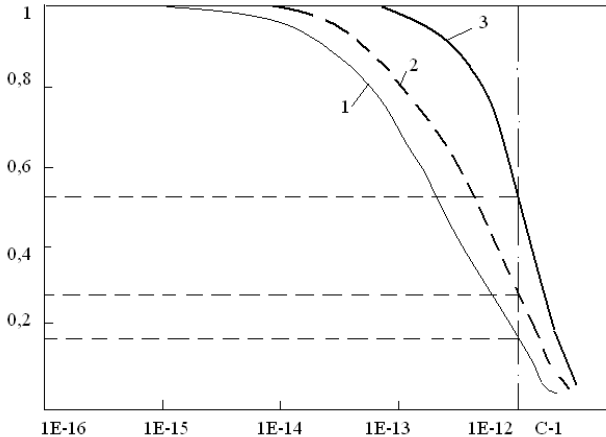


Рис. 1. Сравнение относительной устойчивости телекоммуникационного канала при использовании ОАМ состояний фотонов в турбулентной атмосфере с применением коррекций МШГ и МКФ (C-1 – некоторый выбранный уровень турбулентной аберрации):
1 – без коррекции, 2 – с использованием МШГ, 3 – с МКФ

В заключение можно отметить, что относительную устойчивость телекоммуникационного канала, связанную с дисперсией флуктуации интенсивности на оси лазерного пучка в турбулентной атмосфере, можно повысить при использовании методов коррекции. Причем, МКФ обладает существенным преимуществом в сравнении с другим рассмотренным методом.

Список литературы

1. Zhao S.M., Leach J., Gong L. Y., Ding J., Zheng B.Y. Aberration corrections for free-space optical communications in atmosphere turbulence using orbital angular momentum states. Optics Express. 2012. V.20. Is.1. P.452-461.
2. Mahdiah M. Numerical approach to laser beam propagation through turbulent atmosphere and evaluation of beam quality factor. Opt. Commun. 2008. 281. P.3395-3402.
3. Кузяков Б.А., Субботин Р.В., Харчевский А.А. Особенности оценки дисперсии флуктуации интенсивности на оси лазерного пучка в турбулентной атмосфере. 61 Науч.-техн. конф. МИРЭА, сб. трудов. М.: МИРЭА, 2012. Ч.2. С.49-54.

К.А. БОРОДАКО¹, Д.В. ШЕЙФЕР¹, А.В. ШЕЛЯКОВ¹,
Н.Н. СИТНИКОВ^{1,2}, А.А. КОРНЕЕВ¹

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

²ГНЦ «Исследовательский центр им. М.В. Келдыша», Москва

ВЛИЯНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА СТРУКТУРООБРАЗОВАНИЕ В СПЛАВЕ TiNiCu С ЭФФЕКТОМ ПАМЯТИ ФОРМЫ

Работа посвящена исследованию влияния лазерного излучения на поверхностные свойства быстрозакаленных лент на основе сплава TiNiCu с эффектом памяти формы, полученных методом сверхбыстрой закалки из расплава. Исследовано влияние выбора режима работы лазера на структурные и термомеханические свойства сплавов. Разработан способ получения обратимого эффекта памяти формы в сплаве и показана возможность создания на его основе микроманипулятора, который может быть использован для управления оптическим излучением.

В последнее время показана эффективность использования сплавов, обладающих эффектом памяти формы (ЭПФ) [1], для создания устройств в различных областях техники, в частности, в приборостроении, медицине, энергетике, космических технологиях, робототехнике. С целью миниатюризации устройств, создания микро-, а возможно, и наноустройств особый интерес представляют исследования тонкомерных материалов на основе ЭПФ как с точки зрения особенностей проявления данного эффекта, так и с точки зрения создания быстродействующих устройств на их основе. При этом в практических применениях сплавов с ЭПФ обычно требуется обратимое изменение формы в цикле нагрева-охлаждение. Для формирования обратимого ЭПФ, как правило, требуется специальная термомеханическая тренировка образцов, что существенно затрудняет процесс создания микроустройств. Поэтому актуальна разработка новых композитных материалов, которые способны проявлять обратимый ЭПФ без дополнительной термомеханической обработки.

Быстрозакаленные сплавы системы TiNi-TiCu, полученные методами спиннингования расплава или планарного литья, зарекомендовали себя весьма перспективным материалом с ЭПФ для создания различного рода термочувствительных [2] и термомеханических [3-4] устройств. Особенностью таких сплавов с большим содержанием меди является то, что при скоростях охлаждения около $10^6 \text{ } ^\circ\text{C}\cdot\text{с}^{-1}$ данные сплавы могут быть получены в аморфном состоянии в виде ленты толщиной 30-60 мкм.

Стандартная изотермическая термообработка сплавов приводит к формированию микрокристаллической структуры и проявлению ярко-выраженного ЭПФ. С помощью модификации поверхности в узком слое возможно получение обратимого ЭПФ.

Целью данной работы было исследование влияния режимов воздействия эксимерного лазера KrF на структурообразование в модифицируемом поверхностном слое сплава с ЭПФ. В качестве объекта исследования была выбрана кристаллическая лента из сплава $Ti_{50}Ni_{25}Cu_{25}$



Рис. 1. Поверхность обработанной лазером ленты (x10)

толщиной 33 мкм и шириной 2 мм. Лента изготавливалась методом быстрой закалки из расплава с последующим отжигом в печи при температуре 500°C в течение 5 минут.

Кристаллизованные в изогнутой форме ленты закреплялась на столике в прямолинейном состоянии, и облучались эксимерным лазером KrF с длиной волны 248 нм. Длительность импульса составляла 20 нс. В процессе эксперимента варьировались такие параметры как плотность энергии, частота и количество импульсов.

Исследования поверхности образцов были выполнены с помощью методов оптической и растровой электронной микроскопии.

На рис. 1 показано характерная модификация поверхности при облучении кристаллизованной ленты лазерным излучением с плотностью энергии 22 мДж/см², частотой импульсов 20 Гц и количеством импульсов 100. После обработки образцы приобрели ярко-выраженный обратимый ЭПФ благодаря модификации ленты в поверхностном слое. Образцы микромеханических устройств были изготовлены из обработанных лент. На примере разработанного макета микроманипулятора с подвижной частью размером 0,5x1,5 мм, способного совершать контролируемые обратимые угловые перемещения, продемонстрирована возможность использования сплавов TiNiCu с ЭПФ для создания миниатюрных устройств, в том числе для управления оптическим излучением.

Список литературы

1. Ооцука К., Симидзу К., Судзуки Ю. Сплавы с эффектом памяти формы. Москва. 1990.
2. Shelyakov A.V., Larin S.G., Ivanov V.P., et. al. J. Phys. IV France. 2001. V.11. Pr8-547.
3. Fu, Y.Q., Luo J.K., Flewitt A.J., et. al. Microactuators of free-standing TiNiCu films. Smart Materials and Structures. 2007. V.16. P.2651-2657.
4. Shelyakov A.V., Sitnikov N.N., Koledov V.V., et. al. International Journal of Smart and Nano Materials. 2011. V.2. N2. P.68-77.

А.А. ВАЙЧАС, А.Н. МАЛОВ¹, Д.А. МЕРИНОВА

*Иркутский филиал Московского государственного технического университета
гражданской авиации*

¹Иркутский государственный медицинский университет

СИНГУЛЯРНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПО ГРАНИЧНЫМ ПОВЕРХНОСТЯМ ЖИДКИХ ПЛЕНОЧНЫХ 3D СТРУКТУР

Исследовано распространение лазерного излучения в трехмерных пространственных структурах, образованных жидкими пленками.

Широкое применение низко интенсивной лазерной терапии в медицине в настоящее время не имеет развитой системы представлений о взаимодействии электромагнитного поля с биологической тканью. В большинстве случаев достоверно известен отклик биосистемы в ответ на воздействие лазерного излучения [1], но при этом эффект лазерной биостимуляции достигается и при использовании лазеров с интенсивностью 1 мВт/см^2 и менее и при малых энергетических дозах, определенных даже без учета доли отраженного и прошедшего через фазовый объект света. Поэтому актуальным является вопрос о механизмах локализации в толще биологической ткани лазерного излучения, достаточного для преодоления энергетического порога фотобиохимических реакций и/или процессов изменения конформационного состояния биологических макромолекул.

Одним из возможных механизмов, обеспечивающим локализацию и концентрацию светового излучения, может являться взаимодействие лазерного света с пленочными структурами – биологическими клеточными мембранами. В [2] было показано, что лазерного излучение при вводе в свободные жидкие пленки мыльного раствора разбивается на веер узких треков, исходящих из точки ввода и представляющих собой каналы распространения излучения в пленке. Данный эффект также наблюдается и в жидких пленках биоорганических веществ [3] – свободных жидких пленках водного раствора желатина, а также смеси раствора желатина и глицерина.

Примерные оценки показывают, что плотность мощности излучения в каждом треке может достигать значений, которых достаточно для инициирования различных биохимических реакций в тканях.

В работе исследовалось распространение лазерного излучения по граничным поверхностям жидких пленочных трехмерных структур, образованных пленками поверхностно активных веществ (ПАВ). Поскольку пленки ПАВ имеют молекулярно-слоистую структуру и состоят из двух слоев амфифильных молекул, ориентированных перпендикулярно к плоскости пленки и разделенных прослойкой раствора, их можно рассматривать как простейшую модель липидной части биомембран.

В эксперименте лазерное излучение фокусировалось собирающей линзой и направлялось на объект исследования. В результате проведенных экспериментов было показано, что при определенных условиях ввода лазерного излучения в трехмерные пленочные структуры, треки могут одновременно возникать и распространяться сразу в нескольких соприкасающихся жидких пленках (рис. 1). Также установлено, что распространяющиеся в пленках треки при попадании на границу раздела могут инициировать появление треков в соседних пленочных структурах.

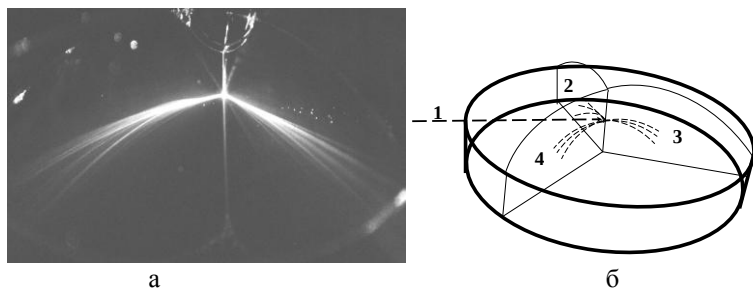


Рис. 1. Треки лазерного излучения, возникающие в жидких пленках, при фокусировке излучения на вертикальное ребро, образованное этими пленками (а); лазерное излучение 1 (штриховая линия), падая перпендикулярно на ребро, образованное тремя вертикальными пленками 2, 3 и 4, разбивается на треки (тонкие штриховые линии), которые распространялись в каждой вертикальной пленке, Вертикальные пленки возникали при контакте трех мыльных пузырей (б)

Список литературы

1. Голуб И.Е., Малов А.Н., Неупокоева А.В., Сорокина Л.В., Галеева О.П. Лазерные технологии в медицине: современные аспекты теории и применения. Иркутск. ИГМУ. 2009.
2. Стойлов Ю.Ю. Лазерный луч в мыльной пленке. УФН. 2004. Т.174. №12. С.1359-1369.
3. Вайчас А.А., Малов А.В., Шевченко Е.В. Взаимодействие лазерного излучения с макромолекулярными пленками. Известия ВУЗов. Физика. 2005. Т.48. №6. С.69-70.

А.Н. МАЛОВ, А.В. НЕУПОКОЕВА, Е.О. ЛУЗЯКИНА

Иркутский государственный медицинский университет

ВЛИЯНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА КРАКЕЛЮР-СТРУКТУРУ ПЛЕНКИ АЛЬБУМИНА

Экспериментально установлено, что результат лазерного облучения белкового раствора может быть зарегистрирован по кракелюр-структуре (картине трещин) его высохшей пленки.

Кракелюр (фр. *craquelure*) – трещина красочного слоя или лака на масляной картине. Трещины, т.е. нарушения целостности красочного слоя, лака или грунта, имеют различный характер и рисунок, и напрямую зависят от вызвавших их причин. Такие трещины или «кракелюры» образуются в нормальных природных условиях со временем при повреждении поверхностного слоя такого покрытия от перепадов температур и влажности. Верхний слой частично отделяется от основы и начинает усыхать, образуя видимые трещины. Эффект «трещин» связан с разницей во времени высыхания состава и лакового покрытия, которое трескается, и связан с интенсивным испарением растворителя из лакокрасочного материала, что обеспечивает достаточно "скользящую" поверхность, по которой ссыхается, трескаясь, краска или лак.

В [1] рассмотрено явление дегидратационной самоорганизации биологических жидкостей при формировании из них пленок и показано, что пленочная структура зависит как от вида белка, так и от условий высушивания раствора (в частности, от соотношения между скоростью обезвоживания и скоростью студения раствора). Можно, поэтому, предположить, что кракелюр-структура белковой пленки также зависит и от состояния исходного белкового раствора, на которое может влиять и лазерное облучение.

В работе исследовалось влияние лазерного излучения на структуру белка – альбумина, белка, хорошо растворимого в воде и солевых растворах. Альбумины являются основными резервными белками и входят в состав сыворотки крови (сывороточные альбумины), яичного белка (овальбумин), молока (лактальбумин), а также составляют один из основных классов запасующих белков семян высших растений. Поэтому, вследствие широкой распространенности альбуминовых белков, в качестве объекта эксперимента был выбран яичный белок, содержащий овальбумин.

Использовалось куриное яйцо, в котором отделяли белок от желтка в отдельную кювету. На предметное стекло выливали половину белка до облучения, и оставляли свободно растекаться (рис. 1а). Кювету с оставшимся белком подвергали воздействию лазерного излучения ($0,63 \text{ мкм}$, 15 мВт , плотность мощности около 200 мВт/см^2). После облучения белок выливали на второе стекло и тоже оставляли свободно растекаться. После высыхания белковый слой покрывался трещинами (рис. 1б), образующими характерную структуру, названную кракелюрной. Видно, что структура белка после лазерного воздействия более мелкая, пузыри расположены ближе к друг другу и меньше по размеру – средний диаметр пузырька в необлученных образцах составлял $5\text{-}6 \text{ мм}$, а в облученных $2\text{-}3 \text{ мм}$.

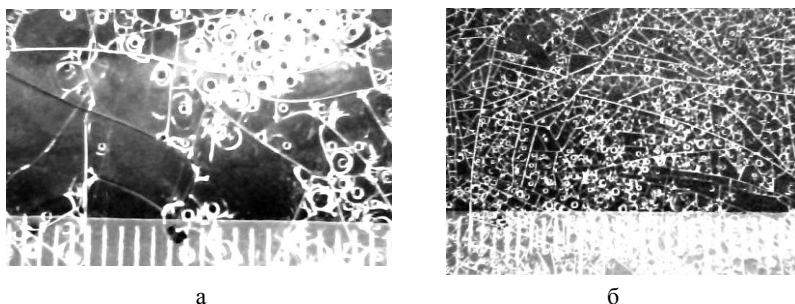


Рис. 1. Кракелюр-структура белка до облучения (а),
кракелюр-структура белка после 10 минутного облучения (б)

Параметры кракелюр-структуры (частота и размеры пузырьков и трещин) существенно уменьшаются при лазерном воздействии на белок перед поливом на стекло. На формирование трещин оказывает влияние соотношение между скоростью испарения воды из слоя и скоростью студения. Под действием лазерного излучения происходят конформационные изменения белка в растворе на уровне третичной и четвертичной структур, что, в свою очередь, влияет на процесс студения раствора.

Данный метод может быть использован для дозиметрии лазерного излучения в биофизике и медицине.

Список литературы

1. Тарасевич Ю.Ю. Механизмы и модели дегидратационной самоорганизации биологических жидкостей. УФН. 2004. Т.174. №7. С.779-790.

К.Н. БОЛДЫРЕВ, М.Н. ПОПОВА

*Институт спектроскопии РАН, Троицк***ИССЛЕДОВАНИЕ МУЛЬТИФЕРРОИКОВ
 $RFe_3(BO_3)_4$ ($R = Eu, Pr$) МЕТОДАМИ
ТЕРАГЕРЦОВОЙ СПЕКТРОСКОПИИ**

Проведено исследование спектров терагерцового диапазона монокристаллов ферро- и хромовых боратов с различными редкими землями. Показано, что исследование спектров поглощения и отражения в области $20\text{-}200\text{ см}^{-1}$ позволяет регистрировать фазовые переходы, как магнитные, так и структурные, а также позволяет выявить их особенности.

Редкоземельные бораты с общей формулой $RM_3(BO_3)_4$ ($R = Y, La-Lu; M = Al, Ga, Fe, Cr, Sc$) имеют одноосную тригональную нецентросимметричную структуру [1], характерной особенностью которой является наличие спиральных цепочек – $M - O - M$ – вдоль кристаллографической оси c . Серия проведенных ранее исследований показала, что в кристаллах редкоземельных ферроборатов $RFe_3(BO_3)_4$ наблюдается антиферромагнитное упорядочение подсистемы железа при температурах около 40 К, а в некоторых из них наблюдается структурный фазовый переход из тригональной структуры с пр. гр. симметрии $R32$ с в более низкосимметричную, но также тригональную структуру с пр. гр. симметрии $P3_121$. В ряде соединений ферроборатов наблюдался гигантский магнито(ди)электрический эффект и было показано, что данные соединения относятся к новому классу мультиферроиков [2,3]. В данной работе проведено исследование ферроборатов $EuFe_3(BO_3)_4$ и $PrFe_3(BO_3)_4$ методами терагерцовой спектроскопии ($20\text{-}200\text{ см}^{-1}$) в широком интервале температур (3–300К).

Известно, что редкоземельный борат европия $EuFe_3(BO_3)_4$ претерпевает два фазовых перехода, структурный при температуре $T_C = 58\text{ К}$ ($R32\text{-}P3_121$) [4], и антиферромагнитный при температуре $T_N = 34\text{ К}$ [5]. В спектрах мы наблюдали значительный сдвиг фононных частот, а также появление новых фононов при температуре T_C , сопряженный с наблюдаемыми особенностями в поведении диэлектрической константы и теплового расширения [6]. Меньший, но хорошо заметный сдвиг фононов наблюдался и при температуре ниже T_N , что свидетельствует о заметном спин-решеточном взаимодействии в указанном соединении [7].

Редкоземельный борат празеодима $\text{PrFe}_3(\text{BO}_3)_4$ не имеет структурного фазового перехода, то есть структура кристалла вплоть до самых низких температур описывается пространственной группой симметрии $R32$. Однако в этом соединении наблюдается антиферромагнитный фазовый переход при $T_N = 32$ К [8]. В спектрах нормального отражения ниже температуры 90 К в π -поляризации ($k \perp c$, $E \parallel c$) наблюдалось появление новой линии 48 см^{-1} . Мы связываем появление этой особенности с термическим опустошением нижнего электронного уровня иона Pr^{3+} и взаимодействием этого уровня с близкорасположенным фооном с энергией 60 см^{-1} .

Работа поддержана РФФИ (грант № 12-02-31028 мол_а).

Список литературы

1. Campá J.A., Cascales C., Gutierrez-Puebla E., et. al. Chem. Mater. 1997. 9. P.237.
2. Zvezdin A.E., Krotov S.S., Kadomtseva A.M., et. al. JETP Lett. 2005. 81. P.272.
3. Kadomtseva A.M., Popov Yu.F., Vorob'ev G.P., et. al. J. Low Temp. Phys. 2010. 36(6). P.640.
4. Popova M.N. Journal of Rare Earths. 2009. 27. P.607.
5. Popova M.N. Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2009. 321. P.716.
6. Kadomtseva A.M., Popov Yu.F., Vorob'ev G.P., et. al. J. Low Temp. Phys. 36(6). 2010. P.640.
7. Boldyrev K.N., Stanislavchuk T.N., Klimin S.A., Popova M.N., Bezmaternykh L.N. Phys. Lett. A. 376. 2012. P.2562.
8. Stanislavchuk T.N., Popova M.N., Malkin B.Z., Bezmaternykh L.N. Phys. Rev. B. 2009. 80. 195101.

Д.С. УМРЕЙКО¹, А.И. КОМЯК, А.А. ЗАЖОГИН,
С.Д. УМРЕЙКО¹, А.П. ЗАЖОГИН

*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь
¹НИИ прикладных физических проблем им. А.Н. Севченко, Минск, Беларусь*

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ОБРАЗОВАНИЯ НАНОЧАСТИЦ И ФРАКТАЛОВ ОКСИДОВ УРАНА НА ПОВЕРХНОСТИ СТЕКЛА ПРИ ЛАЗЕРНОМ НАПЫЛЕНИИ ТОНКИХ ПЛЕНОК СДВОЕННЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ ИЗ УРАНАТОВ АММОНИЯ

Экспериментально, методом атомно-эмиссионной многоканальной спектрометрии (лазерный атомно-эмиссионный многоканальный спектрометр LSS-1), исследован процесс формирования тонких пленок при воздействии мощных сдвоенных лазерных импульсов на поверхность пористых твердых тел (ПТТ), содержащих в объеме различные соединения уранатов аммония. Показано, что управлять процессами плазмохимического образования и выхода оксидов урана из объема ПТТ можно изменяя, как плотность падающей энергии лазерного излучения, так и время задержки прихода второго сдвоенного лазерного импульса. Установлено, что процессы образования пленок на поверхности стекла существенно зависят от физико-химических свойств образующихся комплексов уранатов в объеме пористого тела. Обсуждены возможные причины, объясняющие получаемые результаты.

Катализаторы и каталитические технологии являются структурно-образующей основой современной химической, нефтехимической и многих других отраслей промышленности. Эффективностью катализаторов определяется уровень энергетических, материальных и капитальных затрат, экология производства, конкурентоспособность продукции. Известно, что внедрение лучших по характеристикам катализаторов на порядок, а то и два эффективнее других технических усовершенствований. Одним из перспективных способов получения пленок оксидов урана, как катализаторов, на твердом носителе может быть способ, основанный на процессе воздействия импульсов лазерного излучения на пористые тела, содержащие в себе различные соединения уранатов аммония.

Для проведения исследований использовался лазерный многоканальный атомно-эмиссионный спектрометр LSS-1. В качестве источника абляции и возбуждения приповерхностной плазмы спектрометр включает в себя двухимпульсный неодимовый лазер с

регулируемыми энергией и интервалом между импульсами (модель LS2131 DM). Средняя длительность импульса ≈ 15 нс.

Уранаты аммония различного состава были получены непосредственно на поверхности и в объеме пористых тел. В качестве подложки использованы беззольные химические бумажные фильтры с размерами пор порядка 1,5-3 нм. Для получения осадков уранатов использовались водные растворы уранилнитрата $\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ и NH_4OH , которые наносились последовательно на фильтр. Фотографии поверхности стекла с нанесенной пленкой оксидов урана, полученные с помощью микроинтерферометра Линника МИИ-4 при увеличении в 150 раз, приведены на рис. 1. Энергия каждого импульса излучения ≈ 55 мДж, а временной интервал между удвоенными импульсами – 10 мкс. Расстояние между мишенью и поверхностью стекла 5 мм, угол – 45° .

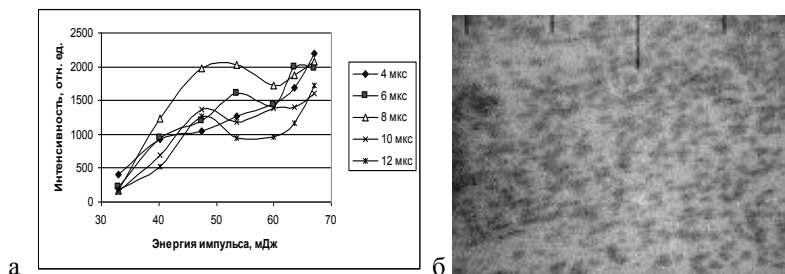


Рис. 1. Зависимость интенсивности ионной линии U II ($\lambda=385,958$ нм) в спектрах от энергии для различных между импульсных интервалов (а), фотография поверхности стекла при воздействии 200 удвоенных импульсов (б)

При использовании режима удвоенных импульсов на первичные процессы плазмообразования будут накладываться процессы нагрева и испарения аэрозолей, обусловленные действием второго импульса. Температура плазмы, доходящая до нескольких десятков тысяч градусов, определяет наличие в ней ионов, электронов, радикалов и нейтральных частиц, находящихся в возбужденном состоянии. Наличие таких частиц приводит к высоким скоростям взаимодействия частиц и быстрому протеканию реакций (10^{-5} - 10^{-8} с) в плазме и на поверхности твердого тела. Выбирая энергию импульсов и между импульсный интервал можно управлять процессами поступления урана как в плазму, так и на поверхность твердого тела.

Н.Х. ЧИНЬ, А.Р. ФАДАИЯН, А.П. ЗАЖОГИН
Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ОБРАЗОВАНИЯ НАНОЧАСТИЦ И ФРАКТАЛОВ ОКСИДОВ ЦИНКА НА ПОВЕРХНОСТИ СТЕКЛА ПРИ НАПЫЛЕНИИ ТОНКИХ ПЛЕНОК СДВОЕННЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ ВОЗДУХА

Для установления условий оптимального влияния дополнительного лазерного импульса на целенаправленное формирование компонентного и зарядового состава приповерхностной лазерной плазмы проведены исследования ее методом лазерной искровой спектрометрии (ЛИС). Изучены возможности получения пленок оксидов цинка, с достаточно хорошими механическими характеристиками, методом абляции сдвоенными лазерными импульсами цинковой мишени, установленной на расстояниях 5 мм под углом 45^0 к подложке в воздушной атмосфере.

Использование схем и методов двухимпульсного лазерного воздействия при различных углах падения на мишень и плазму дает возможность проводить высокочувствительный спектральный анализ, контроль концентрации возбужденных и заряженных частиц и управление составом плазмы, направляемой на подложку.

Для проведения исследований использовался лазерный многоканальный атомно-эмиссионный спектрометр LSS-1. В качестве источника абляции и возбуждения приповерхностной плазмы спектрометр включает в себя двухимпульсный неодимовый лазер с регулируемой энергией и интервалом между импульсами (модель LS2131 DM).

Динамика напыления на поверхность стекла наночастиц Zn исследована при воздействии серии одиночных и сдвоенных лазерных импульсов на мишень из цинка, установленную под углом 45 градусов к падающему излучению и подложке на расстоянии 5 мм. Энергия каждого импульса излучения ≈ 55 мДж, а временной интервал между импульсами – 10 мкс.

Одна из основных проблем в экспериментах по осаждению кластеров на поверхность – это дальнейшая судьба кластеров. При этом частицы сразу после падения на поверхность могут фрагментировать или частично проникать в глубь этой поверхности, а в дальнейшем диффундировать по

поверхности и образовывать агрегации кластеров или кластерных фрагментов.

Изображения поверхности стекла с нанесенными покрытиями цинком, увеличенные с помощью микроинтерферометра Линника МИИ-4 в 480 раз, приведены на рис. 1.

При напылении оксидов цинка 1000-ми одиночными лазерными импульсами на поверхности полированного стекла появляется тонкая пленка с очень маленькими частицами (см. рис. 1а). Фотографии при напылении цинка удвоенными лазерными импульсами с межимпульсным временным интервалом 10 мкс приведены на рис.1б. Видно, что при напылении удвоенными лазерными импульсами оксидов цинка на поверхность полированного стекла, образуется довольно монолитная пленка.

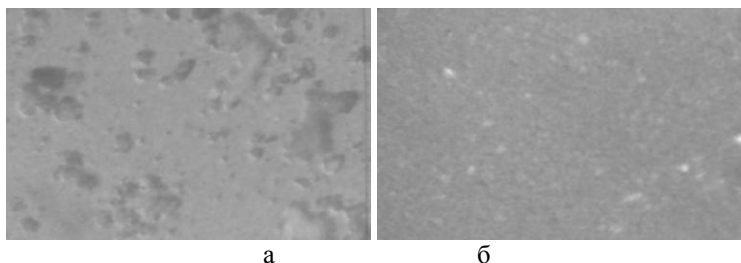


Рис. 1. Изображение поверхности стекла после напыления цинка 1000-ми лазерными импульсами: одиночными (а) и удвоенными на полированную поверхность (б)

Таким образом, воздействие на мишень второго лазерного импульса с временным сдвигом 10 мкс относительно первого, приводит к существенному увеличению поступления вещества в плазму и естественно на поверхность стекла.

На примере синтеза тонкопленочных металлических покрытий показано, что использование высокоинтенсивных удвоенных лазерных импульсов позволяет проводить лазерное напыление тонких пленок на стекло непосредственно в воздухе, снижая до приемлемого уровня негативное воздействие окружающей атмосферы на процессы осаждения (торможение осаждаемых частиц, внедрение атмосферных газов в объем пленки).

А.А. КИМ, Н.В. НИКОНОВ, А.И. СИДОРОВ

*Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет
информационных технологий, механики и оптики*

ФИЗИКА ПРОЦЕССОВ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКОГО ОТКЛИКА СТЕКОЛ С НАНОКРИСТАЛЛАМИ ХЛОРИДА МЕДИ И БРОМИДА МЕДИ

Анализ физических процессов нелинейно-оптического отклика в стеклах с нанокристаллами хлорида меди под воздействием лазерного импульсного излучения позволил провести теоретическое моделирование процессов: насыщающегося примесного поглощения, фотогенерацию носителей заряда, двухфотонному поглощению, поглощению на свободных носителях и дальнейшему изменению показателя преломления среды и формирования отрицательной динамической линзы, приводящей к самодефокусировке и наведенному оптическому поглощению.

Одним из современных направлений создания новых материалов является синтез стекол с заданными оптическими характеристиками, благодаря внедрению в объем или выращиванию в объеме наноразмерных полупроводниковых кристаллов. Системы, содержащие полупроводниковые нанокристаллы при импульсном лазерном воздействии обнаруживают эффекты нелинейно-оптического ограничения излучения и оптического просветления при определенных порогах энергии. Экспериментальные исследования образцов стекол с нанокристаллами CuCl или CuBr с термообработками при температурах от 400 до 520°C и в течение не менее 3 часов с инерционным охлаждением, обнаруживает ограничение, состоящего из двух частей. Низкопороговая часть ограничения, $E \leq 10^{-8}$ Дж, вызвана поглощением на примесных уровнях в запрещенной зоне нанокристаллов CuCl или CuBr , которые существуют из-за дефектов, вакансий, либо междоузельных атомов в нанокристаллах CuCl или CuBr с энергией ионизации $\Delta E \geq 0.1$ эВ.

Такие примесные центры при комнатной температуре являются ловушками для равновесных носителей заряда. Фотон с энергией $h\nu > \Delta E_{\text{пр}}$ ($\Delta E_{\text{пр}}$ – энергетический зазор междупрмесным центром и дном зоны проводимости) ионизирует такую примесь. Такие процессы происходят также и при малых интенсивностях. Численный расчет с учетом модели эффективного показателя преломления показал, что изменение концентрации носителей заряда влияет на показатель преломления среды и вносит вклад в формирование градиента показателя преломления в

области распространения лазерного пучка. Вследствие физического ограничения этот процесс достигает своего насыщения. В высокопороговой области, $E \geq 10^{-4}$ Дж, начинают играть роль другие процессы. Двухфотонное межзонное поглощение вносит незначительный вклад, но только при самых высоких плотностях энергий, $5 \cdot 10^{-3}$ Дж, для запрещенная зона CuCl – 3.5 эВ при энергии фотона 2.3 эВ, коэффициент двухфотонного поглощения CuCl = 2.5 ГВ/см². Тепловые процессы оказывают существенное влияние при высокой интенсивности падающей энергии излучения. Нагрев наночастиц происходит по оценочным расчетам на 10 К, что существенно влияет на показатель преломления CuCl и менее существенно на показатель преломления матрицы стекла. Эффективный показатель меняется, но большую роль играет именно градиент показателя преломления в сечении лазерного пучка в объеме образца, что формирует отрицательную динамическую тепловую линзу. Нагрев наночастиц увеличивает вероятность распада экситонов, которые существуют при температурах $T = 20^\circ\text{C}$, что приводит к увеличению свободных носителей заряда. Это ведет к возникновению поглощения на свободных носителях заряда, которые образуются в процессе распада экситонов. Атомы и ионы меди в наночастицах CuCl сенсбилизируют нанокристаллы CuCl таким образом, что они становятся чувствительными ко всему видимому спектру. Край фундаментального поглощения хлорида меди в объемном материале составляет 384 нм, который не содержит атомов меди или ионов меди, не чувствителен к видимому диапазону спектра, в объемном материале составляет 384 нм, край полосы поглощения матрицы заканчивается около 300 нм. Вследствие этого процесса происходит фотогенерация нестабильных центров окраски, что в свою очередь ведет к увеличению нелинейного поглощения. Увеличение плотности энергии уменьшает экситонное поглощение в зависимости от размера нанокристалла, что хорошо обсуждается в работе. Совокупность данных физических процессов в диапазоне плотностей энергии 10 и вызывает нелинейно-оптическое ограничение, часть процессов, является конкурирующими, что влияет на поведение кривой нелинейно-оптического ограничения. Теоретический прогноз поможет скорректировать нелинейно-оптические свойства новых похожих систем и учитывать особенности ограничения в подобных системах.

Список литературы

1. Ким А.А., Ширишев П.С., Сидоров А.И., Никоноров Н.В., Цехомский В.А. Нелинейно-оптические эффекты в стеклах с нанокристаллами хлорида меди. Письма в ЖТФ. 2011. Т.37. Вып.8. С.22-28.

В.С. МАКИН, Ю.И. ПЕСТОВ, В.Е. ПРИВАЛОВ¹

*НИИ комплексных испытаний оптико-электронных приборов и систем,
Сосновый Бор, Ленинградская обл.*

¹*Санкт-Петербургский государственный политехнический университет*

МИКРОКОНУСЫ НА ПОВЕРХНОСТИ СВЕРХТУГОПЛАВКИХ МЕТАЛЛОВ ПРИ МНОГОИМПУЛЬСНОМ ЛАЗЕРНОМ ОБЛУЧЕНИИ

Изучено формирование единичных острых выступов рельефа на поверхности сверхтупоплавких металлов под действием серии импульсов лазерного излучения субмиллисекундной длительности. Экспериментально установлено, что рост острий с ростом числа импульсов происходит с насыщением. Предложена качественная модель процесса. Обнаружена тонкая структура рельефа поверхности вольфрама в виде «зерен» с характерным латеральным размером ~200 нм, а также линейных решеточных структур с характерным латеральным масштабом ~1,2 мкм.

Изучение лазерно-управляемого формирования микро- и наноструктур на поверхностях конденсированных сред представляет существенный интерес для лазерной технологии обработки материалов. Исследовано формирование единичных конических выступов микрорельефа на поверхности тантала и других сверхтупоплавких металлов при многократном облучении в окислительной атмосфере воздуха импульсами излучения неодимового лазера ($\lambda=1,06$ мкм, $\tau=0,1$ мс) при диаметре пятна облучения ~100 мкм. Геометрия микроконусов изучена с использованием оптического и зондового микроскопов. Конусообразные выступы рельефа имеют субмикронный радиус кривизны вершины. Высота сформированного острия зависит от плотности энергии лазерного излучения, размера зоны облучения, состава газовой атмосферы, количества импульсов лазерного излучения, подаваемых в облучаемую зону. Из рис. 1 видно, что в конкретных экспериментальных условиях за импульс лазерного излучения на тантале формируется коническое острие высотой 10 микрон, после чего начинается сравнительно медленный линейный по N рост высоты, причем тангенс угла наклона зависит от плотности энергии излучения Q . При $N \sim 16$ наблюдается насыщение роста острия, завершающееся при $N \geq 20$. Видно, что многоимпульсное воздействие позволяет существенно, в 3 раза увеличить конечную максимальную высоту острия (при данном Q).

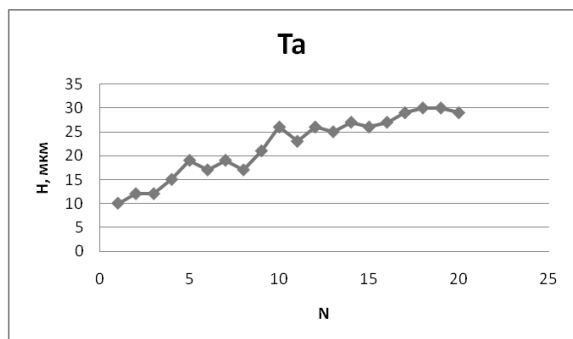


Рис. 1. Зависимость высоты H микроконуса, сформированного на тантале, от количества импульсов облучения N при $D=110$ мкм и $Q=200$ Дж/см²

Обсуждается механизм формирования микроконуса при многократном импульсном облучении поверхности металла на основе построенной ранее модели формирования конусообразного выступа при кристаллизации ванны расплава с дном в виде усеченного конуса, в которой учитывается изменение плотности материала при кристаллизации (плавлении) и неполное смачивание расплавом своей твердой фазы [1].

Изучена тонкая структура рельефа лазерно-индуцированного микроконуса на поверхности металла с помощью атомно-силового микроскопа. На рис. 2 и 3 представлены различные типы рельефа, обнаруженные на поверхности микроконусов, сформированных при облучении поверхности вольфрама в воздухе. Рельеф первого типа, приведенный на рис. 2а, представляет собой поверхность микроконуса из непердельного окисла вольфрама WO_2 , под слоем которого находится собственно металлический вольфрамовый микроконус [2]. Структуры рельефа в виде «зерен» на рис. 2а предположительно сформированы при конденсации из паровой фазы. На рис. 2б приведен профиль поверхности этого нанорельефа, имеющий характерную пространственную частоту порядка 200 нм. Структуры рельефа «линейного» типа, показанные на рис. 3а, сформировались в процессе кристаллизации металла из ванны расплава. Измерения показывают, что типичная высота линейного рельефа составляет порядка 10 нм, см. рис. 3б. Используемый подход позволяет получать микроконусы на поверхности группы сверхтугоплавких металлов и некоторых тугоплавких.

Микроконусы с малым радиусом кривизны вершины из сверхтугоплавких металлов находят применение в полевой эмиссионной электронике, сенсорных устройствах различного типа, в зондовой

микроскопии, биомедицине и др. Таким образом, использование многоимпульсного лазерного излучения позволяет существенно увеличить максимальную высоту сформированного микроконуса по сравнению с однократным импульсным воздействием.

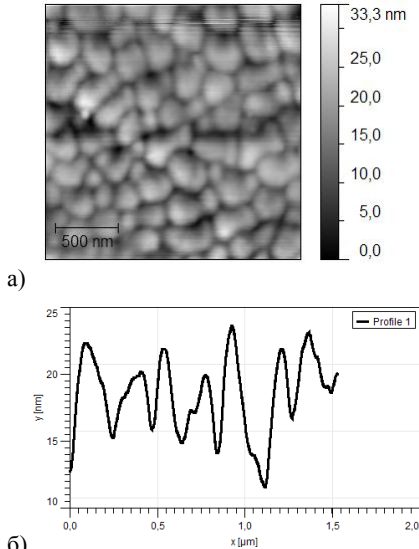


Рис.2. Структура рельефа «зернистого» типа на поверхности микроконуса, сформированного на поверхности вольфрама при его облучении импульсом лазера в атмосфере воздуха (а); профиль структуры рельефа (б)

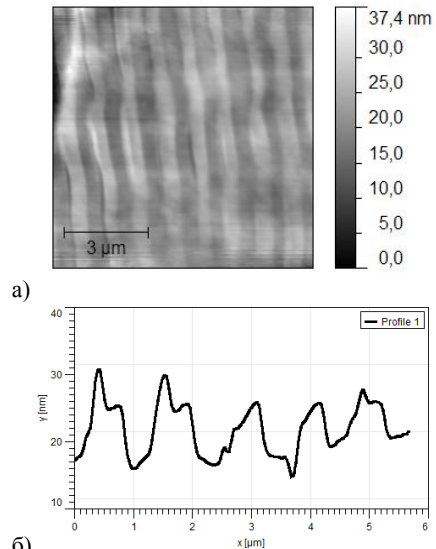


Рис. 3. Структура рельефа «линейного» типа на поверхности микроконуса, сформированного на поверхности вольфрама при его облучении импульсами лазерного излучения в атмосфере воздуха (а); профиль структуры рельефа (б)

Работа выполнена при финансовой поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (2009-2013), контракт №16.740.11.0463.

Список литературы

1. Пестов Ю.И., Макин В.С. Лазерно-индуцированное формирование конусообразных выступов на поверхности сверхтугоплавких металлов. Оптический журнал. 2008. №6. С.34-42.
2. Пестов Ю.И., Макин В.С., Привалов В.Е. Формирование микроконусов на поверхности вольфрама и других сверхтугоплавких металлов под действием излучения лазера. Сб. докл. 21 межд. конф. «Лазеры. Измерения. Информация». 2011. Т.3. С.369-381.

А.В. ЕВЧИК, В.Н. МОЙСЕЕНКО,
М.П. ДЕРГАЧЁВ, Г.И. ДОВБЕШКО¹

Днепропетровский национальный университет им. О. Гончара, Украина

¹Институт физики НАН Украины, Киев

КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В НАНОКРИСТАЛЛАХ $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$

Измерены спектры комбинационного рассеяния света синтетических опалов, в порах которых выращены нанокристаллы $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$. В спектрах нанокристаллов выявлены новые линии, значительное перераспределение и усиление спектральной интенсивности линий в области низких частот, а также смещения частот ряда линий по сравнению со спектром поликристаллического порошка и монокристалла.

Исследование кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO), обладающих уникальной совокупностью практически важных свойств (электрооптическим, пьезоэлектрическим и фоторефрактивным эффектами, высокими значениями показателей преломления) в нанокристаллическом состоянии представляет значительный интерес в связи с возможностью выявления размерных эффектов.

Целью данной работы было выращивание нанокристаллов BSO в порах синтетических опалов и исследование влияния размерных и фотонно-кристаллических эффектов на их колебательный спектр.

Объемные синтетические опалы были выращены методом медленной кристаллизации монодисперсного коллоидного раствора глобул $\alpha\text{-SiO}_2$, синтезированных модифицированным методом Штёбера. Заполнение пор образцов проводилось путём вплавления мелкодисперсного поликристаллического порошка диэлектрика под действием капиллярных сил. Степень заполнения опала силикатом висмута, рассчитанная по значению смещения максимума λ_m полосы отражения, составила $\sim 40\%$ от объема пор. Спектры комбинационного рассеяния света (КРС) ($\lambda_{\text{возб.}} = 532$ нм) измерялись в геометрии «на отражение». Регистрация полезного сигнала осуществлялась в направлении [111].

На рис. 1 представлены спектры КРС нанокристаллов в порах опалов и поликристаллического порошка.

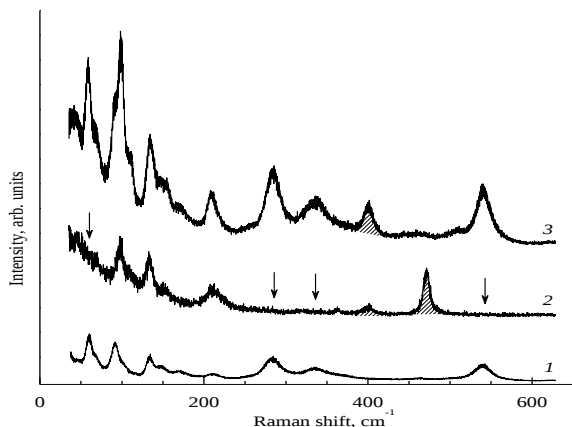


Рис. 1. Спектры КРС поликристаллического порошка BSO (1) и нанокристаллов BSO, полученных в порах фотонных кристаллов при разных скоростях охлаждения расплава (2, 3). Все спектры приведены к одинаковому количеству вещества в поле возбуждающего излучения. Штриховкой указаны контуры новых линий КРС, стрелками – положение линий, испытывающих подавление

Анализ измеренных спектров КРС позволяет сделать следующие выводы.

1. Вещество в порах опала находится в нанокристаллическом состоянии, при этом количество нанокристаллов в поре размером ~ 70 нм и их структура оказывается весьма чувствительной к режиму кристаллизации.

2. Изменения в спектрах КРС нанокристаллов $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ по сравнению со спектрами соответствующих поликристаллических порошков и монокристаллов могут быть обусловлены как изменением параметров кристаллической решетки нанокристаллов, так и размерными эффектами, которые приводят к проявлению колебаний из других точек зоны Бриллюэна.

3. Влияние поверхностных мод на границе раздела глобула – нанокристалл сводилось к незначительному (2 см^{-1} - 4 см^{-1}) уширению и смещению частот отдельных линий в спектре КРС.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта НАН Украины – РФФИ (гранты № 60-02-12(У), № 12-02-90422(Р)).

А.В. ЕВЧИК, В.Н. МОЙСЕЕНКО, М.П. ДЕРГАЧЁВ,
Г.И. ДОВБЕШКО¹, Т.В. ШВЕЦ

Днепропетровский национальный университет им. О. Гончара, Украина
¹Институт физики НАН Украины, Киев

ФЛЮОРЕСЦЕНЦИЯ ВЕЩЕСТВА С ВНУТРИМОЛЕКУЛЯРНЫМ ПЕРЕНОСОМ ПРОТОНА В ПОРАХ СИНТЕТИЧЕСКОГО ОПАЛА

Исследована угловая зависимость спектра флюоресценции фотореактивного вещества 2,5-бис(2-бензоксазолил)гидрохинон в порах синтетического опала относительно направления [111] при лазерном ($\lambda = 407$ нм) возбуждении. Установлено перераспределение спектральной интенсивности флюоресценции по сравнению со спектром вещества в оптической кювете, а также частичное подавление флюоресценции в области фотонной стоп-зоны.

Значительный интерес к веществам с внутримолекулярным переносом протона обусловлен возможностью создания на их основе лазерных диодов, жидкостных лазеров со сверхкороткими световыми импульсами и бистабильных ячеек оптических запоминающих устройств. Фотореактивное вещество 2,5-бис(2-бензоксазолил)гидрохинон (ВВНҚ) претерпевает внутримолекулярный перенос протона в возбужденном электронном состоянии. При ультрафиолетовом возбуждении ВВНҚ в твердом состоянии возникает интенсивная флюоресценция с большим Stokes-сдвигом в области 550 – 750 нм.

Целью настоящей работы было изучение влияния фотонной зонной структуры на спектр флюоресценции ВВНҚ.

Объемные синтетические опалы были выращены методом медленной кристаллизации монодисперсного коллоидного раствора глобул α -SiO₂, синтезированных модифицированным методом Штёбера. Заполнение пор проводилось путём пропитки опалов раствором ВВНҚ в гексане (10⁻⁴ М) с дальнейшей сушкой на воздухе. Из всех опробованных растворителей (гексан, гептан, циклогексанол) был выбран гексан, как оказавший наименьшее влияние на спектр флюоресценции ВВНҚ. Факт вхождения ВВНҚ в поры опала регистрировался по смещению полосы брэгговского отражения в спектре инфильтрованного образца по сравнению со спектром отражения исходного опала.

Возбуждение образцов производилось непрерывным излучением полупроводникового лазера ($\lambda = 407$ нм) мощностью 60 мВт в геометрии “на отражение”. Спектр флюоресценции регистрировался под разными

углами θ к направлению $[111]$ ГЦК – решетки опала (рис. 1). В этих же направлениях регистрировался и спектр зеркального отражения, из которого определялись положение и ширина фотонной стоп-зоны.

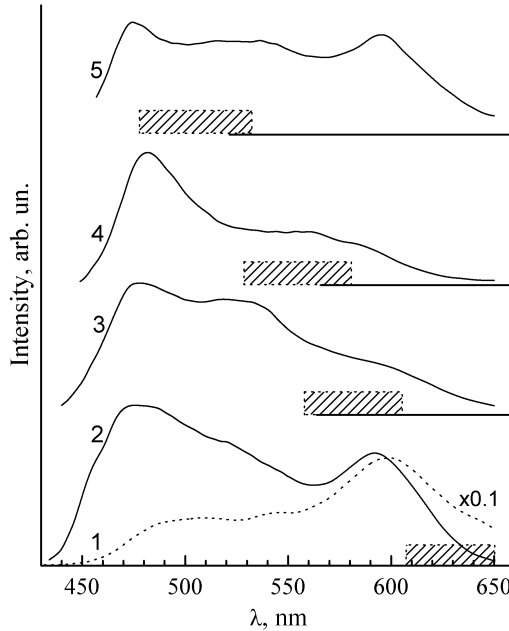


Рис. 1. Спектры флюоресценции ВВНҚ в оптической кювете (1) и в синтетическом опале при различных углах наблюдения θ относительно направления $[111]$: $\theta = 0^\circ$ (2), $\theta = 30^\circ$ (3), $\theta = 45^\circ$ (4), $\theta = 60^\circ$ (5). Заштрихованные прямоугольники указывают положения фотонной стоп-зоны

В спектрах флюоресценции ВВНҚ в порах опала проявляется эффект подавления излучения в области фотонной стоп-зоны, а также перераспределение спектральной интенсивности. Последнее явление может быть обусловлено как накоплением коротковолнового излучения в объеме опаловой матрицы, так и размерными эффектами в нанопорах синтетического опала.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта НАН Украины – РФФИ (гранты № 60-02-12(У), № 12-02-90422(Р)).

Д.С. УМРЕЙКО¹, А.П. ЗАЖОГИН, А.И. КОМЯК, С.Д. УМРЕЙКО¹

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

¹НИИ прикладных физических проблем им. А.Н. Севченко, Минск, Беларусь

СИНТЕЗ НАНОКЛАСТЕРОВ ОКСИДОВ УРАНА ИЗ НИТРАТОВ УРАНИЛА ПРИ ЛАЗЕРНО-ХИМИЧЕСКОМ АКТИВИРОВАНИИ ПРОЦЕССОВ СДВОЕННЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Экспериментально, методом атомно-эмиссионной многоканальной спектрометрии (лазерный атомно-эмиссионный многоканальный спектрометр LSS-1), исследован процесс формирования эрозионной плазмы при воздействии мощных сдвоенных лазерных импульсов на поверхность пористых твердых тел (ПТТ), содержащих в объеме различные соединения нитрата уранила. Показано, что управлять процессами плазмохимического образования оксидов урана в приповерхностной плазме и объеме ПТТ можно изменяя, как плотность падающей энергии лазерного излучения, так и время задержки прихода второго сдвоенного лазерного импульса. Установлено, что процессы взаимодействия излучения с поверхностью и объемом ПТТ существенно зависят от физико-химических свойств образующихся комплексов уранилнитрата в объеме пористого тела. Обсуждены возможные причины, объясняющие получаемые результаты.

В настоящее время большое внимание уделяется исследованию способов получения, изучению свойств и реакционной способности наночастиц и кластеров соединений тяжелых металлов, обладающих рядом уникальных физических и химических свойств. Урановые катализаторы в исходном состоянии могут содержать соединения трех-, четырех-, пяти- или шестивалентного металла. Это предполагает большее разнообразие в составе активных центров, чем при использовании производных лантанидов, имеющих, как правило, трехвалентное состояние. Большое практическое значение для практики имеют физические способы получения порошков, при которых образование частиц происходит в неравновесных условиях, например, воздействуя сдвоенными лазерными импульсами на пористые тела, содержащие в себе различные соединения нитратов уранила, основного промежуточного продукта при аффинаже урана.

Для проведения исследований использовался лазерный многоканальный атомно-эмиссионный спектрометр LSS-1. В качестве источника абляции и возбуждения приповерхностной плазмы спектрометр включает в себя двухимпульсный неодимовый лазер с

регулируемыми энергией (от 10 до 80 мДж) и интервалом между импульсами (от 0 до 100 мкс). Средняя длительность импульса ≈ 15 нс.

Различные гидраты нитратов уранила были получены непосредственно на поверхности и в объеме пористых тел. В качестве подложки использованы беззольные химические бумажные фильтры с размерами пор порядка 1,5-3 нм. Динамика развития процессов абляции и приповерхностного плазмообразования исследовалась методом атомно-эмиссионной многоканальной спектрометрии при воздействии одиночных и сдвоенных лазерных импульсов (см. рис. 1).

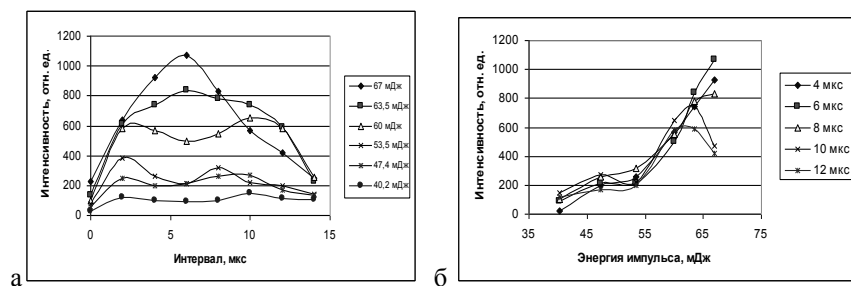


Рис. 1. Зависимость интенсивности ионной линии U II ($\lambda=385,958$ нм) в спектрах от интервала между лазерными импульсами для различных энергий их (в рамке) (а) и от энергии, для различных между импульсных интервалов (б)

При использовании режима сдвоенных импульсов на первичные процессы дегидратации и плазмообразования будут накладываться процессы нагрева и испарения аэрозолей, обусловленные действием второго импульса. Температура плазмы, доходящая до нескольких десятков тысяч градусов, определяет наличие в ней ионов, электронов, радикалов и нейтральных частиц, находящихся в возбужденном состоянии. Наличие таких частиц приводит к высоким скоростям взаимодействия частиц и быстрому протеканию реакций (10^{-5} - 10^{-8} с). Выбирая энергию импульсов и между импульсный интервал можно управлять процессами поступления вещества как в плазму, так и в пористом теле.

Полученные результаты свидетельствуют о перспективности использования изученных соединений, помещенных в пористую среду с последующим воздействием на них сдвоенными лазерными импульсами для получения нанокластеров урана и его оксидов непосредственно в объеме пористого тела.

М.П. ПАТАПОВИЧ, Н.Х. ЧИНЬ, У.Т. ФАМ,
Ж.И. БУЛОЙЧИК, А.П. ЗАЖОГИН

Белорусский государственный университет, Минск Беларусь

СИНТЕЗ НАНОКЛАСТЕРОВ ОКСИДОВ КАЛЬЦИЯ И АЛЮМИНИЯ ИЗ СОЛЕЙ ПРИ ЛАЗЕРНО-ХИМИЧЕСКОМ АКТИВИРОВАНИИ ПРОЦЕССОВ

Проведены спектроскопические исследования приповерхностной лазерной плазмы, образуемой вблизи поверхности пористого тела, содержащего нано количества различных солей кальция и алюминия, при воздействии на нее двух последовательных импульсов. Показана возможность развития методов получения нанокластеров оксидов металлов. В зависимости от концентрации исходных металлов в используемых растворах можно варьировать как количеством, так и составом кластеров оксидов металлов напыляемых на подложку.

Материалы на основе оксидов металлов широко применяются в различных областях современной техники. Большое практическое значение для практики имеют физические способы получения многокомпонентных порошков, при которых образование частиц происходит в неравновесных условиях, например, воздействуя сдвоенными лазерными импульсами на пористые тела, содержащие в себе различные соединения металлов.

Для проведения исследований использовался лазерный многоканальный атомно-эмиссионный спектрометр LSS-1. Испарение вещества и возбуждение плазмы в спектрометре осуществляется излучением двухимпульсного лазера на АИГ+Nd³⁺ (модель LS2131 DM). Длительность импульсов ≈ 15 нс.

Динамику развития процессов абляции и приповерхностного образования плазмы исследовали при воздействии сдвоенных лазерных импульсов на анализируемую поверхность образцов высушенных капель водного раствора хлоридов кальция и алюминия. Энергия импульсов излучения – 58 и 42 мДж (первый и второй импульсы, соответственно), временной интервал между сдвоенными импульсами – 8 мкс.

Смесь водных растворов хлоридных солей кальция и алюминия были получены непосредственно на поверхности и в объеме пористых тел при нанесении растворов на подложку. В качестве подложки использованы беззолные химические бумажные фильтры с размерами пор порядка 5-10 нм. В качестве осадителей для хлоридов кальция и алюминия

использовали моно-, ди- и ортофосфаты калия, поскольку фосфаты этих металлов обладают ограниченной растворимостью.

Динамика напыления на поверхность стекла наночастиц оксидов железа исследована при воздействии серии из 120 сдвоенных лазерных импульсов на пористую мишень, установленную под углом 45 градусов к падающему излучению и подложке на расстоянии 5 мм при атмосферном давлении воздуха и различных энергиях и между импульсных интервалах.

Фотографии поверхности стекла с нанесенным покрытием из оксидов кальция, полученные с помощью микроинтерферометра Линника МИИ-4 при увеличении в 480 раз, приведены на рис. 1. Энергия каждого импульса излучения ≈ 55 мДж, а временной интервал между сдвоенными импульсами – 10 мкс

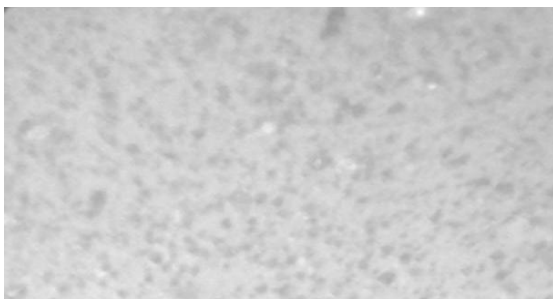


Рис. 1. Изображение поверхности стекла после напыления оксидов кальция сдвоенными лазерными импульсами на полированную поверхность стекла

Химическая активность кальция высока, но ниже, чем всех других щелочноземельных металлов. Он легко взаимодействует с кислородом, углекислым газом и влагой воздуха. Алюминий также быстро окисляется на воздухе. Полученные зависимости позволяют, варьируя состав фосфатов и порядок нанесения растворов, получать необходимый диаметр капли для разработки методики введения определенного количества металлов в плазму и на поверхность твердого тела.

Выбирая энергию импульсов, временной интервал между импульсами, вид и концентрацию соединений металлов можно управлять процессами образования вещества как в плазме, так и на поверхности. В зависимости от состава соединений в данном способе возможно получение нанопорошков как чистых оксидов металлов, так и нанопорошков композиционного состава.

В.А. КОЛЧИНСКИЙ, Р.В. РОМАШКО, О.Т. КАМЕНЕВ
Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток

ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСЕЙ НА ФОТОХРОМНЫЕ СВОЙСТВА GaN

Данная работа посвящена исследованию влияния примесей, вносимых в фоторефрактивный кристалл нитрида галлия, на изменение его фотохромных свойств.

В настоящее время лазерные измерительные технологии находят все более широкое применение в задачах метрологии, в то время как методы оптической интерферометрии рассматриваются как одни из наиболее чувствительных для регистрации сверхмалых физических величин. Вместе с тем, такая высокая чувствительность интерферометрических систем делает их в значительной степени подверженными влиянию внешних неконтролируемых факторов (случайные механические воздействия, дрейф температуры, давления и пр.), что в большинстве случаев делает невозможным или крайне затруднительным практическое применение интерферометрических систем в реальных условиях.

Альтернативой служит измерительная система [1], построенная на основе динамических фоторефрактивных голограмм, приобретающая адаптивные свойства, что обеспечивает высокую помехозащищенность измерительной системы и, как следствие, устойчивое детектирование слабых воздействий в реальных условиях.

Среди фоторефрактивных материалов [2] одним из наиболее перспективных в настоящее время является нитрид галлия, поскольку обладает, с одной стороны, широкой запрещенной зоной (3,4 эВ), а с другой стороны – большой подвижностью зарядов (от 100 до 900 см²/В·с). Это обеспечивает возможность перехода в синюю область спектра при сохранении быстрого отклика, что открывает перспективы более эффективного применения оптической измерительной системы для исследования микромасштабных объектов за счет возможности обеспечения более плотной фокусировки.

В настоящей работе проводилось исследование фотохромных свойств кристаллов GaN (чистых и допированных кремнием), а также кристалла, сформированного на сапфировой подложке. Спектры пропускания образцов GaN представлены на рис. 1а.

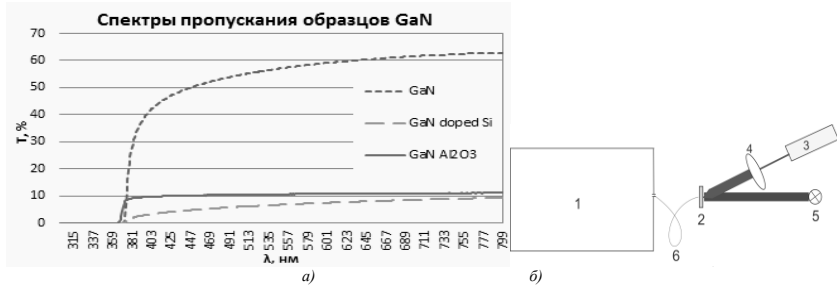


Рис. 1. Спектры пропускания образцов GaN (а); схема установки (1 – спектрофотометр, 2 – исследуемый образец, 3 – лазер, 4 – линза, 5 – источник белого света, 6 – оптоволокну) (б)

Схема собранной установки представлена на рис. 1б. Спектры пропускания образцов были померены в условиях присутствия накачки различных длин волн (444, 560 и 659 нм). В облученных образцах GaN были обнаружены фотоиндуцированные добавки к спектру пропускания (рис. 2б), что не наблюдалось в чистом образце нитрида галлия без примесей (рис. 2а).

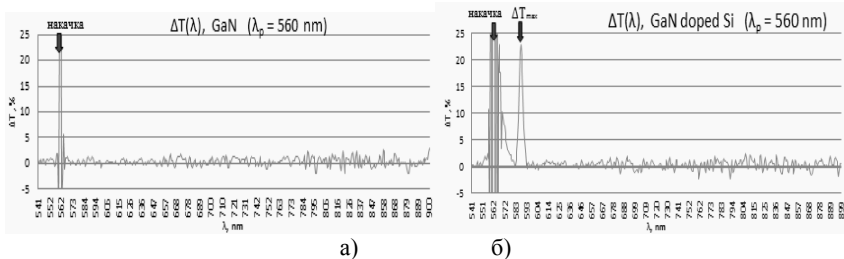


Рис. 2. Разность спектров пропускания до и после облучения лазерной накачкой: GaN, 560нм (а); GaN, допированный кремнием, 560 нм (б)

Полученные результаты будут полезны для реализации адаптивного интерферометра на основе тонких кристаллов GaN, работающего с использованием излучения из синей и/или УФ областей спектра.

Работа выполнена при поддержке ДВО РАН, проект 12-НСС-008.

Список литературы

- Stepanov S.I. Adaptive interferometry: a new area of applications of photorefractive crystals. International trends in optics, ed. J.W. Goodman. New York, London: Academic Press, 1991. Ch.9.
- Gunter P., Huignard J-P. Photorefractive materials and their applications. Springer, 2007. Ch.11.

О.Н. ШИШКАНОВ, А.П. БОЙЧЕНКО
Кубанский государственный университет, Краснодар

ЭЛЕКТРОПОЛЕВАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ГАЛОГЕНСЕРЕБРЯНОЙ ФОТОПЛЕНКИ Agfa

На галогенсеребряной фотопленке для рентгенографии Agfa F8-DNT-1200 впервые обнаружена высокая электрополевая чувствительность при напряжении 0,5 кВ и экспозиции 10 с. Описаны условия эксперимента, при которых достигнута такая возможность.

С тех пор как был обнаружен «электротопографический эффект» (ЭТГЭ) на галогенсеребряных фотоматериалах (AgHal) [1, 2] прошло более 40 лет. За это время «электротопография» обогатилась новыми возможностями – получением изображений не только в электрическом, но и в его сочетании с магнитным полем [3]. Авторами ЭТГЭ был установлен минимальный порог напряжения в 1,2 кВ, при котором формировались электрополевые изображения (ЭПИ) на фотопластинках для электронографии [1]. Настоящая работа посвящена выявлению минимального напряжения формирования ЭПИ для современных AgHal-фотоматериалов на примере рентгеновской фотопленки фирмы «Agfa», как имеющей новый тип кристаллов с развитой поверхностью и обладающей высокой свето- и рентгеночувствительностью, что удовлетворяет условиям реализации ЭТГЭ [1].

Электрополевая экспозиция названной фотопленки проводилась на установке, схема конструкции которой приведена на рис. 1. Здесь 1 – плоский металлический электрод; 2 – цилиндрический электрод; 3 – диэлектрическая полимерная подложка исследуемой фотопленки; 4 – ее фотоэмульсионные слои; 5 – воздушный промежуток толщиной ~0,5 мм.

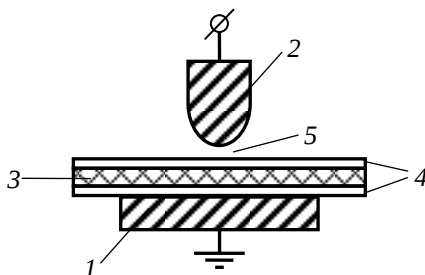


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для получения ЭПИ

На электроды подавалось постоянное напряжение от 0,5 до 2 кВ и экспозицией от 10 до 120 с. После чего фотопленка обрабатывалась в регламентированном для нее проявителе «Ренмед-В-Ф», а полученные на ней ЭПИ денситометрировались. Уже первые результаты экспериментов показали, что при напряжении 0,5 кВ и времени экспозиции 10 с происходит достоверное формирование ЭПИ, являясь дополнительным подтверждением их коалесцентного механизма, предложенного в [1], и не связанного с ионизационными процессами в газе. На рис. 2 представлена типичная «электротопограмма»

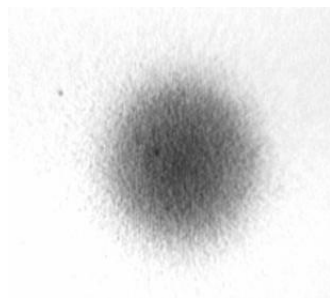


Рис. 2. ЭПИ
(«электротопограмма»)
цилиндрического
электрода на
рентгеновской
фотопленке Agfa

цилиндрического электрода, полученная при указанном напряжении. Как по нему видно, на изображении отсутствуют внутренние кольцевые структуры, типичные для прямого контакта электрода с AgHal-фотоэмульсионным слоем, а так же «Фигуры Лихтенберга», характерные для газоразрядных явлений.

Обнаруженная минимальная величина напряжения формирования ЭПИ на исследованной фотопленке открывает перспективы совершенствования как самой «электротопографии» и ее научно-технических приложений, так и синтеза новых AgHal-фотоматериалов с высокими свето- и электрополевой чувствительностью. Кроме того, полученный результат указывает на возможность синтеза и получения ЭПИ на несеребряных фотоматериалах, пригодных для дефектоскопии.

Список литературы

1. Кравцов А.Е., Пипа В.А., Резников М.А., Фок М.В. Электротопографический эффект в фотоэмульсиях и его применение. Труды ФИАН. 1981. Т.129. С.13–65.
2. Кравцов А.Е., Пипа В.А., Резников М.А., Фок М.В. О природе электрочувствительности фотографических эмульсионных слоев. Журнал научной и прикладной фотографии и кинематографии. 1977. Т.22. №3. С.186–195.
3. Бойченко А.П. Изучение влияния магнитного поля высокой напряженности на электротопографический эффект. Тр. VII Международной конференции «Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы». Ульяновск: УлГУ, 2005. С.23.

А.К. ЕМАЛЕТДИНОВ, Р.Р. ТАЛИПОВ

Уфимский государственный авиационный технический университет

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КВАРЦА С ВИНТОВЫМИ СУПЕРДИСЛОКАЦИЯМИ КАК ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА

Обсуждается возможность разработки фотонных кристаллов на основе кварца, содержащего винтовые супердислокации. Получена система уравнений, которая описывает оптические свойства кварца с супердислокациями. Проведено моделирование и анализ решений системы.

Важным направлением современного материаловедения является разработка фотонных кристаллов для оптики, оптоэлектроники. В различных кристаллах при выращивании образуются винтовые супердислокации с полыми ядрами. В зависимости от условий выращивания кристалла супердислокации имеют диаметр от 1 нм до 1 мкм, а их плотность достигает 10^5 см^{-2} . Такая структура позволяет использовать их для получения двумерных фотонных кристаллов для оптоэлектроники. Упругое поле супердислокации будет влиять на оптические свойства такого фотонного кристалла.

В работе исследуются оптические свойства периодических структур винтовых супердислокаций – фотонных кристаллов с учетом влияния собственных напряжений на диэлектрическую проницаемость. Для анализа зонной структуры фотонного кристалла использована плоская двумерная модель, представляющая собой набор бесконечных винтовых супердислокаций, расположенных в узлах прямоугольной решетки с заданным шагом и диаметром полого ядра с другой диэлектрической проницаемостью. Для кристалла получено выражение для неоднородной диэлектрической проницаемости, определяемой полем напряжений супердислокаций. Распространение электромагнитного поля в таком кристалле описывается уравнениями Максвелла. Для исследования оптических свойств использованы известные численные методы, а также метод разложения по малому параметру энергии молекулярного поля супердислокаций.

Построен закон дисперсии для самой нижней ветви (разрешённой зоны) фотонного кристалла. В первом приближении закон дисперсии определяется известными выражениями. На границе зоны Бриллюэна имеются значения частот, задающие положения краёв первой запрещённой фотонной зоны. Интерференция прямой и обратной волн приводит к образованию стоячей волны. При этом распространение фотонов с энергиями, удовлетворяющими условию Брэгга, в идеальном кристалле оказывается невозможным. В этих участках спектра образуются энергетические разрывы – запрещённые зоны. Волновой механизм образования запрещённых зон является общим для всех периодических структур. Приведены оптические спектры отражения, характеризующие параметры фотонных зон, присутствующих в видимой области спектра.

Проведено исследование упрощенной модели зонной энергетической структуры фотонных кристаллов, позволяющие в аналитическом виде установить дисперсионные зависимости для групповой скорости фотонов в таком фотонном кристалле. Скорость фотонов (групповая скорость соответствующих электромагнитных волн) становится очень малой вблизи границы зоны Бриллюэна. Если направления векторов групповой и фазовой скоростей совпадают, то показатель преломления является положительным. Если же эти направления взаимно противоположны, то показатель преломления является отрицательным. Учет влияния собственных напряжений супердислокаций производится во втором приближении.

Получены оценки изменения закона дисперсии, дисперсионной зависимости для групповой скорости и эффективной массы фотонов от величины вектора Бюргерса супердислокации, радиуса ядра и шага решетки. Таким образом, можно получать двумерные фотонные кристаллы из различных кристаллов на основе периодических решеток супердислокаций, полые ядра которых можно заполнять веществами с разными оптическими и электрофизическими свойствами.

В.Б. ВОЛОШИНОВ, А.В. МУРОМЕЦ, А.С. ТРУШИН
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

ФАЗОВЫЕ ЗАДЕРЖКИ В СЕКЦИОНИРОВАННЫХ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯХ АКУСТООПТИЧЕСКИХ ЯЧЕЕК

Представлены результаты теоретического и экспериментального исследования перестраиваемых акустооптических фильтров, используемых для анализа оптических изображений. Акустические волны в подобных фильтрах возбуждаются секционированными преобразователями больших размеров. Показано, что распространение управляющего электрического сигнала по секциям преобразователя сопровождается появлением фазовых сдвигов. Доказано теоретически и подтверждено экспериментами в фильтрах на кристаллах парателлурита и дигидрофосфата калия, что величина фазовой задержки увеличивается с ростом частоты управляющего электрического сигнала. На частотах ультразвука 100 - 250 МГц зарегистрирована временная задержка 1.5 - 2.0 нс между крайними секциями секционированных преобразователей и 0.16 - 0.2 нс между соседними секциями. Обсуждается влияние фазовых задержек на спектральную аппаратную функцию акустооптических устройств фильтрации.

Получены результаты теоретического и экспериментального исследования некоторых модификаций перестраиваемых акустооптических фильтров, в которых акустические волны возбуждаются с помощью секционированных пьезоэлектрических преобразователей [1-4]. Спектральная функция пропускания подобных фильтров исследована для случая преобразователей больших размеров с протяженной длиной l и шириной d . Известно, что именно преобразователи с большими линейными апертурами используются в фильтрах для анализа изображений, так как спектральное и пространственное разрешение при обработке изображений улучшается с увеличением размера преобразователя. Коэффициент пропускания устройств фильтрации также возрастает с увеличением длины излучателя звука l [1-4]. Изготовление преобразователей с большими параметрами l и d сопряжено со сложностями, так как преобразователи необходимо разделять на секции и соединять их электрически последовательно. Подобным способом удастся значительно уменьшить статическую емкость преобразователей и увеличить активную часть их импеданса. Это позволяет существенно упростить согласование электрических параметров преобразователя и генератора электрических сигналов.

Анализ показывает, что распространение управляющего электрического сигнала по секциям преобразователя неизбежно сопровождается появлением электрических фазовых задержек между соседними секциями излучателя звука. Это означает, что секционированный преобразователь представляет собой электрическую линию задержки. Расчеты показывают, что фазовая задержка между секциями преобразователя увеличивается с ростом частоты управляющего электрического сигнала, а суммарный сдвиг фаз между крайними секциями секционированного преобразователя прямо пропорционален числу соединенных секций. Таким образом, акустические волны, генерируемые отдельными секциями преобразователя, также сдвинуты по фазе относительно друг друга.

На основании проведенного рассмотрения сделан вывод о том, что существование фазовых сдвигов должно приводить к изменению формы спектральной кривой пропускания фильтров: в приборах обнаруживается асимметрия боковых лепестков. Предсказания теории были подтверждены в экспериментах, проведенных с акустооптическими фильтрами, изготовленными из кристаллов парателлурита и дигидрофосфата калия [4]. Оказалось, что величина фазовой задержки увеличивается с ростом частоты управляющего электрического сигнала. На частотах ультразвука 100 - 250 МГц в парателлурите между крайними секциями секционированного преобразователя зарегистрирована временная задержка около 1.5 - 2.0 нс и 0.15 - 0.20 нс между соседними секциями. Общая длина преобразователя из ниобата лития X-среза была равна $l = 0.7$ см, а число секций равнялось семи. В докладе обсуждается влияние фазовых задержек на аппаратные функции акустооптических устройств фильтрации.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда фундаментальных исследований, гранты № 10-07-00683а и № 12-02-31036 мол_а.

Список литературы

1. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985.
2. Xu J., Stroud R. Acousto-optic devices and their applications. New York: Wiley, 1992.
3. Goutzoulis A., Pape D. Design and fabrication of acousto-optic devices. New York: Marcel Dekker, 1994.
4. Voloshinov V.B., Gupta N. Ultraviolet-visible imaging acousto-optic tunable filters in KDP. Applied Optics. 2004. V.43. P.3901-3908.

И.Б. КУТУЗА¹, В.Э. ПОЖАР^{1,2}, А.П. ЦАПЕНКО², А.В. ШУРЫГИН²

¹Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, Москва

²Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

СОЗДАНИЕ БАЗЫ ДАННЫХ СПЕКТРОВ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ ДЛЯ АКУСТООПТИЧЕСКИХ СПЕКТРОМЕТРОВ

Представлены результаты работы, направленной на создание базы данных спектров комбинационного рассеяния жидких углеводородов. Разработан программный модуль автоматического определения положения пиков в спектрах. Обоснована возможность его применения для обработки спектральной информации.

Целью проводимой работы является создание аналитической системы, способной получать данные по спектрам комбинационного (рамановского) рассеяния (КР) из максимально широкого круга источников информации, самостоятельно измерять спектр КР, учитывать особенности измерительной системы, при работе с измеренными спектрами, проводить аналитические исследования, расширять функциональные возможности.

КР представляет собой один из процессов взаимодействия оптического излучения с веществом и проявляется в виде смещения длины волны рассеянного излучения по отношению к падающему. Информация, получаемая из анализа спектров КР, является мощным инструментом изучения строения и состава веществ. Используя методы анализа спектров КР возможно проведение качественного и количественного анализа сложных органических смесей. Неразрушающий характер анализа придает ему большой практический интерес.

Являясь очень информативным, КР имеет малую интенсивность, что затрудняет процесс измерения. Развитие техники позволило создавать относительно недорогие измерительные комплексы, способные надежно регистрировать спектры КР. Это дало толчок к широкому использованию спектроскопии КР не только в научных, но и в чисто практических целях: в задачах идентификации веществ, контроля качества и т.д.

Решение такого рода практических задач невозможно без использования баз данных спектров КР простых веществ. Спектральные базы данных [1, 2] являются наиболее удобным и надежным средством идентификации соединений. Базы, представленные в электронно-цифровом виде, позволяют автоматизировать и значительно ускорить

процессы поиска, реализовывать различные алгоритмы сравнения анализируемого и библиотечных спектров, осуществлять многостадийный анализ веществ сложного состава.

Несмотря на существование большого количества каталогов спектров КР таких веществ, измеренных на спектрометрах с высоким спектральным разрешением, имеется необходимость создания базы данных спектров невысокого разрешения ($\lambda/\Delta\lambda \sim 10^2$ - 10^3), так как это позволит избежать определенного, требуемого при сравнении результатов, пересчёта спектральных данных, являющегося отдельной непростой задачей.

В НТЦ УП РАН разработаны и созданы спектрометры на основе акустооптических (АО) фильтров, в том числе и для измерения спектров КР твердых и жидких образцов. В состав спектрометра входят твердотельный лазер с диодной накачкой и удвоением частоты (532 нм), с регулируемой выходной мощностью излучения до 100-200 мВт в непрерывном режиме, Y-образный оптоволоконный зонд и спектрометр видимого диапазона (0,45-0,75 мкм) на основе двойного перестраиваемого АО фильтра. В НТЦ УП РАН имеется также коллекция образцов жидких углеводородов высокой степени очистки (~100 образцов).

Спектры, получаемые с помощью КР АО спектрометров, помещаются в специально разработанную базу данных учитывающую специфику кусочных спектров, регистрируемых АО спектрометрами. Информация, внесённая в базу данных, подвергается обработке разработанным программным модулем определения положения пиков в спектрах КР. По завершении, проводится сравнение полученного массива данных с эталонными данными. Полученные результаты важны для экспресс-анализа образцов в естественных условиях с использованием компактных КР АО спектрометров.

Авторы выражают благодарность проф. Г.Н. Жижину за представленные образцы.

Список литературы

1. Стерин Х.Е., Алексанян В.Т., Жижин Г.Н. Каталог спектров КР углеводородов. М.: Наука, 1976.
2. Купцов А.Х., Жижин Г.Н. Фурье-КР и Фурье-ИК спектры полимеров. М.: Физматлит, 2001.
3. Пустовойт В.И., Пожар В.Э., Отливанчик Е.А. и др. Современные средства и методы акустооптической спектрометрии. Успехи современной радиоэлектроники. 2007. Вып.8. С.48-56.
4. Kutuza I.B., Pozhar V.E., Pustovoit V.I. Raman acousto-optical spectrometer testing. XVI European frequency and time forum. Preliminary program and Abstracts. St.Peterburg, 2002. P.199.

А.П. МЕЛЕХОВ, Д.В. ЛАВРУХИН

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ТЕМПЕРАТУРНЫХ ВОЛН ПРИ ИЗУЧЕНИИ ВЛИЯНИЯ ВНЕШНИХ ПОЛЕЙ НА АКУСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВОДЫ

Применение метода температурных волн позволяет оценить влияние магнитного поля на акустические свойства воды и водных растворов. С этой целью проведена серия сравнительных экспериментов с воздействием на образец магнитного поля и без воздействия поля. Максимальная величина неоднородного магнитного поля в образце $B \approx 0.27$ Тл.

Известно, что некоторые свойства воды и водных растворов изменяются во внешних магнитных и электрических полях [1].

Чтобы увидеть эти изменения в образцах, было применено температурное воздействие на образец близкое к методу температурных волн и акустооптическая регистрация акустических колебаний. Схема эксперимента описана в [2, 3]. Величина магнитного поля в области измерения $B \approx 0.27$ Тл. Температура образца измеряется терморезистивным датчиком с точностью $\pm 0.01^\circ\text{C}$.

На рис. 1 показаны результаты измерения температуры образца и фазы акустических колебаний в отсутствии (а) и при наличии (б) внешнего поля.

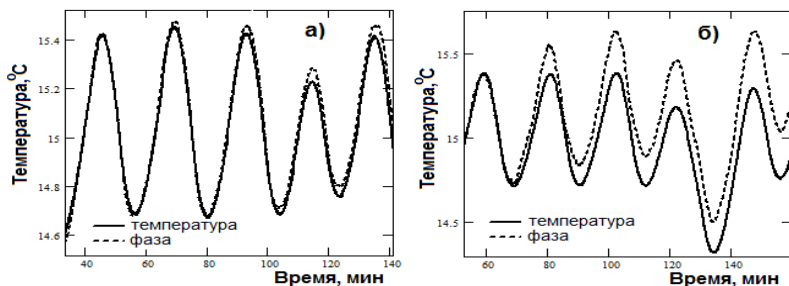


Рис. 1. Изменение температуры образца и фазы акустического сигнала в течение эксперимента: без внешнего поля (а) и с магнитным полем (б)

В приведённых на рисунках результатах, фаза акустических сигналов сопоставляется по первому периоду температурной волны (за счёт масштабирования и сдвига) с температурой образца. Образец –

дистиллированная вода. На рис. 2 показана зависимость фазы акустических колебаний от температуры.

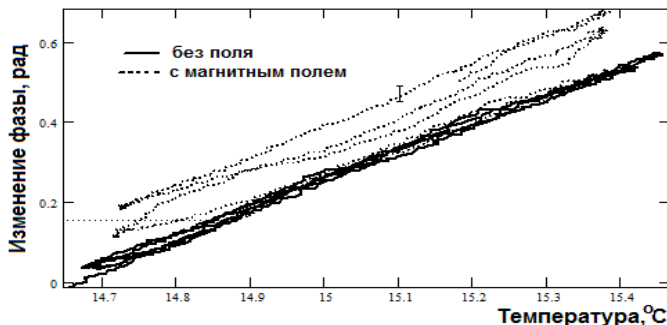


Рис. 2. Зависимость фазы акустического сигнала от температуры образца для случаев с магнитным полем и без поля

Представим изменение фазы в виде: $\Delta\varphi \approx \frac{\Delta c}{c^2} \cdot \omega \cdot x$, (1)

здесь Δc — изменение скорости звука (линейная функция температуры для малого ΔT); c — скорость звука в воде; ω — частота акустических колебаний; x — координата точки измерения.

Из рис. 2 видно, что при отсутствии внешнего поля разброс фазы акустических сигналов порядка ошибки измерения и сама зависимость может быть аппроксимирована линейной функцией (см. уравнение 1).

В случае с магнитным полем мы видим нелинейную зависимость фазы акустических колебаний от температуры. На рис. 1 видно, что фаза в обоих случаях со временем отклоняется от температурной кривой. Возможно, это связано с тем, что не учитывалось влияние самого акустического “облучения” на образец.

Список литературы

1. Hosoda H., Mori H., Sogoshi N., Nagasawa A., Nakabayashi S. Refractive indices of water and aqueous electrolyte solutions under high magnetic fields. J. Phys. Chem. 2004. 108. P.1461-1464.
2. Лаврухин Д.В., Мелехов А.П. Особенности применения импульсного ультразвука для акустооптического метода исследования влияния магнитного поля на свойства воды. Труды научной сессии МИФИ-2011: Конференция по фотонике и информационной оптике. С.55.
3. Лаврухин Д.В., Мелехов А.П. Применение термостатирования при исследовании влияния магнитного поля на акустические свойства воды. Труды научной сессии МИФИ-2012: Конференция по фотонике и информационной оптике. С.120.

А.В. СЮЙ, Н.В. СИДОРОВ¹, М.Н. ПАЛАТНИКОВ¹,
А.Ю. ГАПОНОВ, Е.А. АНТОНЫЧЕВА

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск

*¹Институт химии и технологии редких элементов и минерального сырья
им. И.В. Тананаева Кольского научного центра РАН, Апатиты, Мурманская обл.*

ФОТОРЕФРАКТИВНОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В КРИСТАЛЛАХ $\text{LiNbO}_3:(\text{Y}+\text{Mg})$

Исследована временная зависимость фоторефрактивного рассеяния света в монокристаллах ниобата лития $\text{LiNbO}_3:(\text{Y}+\text{Mg})$ (0,24 мас. % + 0,63 мас. %).

Фоторефрактивное рассеяние света (ФРПС) представляет собой особый случай голографических эффектов и является одним из ограничивающих факторов, ухудшающих качество голограмм [1, 2]. В литературе подробно исследовано ФРПС в монокристаллах ниобата лития конгруэнтного состава ($\text{Li/Nb}=0,946$), легированных “фоторефрактивными” катионами одного вида Fe или Cu. Обзор исследований дан в [1]. В данной работе впервые выполнены исследования ФРПС в монокристаллах ниобата лития конгруэнтного состава, легированных “нефоторефрактивными” катионами двух видов Y и Mg (0,24 мас. % + 0,63 мас. %).

Монокристаллы выращивались методом Чохральского. Использовались образцы в виде параллелепипедов $\approx 8 \times 6 \times 4 \text{ мм}^3$ с ребрами, параллельными кристаллофизическим осям X, Y, Z соответственно. Для возбуждения ФРПС использовано излучение лазера на Y:Al гранате MLL-100 ($\lambda_0=530 \text{ нм}$), мощностью 160 мВт. Рассеянное излучение падало на полупрозрачный экран, размещенный за кристаллом, и регистрировалось цифровой видеокамерой. При облучении кристалла $\text{LiNbO}_3:(\text{Y}+\text{Mg})$ (0,24 мас. % + 0,63 мас. %) лазерным излучением $\lambda=532 \text{ нм}$ мощностью 160 мВт, на экране за кристаллом появляется трехслойная спекл-картина вытянутая в виде симметричной восьмерки вдоль полярной оси кристалла P_s [3]. Центральный слой (след от лазерного луча) представляет собой самое яркое по интенсивности пятно в форме равностороннего ромба и расположен в правом лепестке восьмерки. Второй слой имеет форму правильной восьмерки с меньшей интенсивностью свечения, и крайний слой равной ширины по всему периметру спекл-картины имеет вид коротких ломаных линий. После 20 минут облучения кристалла $\text{LiNbO}_3:(\text{Y}+\text{Mg})$ (0,24 мас. % + 0,63 мас. %) спекл-картина изменяется

следующим образом. Центральный слой вытягивается вдоль полярной оси кристалла и принимает форму ассиметричного овала, а второй и третий слои уменьшаются по периметру, т.к. происходит обратная перекачка энергии из 3-го слоя во второй, и из 2-го слоя в 1-й (центральный слой). При этом наблюдается угнетение индикатрисы рассеяния (рис. 1).

Таким образом, сочетание катионов Y^{3+} и Mg^{2+} в структуре ниобата лития дают понижение эффекта фоторефракции в процессе облучения. В этой связи интересен вопрос подбора соответствующих концентраций для полного гашения фоторефрактивного эффекта. Но так как данный вопрос невозможно теоретически просчитать и многое здесь определяется подбором концентраций легирующих примесей, а также технологическими факторами выращивания монокристалла, то мы остановились только на демонстрации того, что такое решение тоже может быть реализовано.

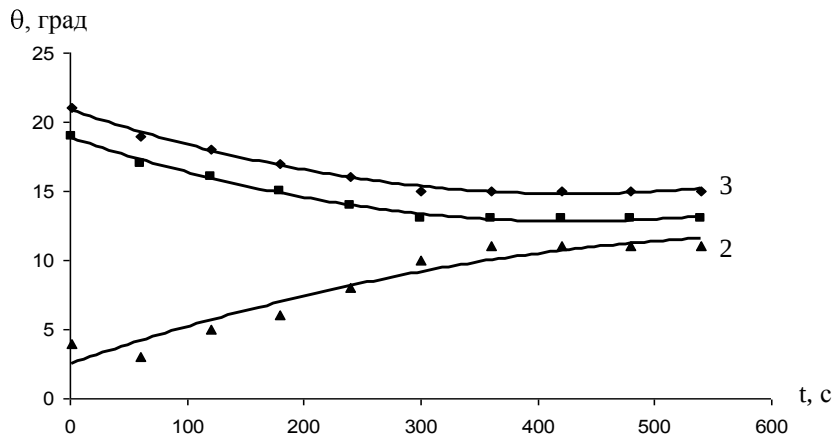


Рис. 1. Зависимость угла фоторефрактивного рассеяния света от времени в кристалле $LiNbO_3:(Y+Mg)$ (0,24 мас. % + 0,63 мас. %) при мощности 160 мВт. 1 – 1-й (центральный) слой спекл-картины; 2 – 2-й слой спекл-картины; 3 – 3-й слой спекл-картины

Список литературы

1. Максименко В.А., Сюй А.В., Карпец Ю.М. Фотоиндуцированные процессы в кристаллах ниобата лития. М.: Физматлит, 2008.
2. Сидоров Н.В., Волк Т.Р., Маврин Б.Н., Калинин В.Т., Ниобат лития: дефекты, фоторефракция, колебательный спектр, поляритоны. М.: Наука, 2003.
3. Сидоров Н.В., Сюй А.В., Палатников М.Н., Калинин В.Т. Трехслойная спекл-структура в фоторефрактивном монокристалле ниобата лития. Доклады академии наук. 2011. Т.437. №3. С.352–355.

Е.С. ХУДЯКОВА, М.Г. КИСТЕНЕВА,
С.М. ШАНДАРОВ, Ю.Ф. КАРГИН¹

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники
¹Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, Москва

ВЛИЯНИЕ ИК ЗАСВЕТКИ НА СПЕКТРАЛЬНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В НЕЛЕГИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ СИЛИКАТА ВИСМУТА

Представлены результаты экспериментальных исследований спектральных зависимостей оптического поглощения в нелегированных кристаллах силиката висмута и влияния на эти спектры ИК засветки с длиной волны 1064 нм.

В [1] сообщалось, что кристаллы силиката висмута $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO) просветляются в спектральном диапазоне 490-900 нм после засветки лазерным излучением ИК диапазона при комнатной температуре.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований спектров оптического поглощения в диапазоне 390–1100 нм в нелегированных кристаллах BSO и их изменений, вызванных засветкой импульсным лазерным излучением ($\lambda = 1064$ нм) со средней интенсивностью 363 мВт/см^2 в течение времени от 45 до 60 мин. В экспериментах использовалась серия образцов среза (100), нарезанных из пластин с толщиной от 0,5 до 2,64 мм нелегированного кристалла силиката висмута различного происхождения.

В образце с толщиной $d = 2,64$ мм ИК облучение в течение 45 мин приводило к уменьшению поглощения в спектральном диапазоне 480-900 нм (рис. 1а). Спектральная характеристика $\Delta k(\lambda)$, полученная

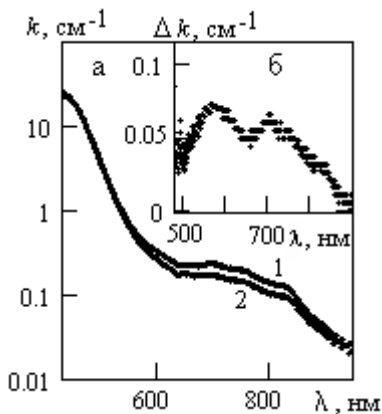


Рис. 1. Спектральные зависимости коэффициента поглощения (а) и его изменений (б) в образце BSO ($d = 2,64$ мм): 1 – в исходном состоянии; 2 – после облучения лазерными импульсами ($\lambda = 1064$ нм)

вычитанием экспериментальных данных для зависимостей 1 и 2 (рис. 16), имеет резонансный характер с максимумами при $\lambda_1 = 563$ нм и $\lambda_2 = 700$ нм. Малые изменения оптического пропускания в этом образце в спектральном диапазоне $\lambda < 480$ нм не позволили получить надежные результаты по влиянию ИК облучения в коротковолновой области.

Уменьшение оптического поглощения в спектральном диапазоне 390-410 нм после облучения его лазерными импульсами с длиной волны 1064 нм удалось зафиксировать в тонком образце BSO с толщиной 0,5 мм. Спектральные зависимости изменений в оптическом поглощении в этом образце представлены на рис. 2. Как видно из рис. 2, рост времени облучения образца приводит к увеличению наведенных изменений в оптическом поглощении.

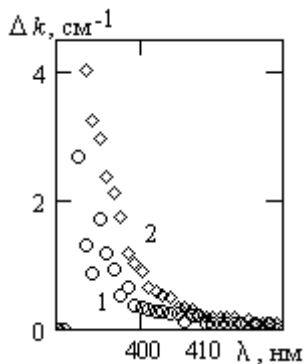


Рис. 2. Спектральные зависимости изменений в коэффициенте поглощения в образце BSO ($d = 0,5$ мм) после облучения лазерными импульсами ($\lambda = 1064$ нм): 1 – в течение 45 мин; 2 – в течение 60 мин

При исследовании различных образцов BSO, нами были обнаружены для них различия в спектральных зависимостях вблизи края оптического поглощения, в спектральном диапазоне 390-500 нм. В результате проведенной численной аппроксимации было получено, что исследованные кристаллы отличаются по значению параметра, характеризующего поведение поглощения вблизи его края в соответствии с известным правилом Урбаха [2]. Экспериментально было получено, что для некоторых из исследованных образцов BSO, имеющих различные значения найденного параметра, не удастся зафиксировать влияния на спектры поглощения ИК засветки с использованными характеристиками.

Работа выполнена в рамках Госзадания Минобрнауки РФ на 2012 г. (проект № 7.2647.2011) и при поддержке РФФИ (проект № 12-02-90038-Бел_а).

Список литературы

1. Kisteneva M.G., Akrestina A.S., Shandarov S.M., Smirnov S.V. Photo- and thermoinduced changes of the optical absorption in $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ crystals. J. Journal of Holography and Specle. 2009. V.5. P.1-6.
2. Малиновский В.К., Гудаев О.А., Гусев В.А. и др. Фотоиндуцированные явления в силенитах. Новосибирск: Наука, 1990.

М.Н. ЛИТВИНОВА, В.А. ЛИТВИНОВА,
С.Г. ДЯТЕЛ, Н.Д. ЛИННИК

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск

СПЕКТРЫ ПРЕОБРАЗОВАННОГО ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СТЕХИОМЕТРИЧЕСКОМ И КОНГРУЭНТНОМ КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ

Получены спектры широкополосного теплового излучения, преобразованного в видимый диапазон в кристаллах ниобата лития стехиометрического и конгруэнтного составов. Показано, что характеристики спектров преобразованного излучения определяются составом кристалла и могут быть применены для определения отношения $R = \text{Li}/\text{Nb}$ в кристалле ниобата лития.

Для практического применения кристаллов ниобата лития важнейшей является зависимость от стехиометрии показателей преломления, которая определяет влияние стехиометрии на условия синхронизма при нелинейно-оптическом взаимодействии [1, 2]. Прямое определение соотношения $R = \text{Li}/\text{Nb}$ в расплаве связано с определенными трудностями, поэтому для определения стехиометрии кристалла ниобата лития используются зависимости физических характеристик ниобата лития от его состава.

Наиболее широкое применение получили кристаллы ниобата лития конгруэнтного состава благодаря их высокому оптическому качеству, однако данные кристаллы обладают высоким фоторефрактивным эффектом. Кристаллы ниобата лития стехиометрического состава $R = 1$ более стойки к оптическому повреждению, но обладают большой оптической неоднородностью, которая резко снижает эффективность нелинейно-оптических преобразований [3].

В работе исследованы монокристаллы ниобата лития стехиометрического состава ($\text{Li}/\text{Nb}=1$), выращенные методом Чохральского из расплава с 58,6 моль % Li_2O , и монокристаллы ниобата лития конгруэнтного состава, выращенные методом Чохральского из расплава конгруэнтного состава с 48,6 моль % Li_2O . Эти образцы отличаются упорядочением структурных единиц катионной подрешетки вдоль полярной оси кристалла.

При распространении расходящегося пучка широкополосного ИК излучения в нелинейно-оптическом кристалле, в направлении фазового синхронизма для одной из входящих частот происходит генерация второй гармоники и суммарных частот [4]. Условия синхронизма при нелинейно-

оптическом взаимодействии определяются зависимостью показателей преломления от отношения $R = \text{Li}/\text{Nb}$ в кристалле ниобата лития.

Получены спектры широкополосного излучения, преобразованного в монокристаллах ниобата лития стехиометрического и конгруэнтного составов в условиях не критичного 90-градусного синхронизма при реализации векторных взаимодействий оо-е типа (рис. 1). Максимум спектра соответствует длине волны λ_0 , для которой выполняется условие 90-градусного фазового синхронизма. Ширина спектра преобразованного излучения зависит от типа кристалла, его толщины, типа взаимодействия и от положения частоты синхронизма в спектре падающего излучения [4].

Максимум в спектре кристалла стехиометрического состава наблюдается на длине волны $\lambda_0 = 495$ нм, а максимум в спектре кристалла конгруэнтного состава соответствует длине волны $\lambda_0 = 525$ нм (рис. 1). Полуширина спектра $\Delta\lambda_{1/2}$, а также относительная эффективность

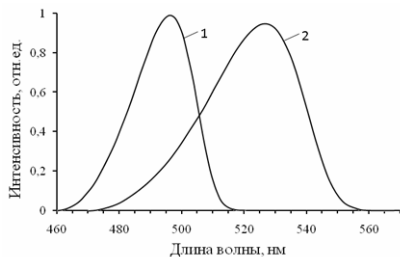


Рис. 1. Спектры преобразованного широкополосного излучения в кристалле ниобата лития:

1 – LiNbO_3 стех, 2 – LiNbO_3 конгр

преобразования η , для кристалла конгруэнтного состава превышают данные значения для кристалла стехиометрического состава.

Полученные результаты хорошо коррелируют с данными спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС) и результатами, полученными с помощью метода оценки отношения $R = \text{Li}/\text{Nb}$, использующего особенности векторного синхронизма в ниобате лития [2, 3].

Таким образом, при увеличении отношения $R = \text{Li}/\text{Nb}$ в кристалле ниобата лития максимум спектра преобразованного широкополосного излучения смещается в область коротких длин волн, а эффективность преобразования уменьшается. Изменение отношения $R = \text{Li}/\text{Nb}$ на тысячные доли приводит к смещению максимума на 10–30 нм.

Список литературы

1. Кузьминов Ю.С. Электрооптический и нелинейно-оптический кристалл ниобата лития. М.: Наука, 1987.
2. Блистанов А.А. Кристаллы квантовой и нелинейной оптики. М.: МИСИС, 2000.
3. Сидоров Н.В., Палатников М.Н., Габриелян В.Т. и др. Неорганические материалы. 2007. 43. №1. С.66–73.
4. Кривошеков Г.В., Колпаков Ю.Г., Самарин В.И. и др. Журнал прикладной спектроскопии. 1979. Т.30. №5. С. 884–889.

А.В. СЮЙ, Н.В. СИДОРОВ¹, М.Н. ПАЛАТНИКОВ¹,
А.Ю. ГАПОНОВ, Е.А. АНТОНЫЧЕВА

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск

*¹Институт химии и технологии редких элементов и минерального сырья
им. И.В. Тананаева Кольского научного центра РАН, Апатиты, Мурманская обл.*

ВЛИЯНИЕ КАТИОНОВ Gd НА ФОТОРЕФРАКТИВНЫЕ СВОЙСТВА СТЕХИОМЕТРИЧЕСКИХ МОНОКРИСТАЛЛОВ ИНОБАТА ЛИТИЯ

Проведены сравнительные исследования фоторефрактивных свойств номинально чистых стехиометрических кристаллов и стехиометрических кристаллов с примесью Gd. Установлено, что даже малая концентрация Gd (0,001 % вес.) значительно ухудшает фоторефрактивные свойства стехиометрических кристаллов ниобата лития.

Ниобат лития является фазой переменного состава и имеет широкую область гомогенности на фазовой диаграмме, отличается глубокодефектной структурой и многие его физические свойства существенно зависят от состава и состояния дефектности катионной и кислородной подрешеток [1]. В формировании оптических свойств важную роль играют дефекты с локализованными на них электронами, так как именно они участвуют в фотопроцессах и обеспечивают пространственное разделение заряда, который в свою очередь формирует внутри кристалла электрическое поле, изменяющее показатель преломления кристалла [2]. Из-за измененного показателя преломления происходит отклонение света от прямолинейного распространения – фоторефрактивное рассеяние света (ФРРС).

Монокристаллы выращивались методом Чохральского с содержанием 50,0 моль. % Li_2O . Использовались образцы в виде параллелепипедов $\approx 8 \times 8 \times 8 \text{ мм}^3$ с ребрами, параллельными кристаллофизическим осям X, Y, Z соответственно. Для возбуждения ФРРС использовано излучение лазера на Y:Al гранате MLL-100 ($\lambda_0=530 \text{ нм}$), мощностью 160 мВт. Рассеянное излучение падало на полупрозрачный экран, размещенный за кристаллом, и регистрировалось цифровой видеокамерой. При облучении образцов лазерным излучением $\lambda_0=532 \text{ нм}$ мощностью 160 мВт, на экране за кристаллом появляется трехслойная спекл-картина вытянутая в виде симметричной восьмерки вдоль полярной оси кристалла P_s [3]. С течением времени индикатриса рассеянного света изменяется (рис. 1).

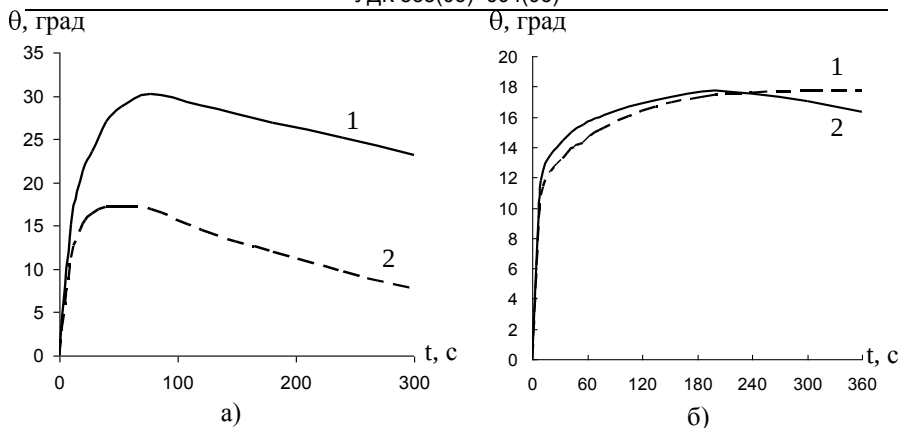


Рис. 1. Зависимость угла ФРПС от времени при мощности излучения 160 мВт.

а) в кристалле $\text{LiNbO}_3\text{стех}$; б) в кристалле $\text{LiNbO}_3\text{стех:Gd}$ (0,001 % вес.);

1 – положительное направление полярной оси;

2 – отрицательное направление полярной оси

В обоих случаях происходит перекачка энергии из внешних слоев спекл-картины во внутренние, т.е. в центральное пятно. Из рис. 1 следует, что образцы $\text{LiNbO}_3\text{стех}$ обладают более выраженными фоторефрактивными свойствами по сравнению с кристаллами $\text{LiNbO}_3\text{стех:Gd}$ (0,001 % вес.), т.к. угол рассеяния света θ достигает больших значений (примерно на 40%), следовательно больше возникает электрическое поле внутри кристалла и сильнее изменяется показатель преломления кристалла, на котором происходит рассеяние света.

Таким образом, даже малое содержание Gd приводит к погашению фоторефракции в кристаллах ниобата лития на 40%, а сама примесь является нефоторефрактивной. Даже такая известная и изученная примесь как Mg не позволяет полностью погасить фоторефракцию в кристаллах ниобата лития. Вопрос о виде и концентрации примеси для полного гашения фоторефракции остается открытым.

Список литературы

1. Кузьминов Ю.С. Электрооптический и нелинейно-оптический кристалл ниобата лития. М.: Наука, 1987.
2. Сидоров Н.В., Волк Т.Р., Маврин Б.Н., Калинин В.Т., Ниобат лития: дефекты, фоторефракция, колебательный спектр, поляритоны. М.: Наука, 2003.
3. Сидоров Н.В., Сюй А.В., Палатников М.Н., Калинин В.Т. Трехслойная спекл-структура в фоторефрактивном монокристалле ниобата лития. Доклады академии наук. 2011. Т.437. №3. С.352–355.

Л.В. ЯБЛОКОВА, Д.Л. ГОЛОВАШКИН¹*Самарский государственный аэрокосмический университет им. С.П. Королёва**¹Институт систем обработки изображений РАН, Самара*

СОВМЕСТНОЕ РАЗНОСТНОЕ РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЙ ДАЛАМБЕРА И МАКСВЕЛЛА. ОДНОМЕРНЫЙ СЛУЧАЙ

Предложена методика отыскания совместного разностного решения волнового уравнения и системы уравнений Максвелла, позволяющая совместить достоинства и избежать недостатков обоих упомянутых численных методов нанофотоники. В одномерном случае на тестовых примерах продемонстрированы сходимость такого решения, возможность наложения PML-слоев и задания падающей волны по технологии TF/SF.

Разностный метод решения уравнений Максвелла (FDTD) на настоящий момент является наиболее популярным инструментом математического моделирования в нанофотонике и нанооптике, о чём свидетельствует многочисленность реализаций метода, адаптированных к решению широкого класса задач на различных вычислительных архитектурах. Вместе с тем высокие требования к системным ресурсам (в частности, к объёму оперативной памяти) сдерживают применение метода в случаях, когда аппаратная база (например, бюджетные видеопроцессоры) характеризуется высоким быстродействием, но весьма ограниченным объёмом ОЗУ.

Указанный недостаток принято преодолевать учётом природы электромагнитного излучения (введением подвижных сеточных областей [1]), особенностей строения элементов нанофотоники (декомпозицией сеточной области [2]), разработкой новых приёмов программирования (метод пирамид [3]) или обращением к разностному решению волнового уравнения [4]. Комбинированию последнего подхода с FDTD-методом и посвящена предлагаемая работа.

По сравнению с разностным решением уравнений Максвелла, аналогичное решение уравнения Даламбера позволяет в двумерном случае на треть сократить объём выделяемой оперативной памяти (сохраняются два временных сечения электрического поля вместо трёх проекций электромагнитного) и на 10% снизить число арифметических операций (10 при вычислении поля в одном узле сеточной области вместо 11 при вычислении трёх сеточных функций в ячейке Yee). Впрочем, при рассмотрении трёхмерной задачи метод FDTD становится более

предпочтительным, что ограничивает область применения развиваемого подхода двумерным случаем.

Разностное решение задачи дифракции, как правило, сопровождается заданием поглощающей подобласти (моделирующей свободное пространство) у границ оптического элемента, формированием падающей волны с определёнными амплитудно-частотными характеристиками, учётом дисперсии материала элемента, особенностей его строения и т. п. Многие эффективные приёмы решения перечисленных задач были найдены лишь к концу прошлого века, когда в силу растущей популярности FDTD-метода разностное решение волнового уравнения уже не находилось в фокусе внимания исследователей.

Перенесение современных методик, разработанных для решения уравнений Максвелла, на разностное решение волнового уравнения не всегда приводит к упрощению задачи. Так, в работе [5] авторы обращаются к заданию более сложного «прозрачного» источника вместо хорошо зарекомендовавшей себя технологии разделения полей TF/SF в силу неработоспособности последней при решении уравнения Даламбера.

Поэтому представляется целесообразным совместное разностное решение уравнений Даламбера и Максвелла, где первое привлекается для снижения требований к системным ресурсам, а участие второго позволяет использовать без модификации современные эффективные методики. В настоящей работе это методики задания поглощающих слоёв (PML) и формирования падающей волны (TF/SF), рассмотренные на примере одномерного случая с целью верификации работоспособности заявленного подхода.

Список литературы

1. Fidel B., Heyman E., Kastner R., Ziolkowski R.W. Hybrid ray-FDTD moving window approach to pulse propagation. *Journal of Computational Physics*. 1997. V.138, Is.2. P.480-500.
2. Головашкин Д.Л., Казанский Н.Л. Декомпозиция сеточной области при разностном решении уравнений Максвелла. *Математическое моделирование*. 2007. Т.19. №2. С.48-58.
3. Головашкин Д.Л., Кочуров А.В. Решение сеточных уравнений на графических вычислительных устройствах. Метод пирамид. *Вычислительные технологии*. 2012. Т.17. №3. С.55-69.
4. Козлова Е.С., Котляр В.В. Моделирование распространения короткого двумерного импульса света. *Компьютерная оптика*. 2012. Т.36. №2. С.158-164.
5. Астраханцева М.А., Головашкин Д.Л., Яблокова Л.В. Методика формирования падающей волны при разностном решении двумерного волнового уравнения. Труды седьмой Всероссийской научной конференции с международным участием “Математическое моделирование и краевые задачи”. Самара, 2010. Ч.2. С.298-301.

Н.А. КРЮКОВ, С.А ПЕГАНОВ

*Санкт-Петербургский государственный университет***О ДИСКРЕТИЗАЦИИ В ОПТИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЯХ**

В работе рассмотрена проблема дискретизации физических сигналов, представимых непрерывными функциями. В качестве модельной задачи рассмотрено измерение кинематических характеристик, описываемых аналоговым способом. Разобраны методы их регуляризации. Сформулированы критерии реализации заданной точности измерения в конкретных экспериментах.

Фундаментальное понятие [1]: “Измерение – последовательность экспериментальных и вычислительных операций ... Измерение завершается определением степени приближения найденного значения к истинному значению величины (если об этом не имеется априорной информации)”, – не указывает, когда последовательность нужно оборвать и какова степень приближения. При решении класса некорректно поставленных задач используют методы регуляризации [2]. В данной работе на примере оптических измерений кинематических величин рассмотрено согласование параметра регуляризации с уровнем погрешностей исходных данных в заданных условиях эксперимента.

Информация о пространственных и временных координатах регистрируется в соответствующем масштабе. В любой системе координат информация о событии всегда конечна, а для её передачи требуется конечное время. Концепция времени строится на наблюдении изменений состояния системы. В этом смысле время это – длительность данного процесса в масштабе длительности эталонного. Для регистрации смены состояния в эталонном процессе необходимо запоминать текущие состояния системы. Устройство, измеряющее время (часы), включает периодический процесс и память. Объем физически реализуемой памяти ограничен. Используя для характеристики источника шенноновское определение средней скорости рождения информации [3], вычислена её зависимость от объема памяти. Показано, что для заданного объема памяти максимальное количество информации достигается в ограниченном интервале числа возможных значений отсчетов.

Для регистратора/счетчика с объемом памяти 16 бит расчет количества информации от приведенной переменной, пропорциональной числу отсчетов/скорости, представлен на рис. 1. Первоначальный рост количества информации вызван уменьшением ранга квантования

измеряемой скорости, но при этом сужается диапазон измерения, что вызывает последующий спад.

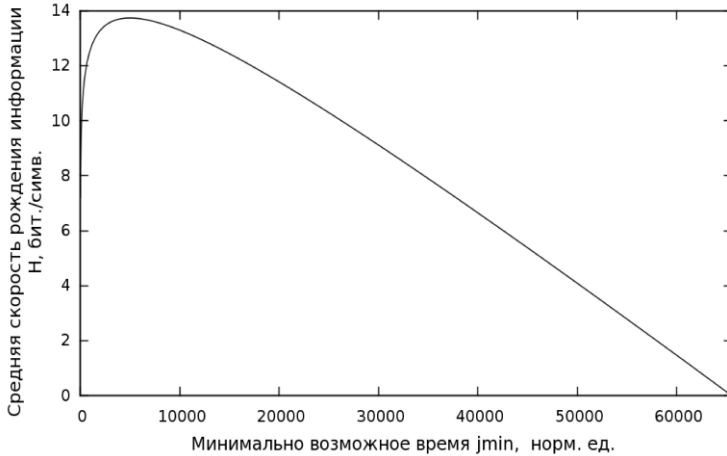


Рис. 1. Расчёт количества информации от отношения используемого «эталоны» скорости к максимальной измеряемой скорости

Такое поведение согласуется с результатами модельных экспериментов, в которых наблюдались равномерное и равноускоренное движение тел. Регистрация положений осуществлялась оптическими методами по отражённому сигналу. Тактовая частота и длительность зондирующих оптических импульсов задавалась с помощью микроконтроллера и менялась в диапазоне от 1 Гц. до 0,1 МГц. Периодичность импульсов могла быть как равномерной, так и меняющейся по закону $\sim p^{1/2}$ или $\sim p^2$ (где p – номер периода), что позволило реализовать равномерную и неравномерную координатную сетку.

Учет рассмотренных вопросов особо важен на этапах планирования эксперимента и анализа результатов измерения характеристик нестационарных процессов.

Список литературы

1. Физический энциклопедический словарь. 4-е изд. М.: Большая российская энциклопедия, 1998.
2. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1986.
3. Панин В.В. Основы теории информации: учебное пособие для вузов. 2-е изд. М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2007.

А.Е. ГОРЮНОВ, Н.В. ПЕТРОВ

*Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет
информационных технологий, механики и оптики*

ЧИСЛЕННОЕ СРАВНЕНИЕ СКАЛЯРНОЙ И ВЕКТОРНОЙ МОДЕЛЕЙ ДИФРАКЦИИ

В работе рассматривается процесс дифракции линейно-поляризованного излучения на отверстиях различной формы. Явление описывается при помощи скалярной и дипольно-волновой векторной теорий дифракции. Математические модели данных теорий реализованы программно и исследованы методами численного моделирования. В результате были получены двумерные распределения электромагнитного поля в плоскости регистрации изображения. На основе полученных результатов проведено численное сравнение двух теорий.

В настоящее время скалярная теория дифракции Кирхгофа является наиболее распространённым способом описания взаимодействия световой волны с микро- и нанообъектами. Это вызвано лёгкостью в плане её применения для практических расчётов, что, в свою очередь, достигается за счёт существенных ограничений, накладываемых на её использование [1]. Самое важное из них состоит в том, что интеграл Релея Зоммерфельда, которым задаётся распределение электрического поля, заведомо не содержит информацию об изменении его направления. Данное ограничение не позволяет её применять в тех задачах, где требуется учитывать векторную природу света. В частности это касается учета влияния такого параметра как поляризация. С этой точки зрения интерес представляет развитие векторных теорий дифракции. Интерес вызван множеством приложений в различных областях, где эти теории могут быть применимы. В частности, это такие области, как: цифровая голография, поляризационная микроскопия и др. Поляризация – важный параметр в голографии. Для обеспечения регистрации изображения, необходимо получать опорный и объектный пучки с одной поляризацией. Выполнение этого условия также можно учесть с помощью адекватной векторной модели. В поляризационной микроскопии проводятся исследования свойств анизотропных материалов, путём анализа изменений поляризации света, проходящего через изучаемый препарат. Таким образом, можно сделать вывод о том, что проблема освоения векторных моделей дифракции – весьма актуальна. Одной из таких моделей является дипольно-волновая теория дифракции [2]. Сравнивая данную модель, метод FDTD и теорию Кирхгофа стоит отметить, что

первая имеет существенные преимущества как над одним, так и над другим методом. Она менее ресурсоёмка, чем метод FDTD, который основан на численных решениях уравнений Максвелла и в тоже время, довольно полно описывает природу электромагнитного излучения, в отличие от теории Кирхгофа. В данной работе проводилось численное сравнение дипольно-волновой и скалярной моделей дифракции путём программного моделирования с помощью пакетов Mathcad 14 и LabView 8.5. В рамках решаемой задачи рассматривался случай дифракции на прямоугольной щели. Исходная формула [2], позволяющая производить расчёт распределения электрического поля дифракции в угловых координатах, в рамках дипольно-волновой теории дифракции, имела следующий вид:

$$E = -iE_0 \bar{S} \frac{e^{i\bar{r}}}{r} (\cos \theta_0 + \cos \theta) \frac{\sin \chi_a}{\chi_a} \frac{\sin \chi_b}{\chi_b} q(\varphi, \theta)$$

где $q(\varphi, \theta) = e_\theta \cos \theta \sin \varphi + e_\varphi \cos \varphi$ – векторная функция, определяющая направление поля на отверстии (в данном случае вектор E_0 – начальное распределение поля – параллелен плоскости отверстия $E_{0||y}$), e_θ и e_φ – векторы в направлении поля.

$$\chi_a = \bar{a}(\sin \theta \cos \varphi - \sin \theta_0) \quad \chi_b = \bar{b}(\sin \theta \cos \varphi - \sin \theta_0)$$

$$\bar{S} = 4\bar{a}\bar{b}; \bar{a} = ka; \bar{r} = kr; \bar{b} = kb$$

где k – волновое число, r – радиус вектор в точку рассмотрения дифракционной картины, θ, φ – угловые координаты. Для программного расчёта поля в плоскости, отстоящей от объекта на некоторое расстояние, данная формула была записана в системе декартовых координат для плоского экрана, в результате следующих преобразований:

$$r_{s,l} = \sqrt{(x_s - x_i)^2 + (y_l - y_j)^2 + (z)^2} \quad \theta_{s,l} = \arcsin\left(\frac{x_s - x_i}{r_{s,l}}\right) \quad \varphi_{s,l} = \arcsin\left(\frac{y_l - y_j}{r_{s,l}}\right)$$

Здесь x_s, y_l – координаты точек экрана, x_i, y_j – координаты точек объекта, z – расстояние от объекта до плоскости экрана, s, l и i, j – индексы элементов матриц координат экрана и объекта соответственно.

Список литературы

1. Гудмен Д. Введение в Фурье-оптику. М.: Мир, 1970.
2. Низьев В.Г. Дипольно-волновая теория дифракции электромагнитного излучения. Успехи физических наук. 2002. Т.172. №5. С.601-607.

Н.Ю. МЫСИНА^{1,2}, Л.А. МАКСИМОВА²,
Б.Б. ГОРБАТЕНКО³, В.П. РЯБУХО^{1,2}

¹Национальный исследовательский Саратовский государственный университет

²Институт проблем точной механики и управления РАН, Саратов

³Саратовский государственный технический университет

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ РАЗНОСТИ ФАЗ В РАЗВИТОМ СПЕКЛ-ПОЛЕ

Численным моделированием показано, что в ряде случаев плотность распределения вероятности разности фаз в двух точках развитого спекл-поля в дальней области дифракции неравномерна с наиболее вероятными значениями 0 и π рад.

Согласно широко принятому представлению [1] фаза развитого спекл-поля есть случайная величина, равномерно распределенная в интервале $(-\pi, \pi)$. Это представление переносится и для разности фаз поля в разных спеклах. Однако, в [2,3] показано, что для некоторых форм углового спектра спекл-поля случайная составляющая разности фаз в различных точках спекл-поля может принимать с наибольшей вероятностью значения $-\pi$ и π рад. Экспериментальное подтверждение данного обстоятельства получено путем прямых измерений разности фаз с использованием схемы интерференционного опыта Юнга.

С помощью средств компьютерного моделирования возможно использование случайной выборки с числом реализаций на порядки больше, чем в натурном эксперименте, что значительно повышает статистическую достоверность результатов. На рис. 1 изображена схема эксперимента, согласно которой выполнялся численный эксперимент. Проводилась случайная выборка двух точек на заданном расстоянии $\Delta\eta$ в смоделированном спекл-поле в дальней области дифракции для рассеивателей – источников спекл-поля, с различными формами апертур. Проводился прямой подсчет разности фаз поля в этих точках. На основании выборки из 3600 значений строились гистограммы статистического распределения разности фаз.

Гистограммы на рис. 2 могут быть интерпретированы следующим образом. При расстоянии $\Delta\eta$ между точками спекл-поля, равном половине поперечного размера спеклов, наиболее вероятно попадание точек в один спекл и поэтому наиболее вероятны значения разности фаз вблизи 0. При $\Delta\eta$, равном среднему размеру спекла, равновероятно попадание точек в один и тот же и в соседние спеклы. При $\Delta\eta$, равном значению 1,5 среднего

размера спекла, наиболее вероятно, что точки при случайной выборке попадают в соседние спеклы, в которых более вероятны значения разности фаз π рад.

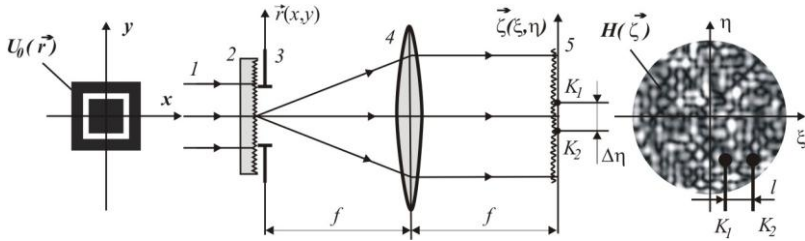


Рис. 1. Схема эксперимента для определения разности фаз в точках спекл-поля в дальней области дифракции: 1 – лазерный пучок, 2 – рассеиватель, 3 – апертура, 4 – линза, 5 – спекл-поле в дальней области дифракции

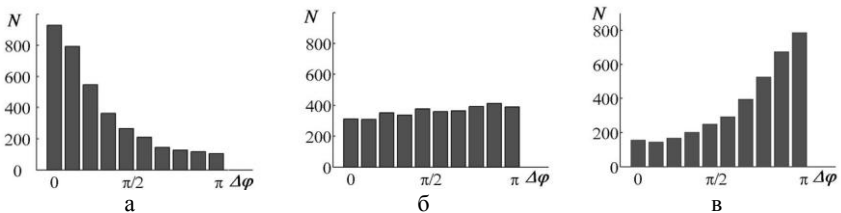


Рис. 2. Гистограммы разности фаз в двух точках спекл-поля для рассеивателя с апертурой в форме кольцевого квадрата. Отношение расстояния между точками спекл-поля к среднему размеру спекла: 0,5 (а), 1 (б), 1,5 (в)

Таким образом, показано, что разность фаз в спекл-поле для некоторого класса рассеивателей – источников спекл-поля, имеет неравномерное распределение с преимущественной вероятностью для 0 и π рад.

Список литературы

1. Goodman J.W. Speckle Phenomena in Optics: Theory and Applications. Roberts & Company, Publishers, Englewood, CO, 2006.
2. Горбатенко Б.Б., Максимова Л.А., Рябухо В.П., Норов Ю.В. Реконструкция изображения по пространственному распределению интенсивности дифракционного спекл-модулированного поля. Компьютерная оптика. 2007. Вып.31. №2. С.26-33.
3. Горбатенко Б.Б., Максимова Л.А., Рябухо В.П. Восстановление голограммной структуры по цифровой записи фурье-спеклограммы. Оптика и спектроскопия. 2009. Т.106. №2. С.321-328.

Д.В. ЛЯКИН^{1,2}, А.Ю. СДОБНОВ¹, В.П. РЯБУХО^{1,2}

¹Национальный исследовательский Саратовский государственный университет

²Институт проблем точной механики и управления РАН, Саратов

ПРОЯВЛЕНИЕ ШИРОКОГО УГЛОВОГО СПЕКТРА ОПТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ МИКРОСКОПИИ СЛОИСТЫХ ОБЪЕКТОВ

Теоретически и экспериментально исследован эффект уменьшения амплитуды сигнала интерференционного микроскопа от границ раздела в толще слоистого объекта при совместном использовании частотно широкополосного источника света и высокоапертурных объективов в опорном и объектном плечах. Предложен метод компенсации этого эффекта с помощью освещающего интерферометра с частотно широкополосным источником света, выполняющим роль источника света для интерференционного микроскопа.

Взаимное влияние широкого частотного спектра и широкого углового спектра зондирующего слоистый объект пучка приводит к значительному уменьшению амплитуды сигнала интерференционного микроскопа от границ раздела слоев в толще объекта [1, 2]. Рис. 1 наглядно демонстрирует этот эффект.

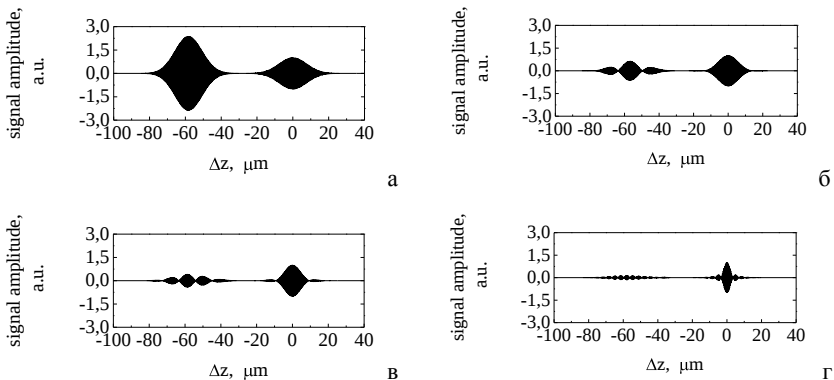


Рис. 1. Сигнал интерференционного микроскопа (моделирование) с частотно широкополосным источником света ($\lambda_0 = 0.830$ мкм, $l_c = 20$ мкм) от однослойного объекта ($d = 40$ мкм, $n = 1.5$) при различных числовых апертурах объектного пучка: $NA = 0.1$ (а), $NA = 0.25$ (б), $NA = 0.3$ (в), $NA = 0.5$ (г)

Для компенсации этого эффекта предлагается использовать в качестве источника света для интерференционного микроскопа другой, освещающий, интерферометр с частотно широкополосным источником света, в котором специально реализована оптическая разность хода между полями на его выходе [1], позволяющая компенсировать данный эффект

$$\Delta_1 = 2d(n_g n - n_0)/n \quad (1)$$

где d – геометрическая толщина зондируемого слоя; n – абсолютный показатель преломления вещества слоя для центральной длины волны используемого света; n_g – групповой показатель вещества слоя, поскольку используется частотно широкополосное излучение; n_0 – показатель преломления иммерсии. На рис. 2 показана динамика сигнала интерференционного микроскопа при увеличении разности хода в освещающем интерферометре.

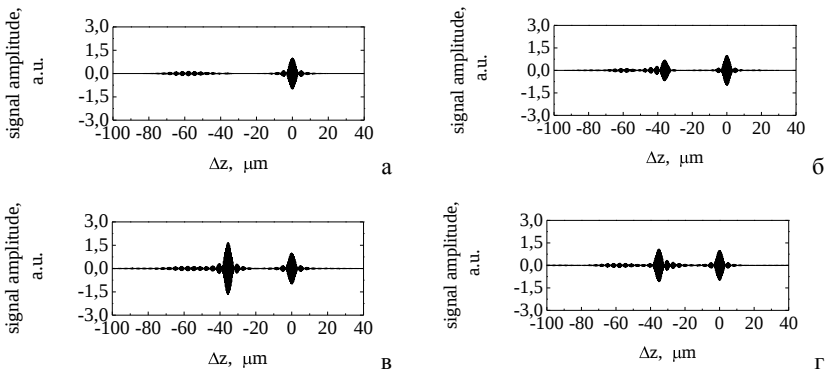


Рис. 2. Сигнал интерференционного микроскопа (моделирование) от однослойного объекта при $NA = 0.5$ и различных значениях разности хода в плечах освещающего интерферометра: $\Delta = 0$ (а), $\Delta = 0.5\Delta_1$ (б), $\Delta = \Delta_1$ (в), $\Delta = 1.3\Delta_1$ (г)

Список литературы

1. Lyakin D.V., Ryabukho V.P., Lychagov V.V., Tuchin V.V. Signal of a low-coherence interferometer at excitation by light beams with a broad angular spectrum. Proc. SPIE. 2006. V.6079. P.329-336.
2. Abdulhalim I. Spatial and temporal coherence effects in interference microscopy and full-field optical coherence tomography. Ann. Phys. 2012. doi: 10.1002/andp.201200106.

Е.Ю. ЗЛОКАЗОВ, И.А. КУРБАТОВ, Е.К. ПЕТРОВА,
Р.С. СТАРИКОВ, Д.В. ШАУЛЬСКИЙ

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

ВАРИАНТЫ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ФИЛЬТРОВ С МИНИМИЗАЦИЕЙ ЭНЕРГИИ КОРРЕЛЯЦИИ: ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ

Приводятся результаты работ по реализации инвариантных фильтров в схеме когерентного коррелятора Вандер Люгта.

Проведены исследования по голографической реализации составных инвариантных корреляционных фильтров (КФ) с минимальной энергией корреляции исследуемых в [1] типов. Для реализации КФ рассчитаны соответствующие фурье-голограммы (голографические фильтры). Проведено математическое моделирование распознавания изображений с использованием синтезированных голографических фильтров, показавшее соответствие их дискриминационных характеристик характеристикам исходных КФ. Пример результатов синтеза КФ с минимизацией энергии корреляции со сглаживающей функцией Гаусса и его реализации при помощи ПВМС Holoeye Pluto VIS представлен на рис. 1. [2].

Работа выполнена при поддержке РФФИ.

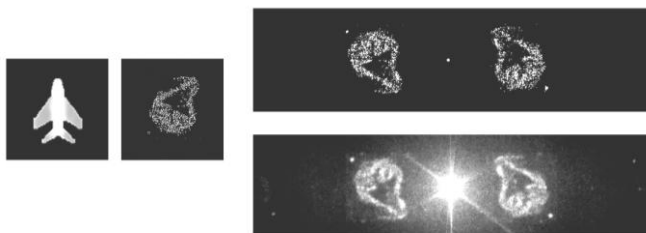


Рис. 1. Реализация КФ: исходное изображение и распределение вещественной части КФ (справа), отклик голографического фильтра расчёт и эксперимент (слева)

Список литературы

1. Evtikhiev N.N., Shaulskiy D.V., Zlokazov E.Yu., Starikov R.S. Variants of minimum correlation energy filters: comparative study. Proc. SPIE. 2012. V.8398. 83980G.
2. Евтихийев Н.Н., Стариков С.Н., Злоказов Е.Ю. и др. Макет инвариантного коррелятора на базе жидкокристаллических пространственно-временных модуляторов света. Квантовая электроника. 2012. Т.42. №11. С.1-3.

Т.В. МИРОНОВА

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ И СТАТИСТИЧЕСКИЕ ОШИБКИ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Исследовано влияние свойств изображений, используемых для корреляционных измерений, на точность и стабильность получения субпиксельного значения положения корреляционного пика. Приведена оценка статистической погрешности измерения сдвига в модели бинарных изображений. Даны рекомендации для выбора параметров изображений и корреляционного алгоритма.

В модели бинарных изображений показано, что статистическая ошибка зависит от числа информационных элементов в рабочем окне как $\delta x \sim N^{-0,75}$ и растет пропорционально квадратному корню измеряемого смещения: $\delta x \sim \sqrt{\Delta x}$. Зависимость превышения корреляционного сигнала над фоном от числа элементов линейная. Зависимость от вероятности p заполнения изображения черными элементами при больших значениях N имеет максимум при $p = 0.5$.

Исследование ошибок субпиксельного определения положения максимума корреляционного пика проводилось для синтезированных изображений с заданными варьируемыми параметрами (вероятность заполнения, размер элемента, радиус размытия). Проводились измерения заданных взаимных сдвигов пар изображений при различных вариациях параметров корреляционного алгоритма. Показано, что при обработке пары изображений шумы минимальны, когда радиус размытия обоих изображений совпадает. При этом среднеквадратичное отклонение растет с увеличением радиуса размытия, а систематическая ошибка, связанная с дискретизацией изображений, уменьшается. Кроме того, наблюдается квазипериодическая зависимость ошибок от величины сдвига (рис. 1).

Бинарные изображения весьма устойчивы к аддитивному шуму, корреляционный сдвиг измеряется достаточно стабильно при увеличении интенсивности аддитивного гауссового шума вплоть до 4/5 от интенсивности изображения. Для сильно размытых изображений порог нахождения корреляции примерно в два раза ниже.

К вариациям общей яркости изображений корреляционный метод не чувствителен. Понижение контраста изображений также практически не сказывается на точности определения положения пика корреляции.

При разнице в масштабе сравниваемых изображений корреляционные измерения дают достаточно устойчивый результат в довольно широком диапазоне, до 10-15%.

При увеличении размера окна корреляционных измерений, как систематическая ошибка, так и среднеквадратичное отклонение асимптотически стремятся к нулю.

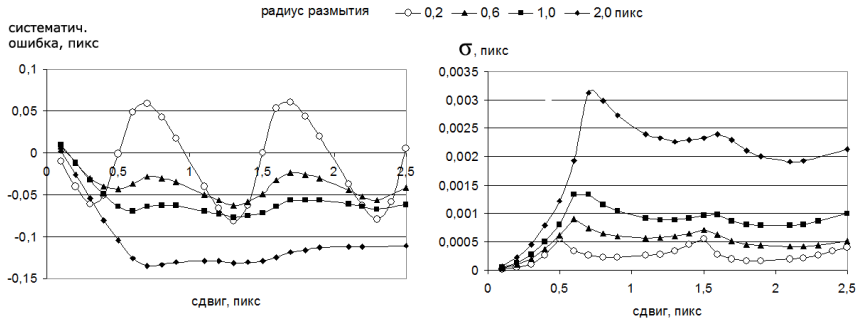


Рис. 1. Зависимость систематической ошибки и среднеквадратичного отклонения корреляционного определения сдвига от величины сдвига при вычислении корреляции между модельными изображениями при разных радиусах размытия. Размер элементов 6х6 пикс, размер окна 64х64, усреднение по 100 измерениям

Таким образом, можно привести некоторые рекомендации для выбора параметров изображений и корреляционного алгоритма:

- использовать фоновые изображения с вероятностью заполнения 0.5,
- для изображений с размером элементов >3 пикселей рекомендуется аппроксимация формы корреляционного пика конусом,
- при сравнении изображений разного качества (например, эталонного изображения и фотографии) обеспечивать одинаковую степень размытия,
- учитывать систематическую ошибку для конкретных параметров изображений,
- при измерении больших сдвигов применять ступенчатую процедуру,
- увеличение размера окна корреляции улучшает статистические характеристики измерений, но приводит к потере локальности измерений.

Б.Г. МАНУХИН, Д.А. КУЧЕР,
О.В. АНДРЕЕВА, С.А. ЧИВИЛИХИН

*Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет
информационных технологий, механики и оптики*

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛОПЕРЕНОСА ЖИДКОСТИ МЕТОДАМИ ЦИФРОВОЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

Создан макет интерферометра, проведены эксперименты на модельных объектах; построена математическая интерпретация течения в исследуемом объекте и проведено сравнение результатов экспериментальных и теоретических исследований поля температур в слоях разной толщины.

В процессе нагрева жидкости возникает явление конвективного теплопереноса, которое характеризуется тепловым полем. Параметры поля температуры имеют большое значение в области гидротермального синтеза. Коллектив авторов имеет уникальный автоклав с сапфировыми окнами для изучения процесса синтеза наночастиц с использованием оптического излучения, но методики исследования таких систем и процессов оптическими методами в настоящее время не разработаны. В работе предложено использовать для оценок поля температур в полости с оптическим доступом метод цифровой голографической интерферометрии. Для демонстрации методики создан макет интерферометра (рис. 1). В качестве объекта для изучения выступает кювета с жидкостью, в которую помещен источник тепла (рис. 2).

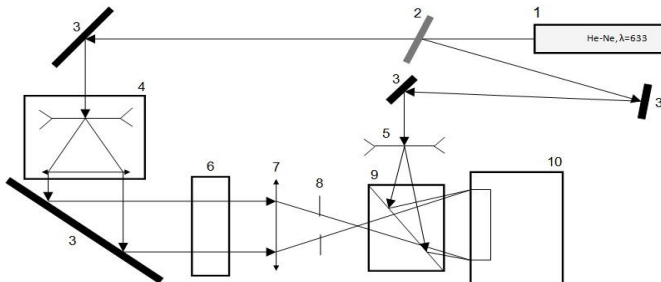


Рис. 1. Оптическая схема макета интерферометра: 1 – He-Ne лазер, 2 – светоделитель, 3 – зеркала, 4 – коллиматор, 5 – отрицательная линза, 6 – кювета, 7 – положительная линза, 8 – щель, 9 – светоделительный куб, 10 – камера

Построена математическая модель течения в исследуемом объекте. Для описания процесса конвективного теплопереноса используется система дифференциальных уравнений Навье-Стокса[1].

$$\begin{cases} \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{1}{Pr} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right), \\ \frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial \omega}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \omega}{\partial y} = \frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} + Gr \frac{\partial T}{\partial x} \\ \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \omega = 0; \end{cases} \quad (1)$$

В (1) T – температура, ψ – функция тока, ω – вихрь, Pr – число Прандтля, Gr – число Грасгофа. Результатом математического моделирования является поле температуры.

Проведены эксперименты с использованием модельных объектов. Было получено удовлетворительное совпадение теории и эксперимента (рис. 3).

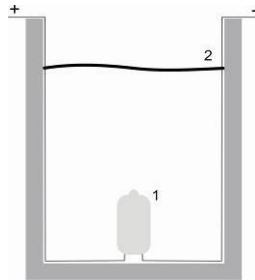


Рис. 2. Схема модельного объекта: 1 – источник тепла, 2 – уровень жидкости

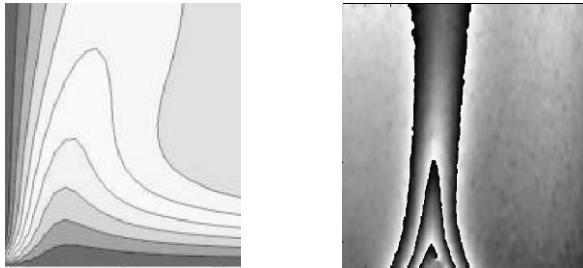


Рис. 3. Результаты численного (слева) и реального (справа) экспериментов

Список литературы

1. Берковский Б.М., Полевиков В.К. Вычислительный эксперимент в конвекции. Мн.: Университетское, 1988.

В.В. ДУДЕНКОВА, Ю.Н. ЗАХАРОВ,
М.С. МУРАВЬЕВА, А.И. РЫБНИКОВ

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

РЕГИСТРАЦИЯ ИЗМЕНЕНИЙ ОПТИЧЕСКОЙ ТОЛЩИНЫ ЖИВЫХ КЛЕТОЧНЫХ СТРУКТУР С ПОМОЩЬЮ ЦИФРОВЫХ ВНЕОСЕВЫХ ГОЛОГРАММ

Рассмотрен метод регистрации изменений оптической толщины живых клеточных структур с помощью цифровых внеосевых голограмм. Алгоритм восстановления голограмм основан на выполнении прямого и обратного преобразований Фурье с фильтрацией в частотной плоскости. Данный метод применен для регистрации изменений оптических свойств глиальных и нейрональных клеточных структур, для которых были получены распределения фазового набега.

Исследование жизнедеятельности клеточных структур представляет большой интерес в медицине и биологии. Для изучения таких микрообъектов необходимы методы, минимально воздействующие на исследуемый объект. Более того, большинство клеток являются рассеивающими и малоконтрастными, что еще более затрудняет их исследование, так как в распределении интенсивности света, прошедшего через объект, содержится мало информации. Следовательно, методы, при минимальном воздействии на клеточную структуру, должны позволять регистрировать фазовый набег излучения, прошедшего через объект, а также позволять получать трехмерные изображения изучаемого препарата. Этим требованиям удовлетворяют методы цифровой голографии.

В ходе выполнения работы было создано несколько приложений, позволяющих на основе записанных голограмм получать распределения фазового набега объектной волны. Обработка цифровых голограмм в данной работе проводилась в несколько этапов.

Первым этапом является восстановление цифровой голограммы. Для этого применялся алгоритм, основанный на выполнении фильтрации спектра голограммы. Сначала выполнялось прямое преобразование Фурье от распределения интенсивности, соответствующего голограмме. Нетрудно показать, что при выборе соответствующего угла схождения и линейной регистрации спектр внеосевой голограммы состоит из 3 локализованных в разных областях слагаемых, одно из которых содержит в себе Фурье-образ комплексной амплитуды объектной волны. Затем

проводилась фильтрация спектра, основанная на локализации его слагаемых в разных областях. После этого выполнялось обратное преобразование Фурье над фильтрованным спектром, что позволяет получить комплексную амплитуду объектной волны.

Вторым этапом является устранение постоянных фазовых набегов, вносимых оптическими элементами в восстановленное распределение комплексной амплитуды объектной волны. Для этого необходимо зарегистрировать голограмму, содержащую в себе только лишь эти паразитные фазовые набег, для чего из оптической установки извлекался объект, и снова регистрировалась голограмма, которую обозначим как H_2 . В результате восстановления H_2 можно получить комплексную амплитуду, содержащую постоянные паразитные фазовые набег. Далее, производится расчет фазы для каждого полученного распределения комплексной амплитуды, одно из которых соответствует голограмме, записанной при наличии объекта в схеме (обозначим ее H_1), а другое – при его отсутствии. Затем, из полученного распределения фазы, соответствующего голограмме H_1 необходимо произвести вычитание фазового распределения, соответствующего H_2 , посредством чего и происходит устранение паразитных фазовых набегов.

Описанный метод был применен для регистрации изменений оптической толщины живых нейрональных клеточных структур. Результаты представлены на рис. 1.

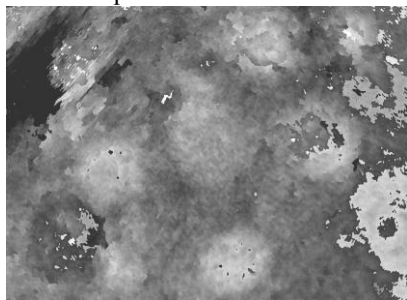


Рис. 1. Оптическая толщина нейрональной клеточной структуры (градиентами серого изображена величина фазового набег)

Список литературы

1. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография, М.: Мир, 1973.
2. Kim M.K. Principles and techniques of digital holographic microscopy. SPIE Rewiews. V.1. 2010. 018005.
3. Марпл-мл. С.Л. Цифровой спектральный анализ и его приложения. М.: Мир, 1990. С.53-57.

К.О. ЛИТВИНЕНКО¹, Е.Ф. ПЕН, Е.В. ВАСИЛЬЕВ²,
Ю.И. СЛЕПЦОВА²

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск

¹Новосибирский государственный технический университет

²Новосибирский институт органической химии им. Н.Н. Ворожцова СО РАН

НАРУШЕНИЕ ЗАКОНА ВЗАИМОЗАМЕСТИМОСТИ В ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ФОТОПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛАХ

Для исследованных фотополимерных материалов закон взаимозаменяемости интенсивности и времени экспозиции не выполняется как для непрерывного, так и прерывистого режимов освещения. Экспериментально установлено, что прерывистый режим более выгоден по энергии записи, нежели непрерывный режим. Экспозиционные характеристики для пропускающих и отражательных голограмм существенно отличаются.

Голографические фотополимерные материалы (ФПМ) обеспечивают высокую дифракционную эффективность (ДЭ) голограмм в режиме непрерывной экспозиции и интенсивности записывающих пучков $1\div 100$ мВт/см². Однако, в случае импульсной записи (при малых временах и большой интенсивности освещения) чувствительность ФПМ и ДЭ голограмм резко уменьшаются [1]. Очевидно, это объясняется неадекватностью такого режима записи параметрам диффузионных процессов фотополимеризации.

Цель данной работы – исследование экспозиционных характеристик ФПМ, в частности проверка закона взаимозаменяемости интенсивности и времени экспозиции в режимах непрерывного и импульсного облучения.

Вначале были получены экспозиционные характеристики ФПМ в случае непрерывного освещения и интенсивности излучения DPSS лазера (532 нм) в диапазоне $10\div 500$ мВт/см². На рис. 1 представлена зависимость дифракционной эффективности отражательных голограмм от энергии экспозиции. Видно, что с ростом интенсивности энергия записи для достижения определенной ДЭ значительно увеличивается. С другой стороны, при фиксированной энергии записи с ростом интенсивности ДЭ резко падает (рис. 2), особенно это заметно при энергии записи в диапазоне $10\div 100$ мДж/см².

Далее были исследованы экспозиционные характеристики ФПМ при импульсном режиме экспонирования. В отличие от [1] длительность импульсов составляла $5\div 100$ мс, а период их следования варьировался в

диапазоне 50÷500 мс. На рис. 3 и рис. 4 представлены результаты экспериментов, демонстрирующие, что при интенсивности облучения 100 мВт/см² и выше импульсный режим экспозиции энергетически более выгоден в сравнении с непрерывным. Отметим, что параметры импульсов (длительность τ и период их следования T) также влияют на характер изменения и максимальное значение ДЭ. В частности, для исследованных нами ФПМ наилучшие результаты были получены при $\tau \sim 20$ мс и $T \sim 100$ мс, которые, вероятно, связаны с параметрами диффузионных процессов фотополимеризации в этих материалах.

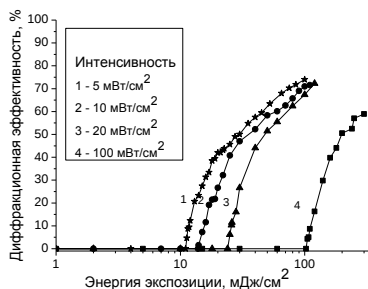


Рис. 1. Зависимость ДЭ отражательных голограмм от энергии экспозиции при разной интенсивности излучения

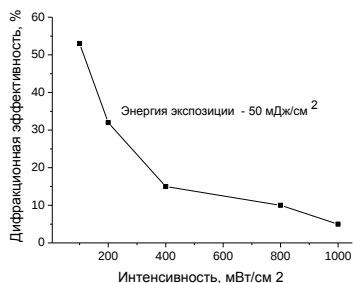


Рис. 2. Зависимость ДЭ отражательных голограмм от интенсивности излучения при фиксированной энергии экспозиции

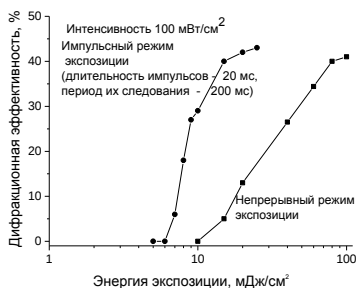


Рис. 3. Экспозиционные характеристики отражательных голограмм в режимах импульсной и непрерывной экспозиции

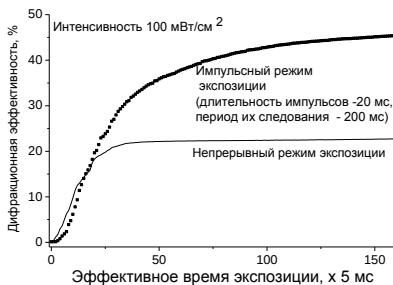


Рис. 4. Экспозиционные характеристики пропускающих голограмм в режимах импульсной и непрерывной экспозиции

Список литературы

1. Mikhailov V.N., Weitzel K.T., Krylov V.N., Wild U.P. Pulse hologram recording in DuPont's photopolymer films. Proc. SPIE. 1997. V.3011. P.200-202.

Т.Ж. БАЙТЫКОВ¹, С.В. ПАНКРАТОВ, Е.Ф. ПЕН*Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск**¹Новосибирский государственный технический университет*

АНАЛИЗ И СИНТЕЗ КОМПОНЕНТ ЦВЕТА ИЗОБРАЗИТЕЛЬНЫХ ГОЛОГРАММ

Разработана методика анализа и синтеза компонент цвета изобразительных голограмм, заключающаяся в нахождении соотношения интенсивностей и энергии экспозиции для получения необходимого цвета при заданных длинах волн, свойствах регистрирующей среды и спектральных характеристиках осветителя. Показано, что подбором соотношения интенсивностей можно компенсировать цветовые искажения из-за усадки толщины регистрирующей среды.

В практике цветной голографии актуальными являются объективный контроль компонент цвета восстановленного изображения, зависящего от множества факторов [1]. Путем компьютерного моделирования (модуль «Колориметрия» в пакете [2]) найдено, что для получения белого цвета соотношения интенсивностей красного, зеленого и синего цвета (длины волн 633 нм, 532 нм и 476 нм) должны соотноситься как 100:35:58.

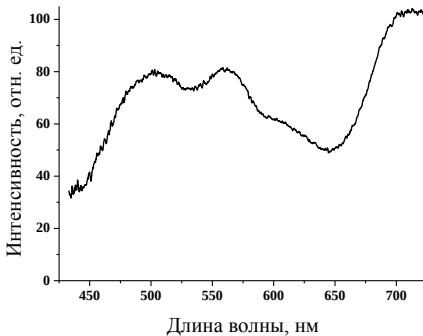


Рис. 1. Спектр галогенной лампы

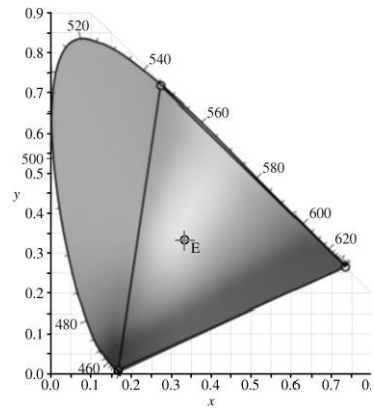


Рис. 2. Цветовой треугольник с координатами белого цвета

При этом предполагалось, что ширина контура спектрального отклика голограммы ~ 10 нм, усадка регистрирующей среды — 0%, а восстановление

голограммы происходит с помощью галогенной лампы, спектр которой представлен на рис. 1. Белый цвет, получающийся при данных условиях, показан на рис. 2 значком «+» и имеет координаты (0.334, 0.333, 0.332) в цветовой диаграмме CIE. В случае усадки, составляющей ~ 3.5% (данная величина соответствует использованным нами фотополимерным материалам), цвет восстановленной голограммы представлен на рис. 3 с координатами (0.405, 0.279, 0.316).

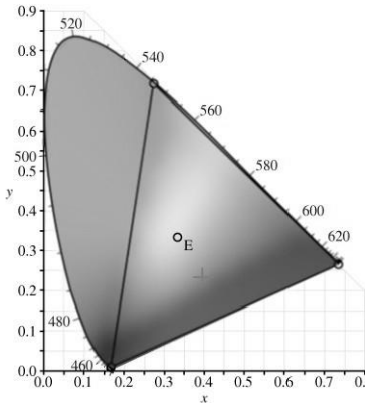


Рис. 3. Цветовой треугольник с координатами наблюдаемого цвета

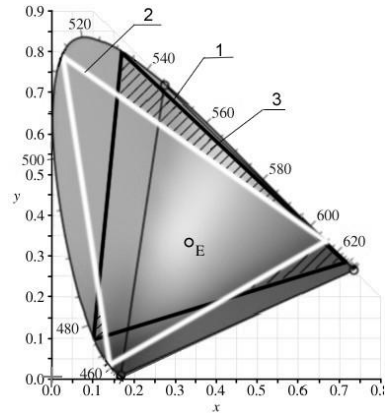


Рис. 4. Допустимые области коррекции цветовых искажений

Для получения белого наблюдаемого цвета при данной усадке найдены новые соотношения интенсивностей – 100:85:72.

Таким образом, в случае трех длин волн можно полностью скомпенсировать цветовые искажения из-за усадки регистрирующей среды при синтезе белого цвета. Однако, это справедливо не для всех синтезируемых цветов. На рис. 4 треугольником (1) показаны цвета, которые можно синтезировать, используя длины волн 476, 532 и 633 нм, а треугольником (2) показаны цвета, которые возможно получить с длинами волн 460, 513 и 611 нм (соответствующие усадке 3.5%). Видно, что существуют цвета, показанные штриховой линией (3), полная коррекция искажений которых невозможна.

Список литературы

1. Bjelkhagen H.I., Mirlis E. Color holography to produce highly realistic three-dimensional images. *Applied optics*. 2008 V.47. No.4. P.A123-A133.
2. Панкратов С.В. Программа определения координат цвета по спектру. Молодежная конкурс-конференция «Фотоника и оптические технологии». 2011. ИАиЭ СО РАН. С.88–89.

Л.С. ЛЯЛЮШКИН, В.В. ОРЛОВ А.В. ПАВЛОВ

*Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет
информационных технологий, механики и оптики*

ОПТИЧЕСКИЕ ТЕХНОЛОГИИ ИСКУССТВЕННОГО ИНТЕЛЛЕКТА: УЧЕБНАЯ ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА «ГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ КОРРЕЛЯТОР СОВМЕСТНОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ»

В порядке обмена опытом постановки учебных лабораторных работ в области информационной оптики и голографии, описана модернизированная лабораторная работа «Голографический коррелятор совместного преобразования».

Дисциплина «Технологии искусственного интеллекта» изучается студентами СПб НИУ ИТМО на 4-м курсе и состоит из двух разделов. В первом, преподаваемом в осеннем семестре, студенты изучают технологии искусственного интеллекта, развиваемые в рамках компьютерной парадигмы, а в разделе «Оптические технологии искусственного интеллекта» – основы нейросетевой парадигмы и теории нечетких множеств. Эта часть курса включает как лекционные, так и практические занятия. Для проведения последних поставлен ряд экспериментальных работ, в числе которых работа «Голографический коррелятор совместного преобразования».

В течение ряда лет эта работа носила в основном демонстрационный характер – студенты наблюдали на экране корреляционные отклики, формируемые ранее записанными голограммами, находили максимумы и, используя фотодиод и мультиметр, измеряли их интенсивности. Этапы формирования совместного спектра и записи голограммы были им недоступны. Целью развития работы было дать студентам возможность экспериментального наблюдения формирования совместного спектра сравниваемых изображений и определения зависимости параметров интерференционной картины от характеристик изображений. Поскольку в помещении лаборатории занимается одновременно несколько рабочих групп на разных установках, то этап записи голограммы было решено по-прежнему оставить вне рамок учебной работы.

Таким образом, работа состоит из двух этапов.

На первом этапе (рис. 1) студенты наблюдают и исследуют распределение интенсивности, возникающее при интерференции спектров двух образов. Для этого используется ПЗС-камера и написанная в Mathcad

программа, которая обрабатывает изображение от камеры и строит зависимости интенсивности от пространственной координаты, определяет период интерференционной картины и её видность. Зная характеристики ПЗС-матрицы, студенты устанавливают соответствия между данными сенсора и стандартными единицами измерения интенсивности и периода картины интерференции. Сравниваются параметры картин интерференции спектров идентичных и различающихся объектов.

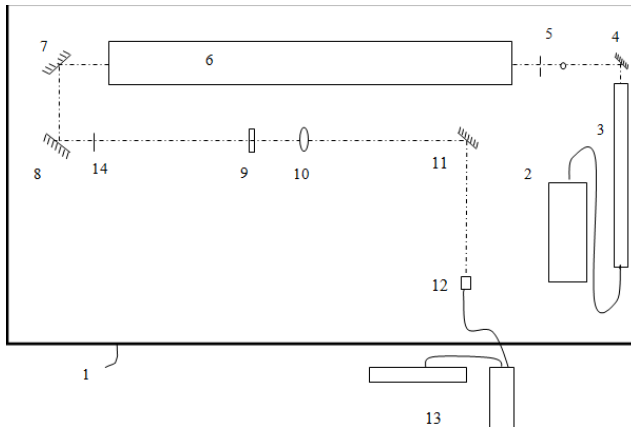


Рис. 1. Схема установки голографического коррелятора совместного преобразования на этапе наблюдения корреляционного отклика

На плите 1 расположены: 2 – блок питания лазера, 3 – He-Ne лазер, 4, 7, 8, 11 – зеркала, 5 – микрообъектив с микродиафрагмой, 6 – объектив с фокусным расстоянием 1600 мм, находящийся в массивном корпусе коллиматора от оптической скамьи, 9 – объект, в передней фокальной плоскости линзы 10, 10 – линза с фокусным расстоянием 1000 мм, 12 – ПЗС-матрица в задней фокальной плоскости линзы, 13 – компьютер с монитором

На втором этапе студенты с помощью ПЗС-камеры исследуют корреляционный отклик, формируемый предварительно записанной голограммой объектов, изученных на первом этапе. По полученным изображениям корреляционного отклика от разных пар объектов, студенты должны вынести суждение о схожести или несхожести объектов. Изображение с камеры также обрабатывается программой в среде Mathcad.

Работа позволяет студентам наглядно понять, что такое функция корреляции и как она может использоваться для решения задачи распознавания образов.

В.В. КРАСНОВ, В.Г. РОДИН, И.В. СОЛЯКИН, С.Н. СТАРИКОВ,
П.А. ЧЕРЁМХИН, Е.А. ШАПКАРИНА

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

ОЦЕНКА КОЛИЧЕСТВА РАЗРЕШИМЫХ ГРАДАЦИЙ СИГНАЛА ЦИФРОВЫХ КАМЕР

Получено аналитическое выражение для зависимости количества разрешимых градаций сигнала цифровой камеры от величины линейного динамического диапазона и параметров временных и пространственных шумов. По результатам измерения характеристик четырех камер различного назначения оценены обеспечиваемые ими числа разрешимых градаций сигнала.

Количество разрешимых градаций цифрового сигнала, обеспечиваемых камерой при регистрации изображений, позволяет оценить количество информации, получаемое из каждого пикселя. Оно зависит как от величины шумов при регистрации, так и от величины используемого линейного диапазона. Количество разрешимых градаций оценивалось следующим образом. Число разрешимых градаций ΔG при регистрации сигнала в малом интервале от S до $S+\Delta S$ принималось равным отношению величины ΔS к величине интервала неопределенности значения сигнала. За интервал неопределенности значения сигнала принималась удвоенная величина шумов (их среднеквадратического отклонения $\sigma_N(S)$) при регистрации изображения. Тогда оценка количества разрешимых градаций G при регистрации сигналов в диапазоне от $S_{\min}$ до $S_{\max}$ является интегралом от ΔG в этих пределах.

Полный шум $\sigma_N(S)$ при регистрации одиночного кадра складывается из темновых и световых временных и пространственных шумов камеры: $\sigma_N(S) = ((\sigma_{dt})^2 + k \cdot S + (\sigma_{ds})^2 + (p \cdot S)^2)^{1/2}$, где σ_{dt} – временной темновой шум; k – константа пересчета количества электронов в величину цифрового сигнала, определяющая временной световой шум; σ_{ds} – пространственный темновой шум; p – величина неоднородности фоточувствительности пикселей (PRNU), определяющая пространственный световой шум.

При данной зависимости полного шума от сигнала выражение для количества разрешимых градаций G находится аналитически:

$$G(S_{\max}) = 1/(2p) \cdot \ln((S_{\max} + S_0 + ((S_{\max} + S_0)^2 - a^2)^{1/2}) / (S_{\min} + S_0 + ((S_{\min} + S_0)^2 - a^2)^{1/2})),$$

где $S_0 = k/(2p^2)$, $a^2 = S_0^2 - ((\sigma_{dt})^2 + (\sigma_{ds})^2)/p^2$ и $p \neq 0$.

Значение $S_{\max}$ не может превышать верхней границы линейного динамического диапазона. Нижней границе диапазона соответствует сигнал $S_{\min}$, при котором отношение сигнал/шум равно 1.

С использованием измеренных шумовых и радиометрических характеристик, получены оценки количества разрешимых градаций цифрового сигнала для четырёх камер различных типов: бытовой фотокамеры Canon EOS 400D (в режиме линейаризации), научной измерительной камеры MegaPlus II ES11000, камеры технического зрения PixeLink PL-B781F и камеры видеонаблюдения Watec LCL-902C с внешним АЦП. Полученные результаты представлены в таблице 1.

Таблица 1. Количество разрешимых градаций сигнала для различных камер

Камера	Разрядность АЦП камеры, бит	Количество разрешимых градаций
Canon EOS 400D	12	143
MegaPlus II ES11000	12	161
PixeLink PL-B781F	10	83
Watec LCL-902C	8	$60 \leq$

Зависимость количества разрешимых градаций от используемой части линейного диапазона для MegaPlus II ES11000 приведена на рис. 1.

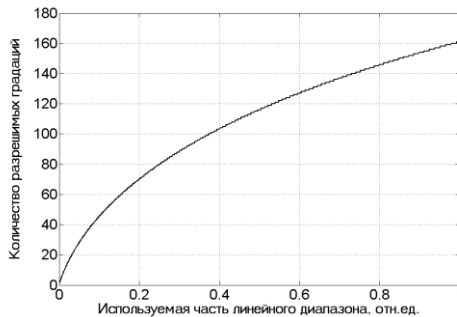


Рис. 1. Зависимость количества разрешимых градаций сигнала для камеры MegaPlus II ES11000 от используемой при регистрации изображения части линейного диапазона

Из полученных результатов следует, что реальное информационное содержание сигналов цифровой камеры при регистрации одиночных кадров всегда существенно (на $2 \div 5$ бит) ниже ограничения, накладываемого разрядностью используемого АЦП.

Д.Ю. МОЛОДЦОВ, В.Г. РОДИН, С.Н. СТАРИКОВ
 Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

РАСПОЗНАВАНИЕ ОБЪЕКТОВ В ДИСПЕРСИОННЫХ КОРРЕЛЯТОРАХ, ИСПОЛЬЗУЮЩИХ СХЕМУ С ОДНИМ ОБЪЕКТИВОМ

Определены требования к формированию обобщенных образов опорных объектов для записи на голографические фильтры в дисперсионных корреляторах, использующих схему с одним объективом. Приведены экспериментальные результаты корреляционного распознавания излучающих объектов по их пространственным и спектральным параметрам.

Новые возможности распознавания объектов в оптических корреляторах связаны с использованием дополнительных информативных признаков. В дисперсионных корреляторах такими признаками являются компоненты спектрального состава излучения, испускаемого или рассеиваемого объектом. В качестве фильтров в таких корреляторах можно использовать синтезированные фурье-голограммы, на которые записывается обобщенный пространственный образ объекта, содержащий информацию о пространственной структуре и спектре излучения объекта.

В [1] рассмотрена схема дисперсионного коррелятора, использующая два фурье-объектива (т.н. «4f-схема»). В схеме (рис. 1), представленной в данной работе используется один объектив, а голографический фильтр расположен после этого объектива. В этой схеме появляется возможность коррекции масштаба опорного объекта [2] в процессе распознавания при изменении геометрических параметров установки.

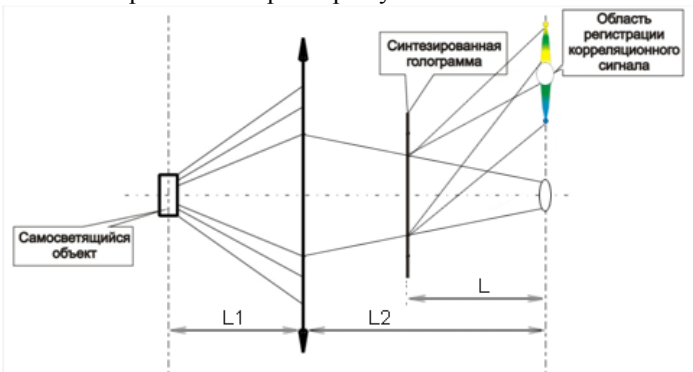


Рис. 1. Схема дисперсионного коррелятора с одним объективом

При синтезе голографических фурие-фильтров для дисперсионных корреляторов, на фильтр записывается обобщённый пространственный образ опорного объекта, содержащий информацию как о пространственной структуре объекта, так и о спектре излучения объекта. Этот образ представляет собой несколько разномасштабных копий изображения опорного объекта, при этом количество копий определяется числом компонент в опорном спектре излучения, а их масштабы и расположения зависят от длин волн опорного спектра. Поэтому, при формировании пространственного образа опорного объекта возникает необходимость в установлении зависимости между размером опорного объекта, спектром излучения, а также параметрами синтезируемой голограммы и геометрическими параметрами установки дисперсионного коррелятора.

Для схемы дисперсионного коррелятора с одним объективом получено соотношение, связывающее число отсчетов K , отводящихся на опорный объект в одном поперечном направлении на расчётном поле голограммы, с поперечным размером объекта во входной плоскости коррелятора X , длиной волны восстанавливающего излучения λ , параметрами голограммы (числом отсчетов в одном направлении на расчётном поле голограммы N , шагом голограммы Δh) и геометрическими параметрами применяемой схемы дисперсионного коррелятора

$$K = N X \Delta h f / [\lambda \cdot L (L_1 - f)], \quad (1)$$

где f – фокусное расстояние объектива, L_1 – расстояние от входной плоскости коррелятора до объектива, L – расстояние от голограммы до выходной плоскости, L_2 – расстояние от объектива до выходной плоскости (см. рис. 1). Из выражения (1) видна обратная пропорциональность K и λ , задающая масштабы и расположения на расчётном поле копий изображения опорного объекта.

Были проведены синтез и изготовление голографических фильтров для схемы дисперсионного коррелятора с одним объективом. Тестовые эксперименты подтвердили применимость этой схемы коррелятора для задач распознавания излучающих объектов по их пространственным и спектральным параметрам.

Список литературы

1. Родин В.Г., Стариков С.Н. Распознавание объектов по пространственным и спектральным параметрам в дисперсионных голографических корреляторах. Оптический журнал. 2012. №4. С.22-27.
2. Гудмен Д. Введение в Фурие-оптику. М: Мир, 1970.

ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ АВТОРОВ

-А-

Андреев А.Л. 138
Андреева О.В. 185, 271
Андросов С.С. 67
Антонычева Е.А. 250, 256
Анцыгин В.Д. 89
Ануфрик С.С. 197
Асалханова М.А. 26
Ахметов А.О. 65

-Б-

Бабаев О.Г. 140
Бабкина А.Н. 113, 115
Базакуца А.П. 109
Байтыков Т.Ж. 277
Балакий В.И. 122
Балашов А.А. 44
Бартасевич А.И. 197, 199
Басистый Е.В. 34
Белов С.П. 46
Беспалов В.Г. 91
Бетин А.Ю. 18
Бирюков А.С. 61
Бобринёв В.И. 18
Бовсуновский И.В. 167
Бойченко А.П. 240
Болдырев К.Н. 101, 219
Болдырев Н.Ю. 101
Бондарева А.П. 171
Бородако К.А. 213
Брик Е.Б. 117
Булойчик Ж.И. 236
Буримов Н.И. 136
Бусурин В.И. 30
Бутов О.В. 109
Быков В.И. 136
Быковский А.Ю. 163
Бышевский-Конопко О.А. 119

-В-

Вагин В.А. 44
Вайчас А.А. 215
Васильев Е.В. 275
Великовский Д.Ю. 124
Витрик О.Б. 191

Вишняков Г.Н. 22
Волостников В.Г. 148, 181
Волошин А.С. 122
Волошинов В.Б. 128, 244
Волынский М.А. 152
Воронцов Е.Н. 181
Воронцова Е.А. 42

-Г-

Галеев А.В. 99
Гапонов А.Ю. 250, 256
Генералова А.Н. 105
Голант К.М. 107, 109
Головашкин Д.Л. 258
Гольцман Г.Н. 48
Гончар И.В. 32
Гончаров П.Ю. 209
Гончарова Е.Н. 117
Горбатенко Б.Б. 264
Гордиенко А.В. 207
Горобец А.П. 81
Горюнов А.Е. 262
Горяев М.А. 95
Григорьевский В.И. 119
Гуркин Н.В. 71

-Д-

Дайнеко С.В. 105
Дворникова О.Д. 30
Дергачёв М.П. 230, 232
Дёмишев И.А. 113
Дивочий А.В. 48
Дмитриева Е.Л. 152
Довбешко Г.И. 230, 232
Довженко Д.С. 103
Доронин И.С. 28
Дуденкова В.В. 273
Дьяконов Е.А. 128
Дятел С.Г. 254

-Е-

Евстихеев Н.Н. 18, 156, 171, 173
Евчик А.В. 230, 232
Егоров А.Н. 207
Егоров В.И. 113
Емалетдинов А.К. 242
Ефимов Т.А. 26

-Ж-

Жеглов М.А. 30
Жердев А.Ю. 18, 169
Жиленко М.П. 77

-З-

Забогин А.А. 221
Забогин А.П. 221, 223, 234, 236
Заляпин Н.В. 138
Заседателев А.В. 105
Захаров С.М. 142
Захаров Ю.Н. 273
Земсков К.И. 77
Злоказов Е.Ю. 18, 156, 268
Зуев П.В. 136

-И-

Иванов А.С. 32
Иванов В.И. 203
Иванов П.А. 154
Иванов С.И. 134
Иванова Г.Д. 203
Исаков К.А. 161

-К-

Казанцева Е.В. 83
Казанский Н.Л. 16
Казарьян А.В. 30
Каленков Г.С. 165
Каленков С.Г. 165
Кальянов А.Л. 40
Каменев О.Т. 195, 238
Капин Ю.А. 71
Каргин Ю.Ф. 99, 136, 252
Карповцева В.Д. 209
Каюмов В.Р. 63
Ким А.А. 225
Кириллова Ю.А. 211
Кистенева М.Г. 99, 252
Кишкин С.А. 148
Клыков С.С. 144
Ковалев М.С. 187
Колчинский В.А. 238
Колядин А.Н. 61
Комар В.Н. 197
Комлев И.В. 46
Комоцкий В.А. 34
Комяк А.И. 221, 234
Кондаков Д.В. 134
Конченко А.С. 89
Корнеев А.А. 48
Корнеев А.А. 213

Корниенко Т.А. 99
Короленко П.В. 50
Корольков В.П. 89
Корсаков И.В. 63
Косолапов А.Ф. 61
Котликов Е.Н. 111
Котова С.П. 148, 181
Крадецкий В.В. 44
Краева Н.П. 191
Крайский А.В. 177
Краснов В.В. 171, 281
Кривенков В.А. 105
Криштоп В.В. 28
Круглов А.Б. 189
Круглов В.Б. 189
Круглов В.Г. 87
Крюков Н.А. 260
Кудрявцев Е.М. 177
Кудрявцева А.Д. 77
Кузищин Ю.А. 103
Кузяков Б.А. 69, 209, 211
Кульчин Ю.Н. 191
Курбатов И.А. 268
Кутуза И.Б. 246
Кучер Д.А. 271

-Л-

Лаврухин Д.В. 248
Лавров А.П. 134
Ларичев А.В. 150
Левин И.А. 183
Линник Н.Д. 254
Лисичкин Г.В. 77
Литвиненко К.О. 275
Литвинова В.А. 254
Литвинова М.Н. 254
Лузякина Е.О. 217
Лушников Д.С. 18, 169
Лычагов В.В. 40
Лявшук И.А. 197
Лякин Д.В. 144, 266
Ляликов А.М. 197, 199
Лялюшкин Л.С. 161, 279

-М-

Маверицкий О.Б. 207
Мазур М.М. 124
Маймистов А.И. 83
Макаров В.А. 79
Макин В.С. 97, 227
Макин Р.С. 97

Максимова Л.А. 264
Малинова Л.И. 40
Малов А.Н. 146, 215, 217
Мамрашев А.А. 89
Манухин Б.Г. 185, 271
Манькин Э.А. 73
Маркин В.В. 18, 159
Маркин А.О. 201
Мартынов И.Л. 103, 105
Масальский Н.В. 56
Мелехов А.П. 248
Мельниченко Е.В. 73
Меринова Д.А. 215
Миронова Т.В. 177, 269
Мишин А.Ю. 205
Мишина Е.Д. 20
Моисеенко В.Н. 230, 232
Молодцов Д.Ю. 283
Молчанов В.Я. 122
Мораренко В.В. 187
Морозов А.В. 167
Муравьева М.С. 273
Муромец А.В. 244
Мухтубаев А.Б. 87
Мысина Н.Ю. 264

-Н-

Налегаев С.С. 91
Наний О.Е. 71
Неупокоева А.В. 217
Никитин В.А. 67
Николаев Н.А. 89
Николаева Т.Ю. 179
Никоноров Н.В. 115, 225
Новиков А.Г. 71
Новикова Ю.А. 111

-О-

Одинокоев С.Б. 18, 159, 169, 187
Окишев К.Н. 28, 203
Орехов М.Ю. 189
Орлов В.В. 279
Осинцев А.В. 189
Остроухова Е.И. 85

-П-

Павлов А.В. 161, 279
Павлов В.Н. 71
Павлов И.Н. 36
Павлов П.В. 146
Павлов С.В. 58
Палатников М.Н. 193, 250, 256

Панкратов С.В. 277
Панкратова Ю.В. 150
Пантелей Е. 140
Паранин В.Д. 140
Парханюк А.Н. 201
Патапович М.П. 236
Пеганов С.А. 260
Пекарских Е.А. 99
Пен Е. Ф. 275, 277
Пережогин И.А. 79
Перин А.С. 201
Перчик А.В. 132
Пестов Ю.И. 227
Петникова В.М. 79
Петров Н.В. 91, 146, 179, 262
Петров Ю.С. 195
Петрова Е.К. 268
Петухов В.А. 46
Печенкин А.А. 207
Пикуль О.Ю. 193
Плаксин С.О. 71
Плотников П.К. 175
Пожар В.Э. 124, 126, 246
Поликарпова Н.В. 128
Пономарева О.В. 46
Попова М.Н. 219
Поршнева Л.А. 173
Постников Е.С. 113
Потапенко Р.А. 67
Потатуркин О.И. 89
Потравкин Н.Н. 79
Привалов В.Е. 227
Проклов В.В. 14, 119
Пряников А.Д. 61
Пустовойт В.И. 126

-Р-

Рагер Б.Ю. 163
Редька Д.Н. 93
Ринкевичус Б.С. 36
Родин В.Г. 281, 283
Ромашко Р.В. 26, 238
Руденко К.В. 79
Рыбников А.И. 273
Рыжиков С.Б. 52
Рыжикова Ю.В. 50, 52, 205
Рябухо В.П. 40, 144, 264
Рябухо П.В. 175, 266
Рябченко В.Ю. 201

-С-

Савельев Е.А. 107
Савранский В.В. 77
Савченков Д.В. 207
Сдобнов А.Ю. 266
Сгибнев Е.М. 113
Семенов М.А. 46
Семенова Л.Е. 75
Серафимович П.Г. 16
Сидоров А.И. 113, 225
Сидоров Н.В. 193, 250, 256
Сидорова М.В. 48
Ситников Н.Н. 213
Скорнякова Н.М. 38
Слепцова Ю.И. 275
Смулова Н.М. 69
Соломашенко А.Б. 159
Солякин И.В. 281
Старииков Р.С. 18, 24, 156, 268
Старииков С.Н. 18, 171, 173, 281, 283
Султанов Т.Т. 177
Сую А.В. 250, 256

-Т-

Табачкова К.И. 126
Талайкова Н.А. 40
Талипов Р.Р. 242
Толстогузов В.Л. 132
Трещиков В.Н. 71
Тропин А.Н. 54
Трофимов Н.С. 58
Трушин А.С. 130, 244

-У-

Умрейко Д.С. 221, 234
Умрейко С.Д. 221, 234
Урбан А.Е. 136

-Ф-

Фадаиян А.Р. 223
Фам У.Т. 236
Федорцов А.Б. 32

-Х-

Хе В.К. 203
Хижняк Р.В. 195
Хорохорин А.И. 44
Хорошилов А.О. 99
Хрущева Т.А. 113
Худякова Е.С. 252

-Ц-

Цапенко А.П. 246
Цепулин В.Г. 132
Цехомский В.А. 115

-Ч-

Чекалина В.А. 130
Чен Ф. 87
Черёмхин П.А. 173, 281
Чернега Н.В. 77
Чернышов А.К. 42
Чехлова Т.К. 58
Чивилихин С.А. 185, 271
Чинь Н.Х. 223, 236
Чистяков А.А. 103, 105

-Ш-

Шалак Д.А. 185
Шалин В.Б. 54
Шандаров В.М. 87, 201
Шандаров С.М. 136, 252
Шапкарина Е.А. 281
Шаульский Д.В. 156, 268
Шашкова И.А. 38
Швец Т.В. 232
Шейфер Д.В. 213
Шеляков А.В. 213
Шепелевич В.В. 136
Шикин А.С. 107
Шипов М.А. 44
Шишинев П.С. 115
Шишканов О.Н. 240
Шмаков С.С. 136
Штанько А.Е. 165
Шувалов В.В. 79
Шурыгин А.В. 246

-Щ-

-Э-

Эрлих Г.В. 77

-Ю-

-Я-

Яблокова Л.В. 258
Яковенко Н.А. 67
Яновский А.В. 167