

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



ВСЕРОССИЙСКАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ ПО ФОТОНИКЕ И ИНФОРМАЦИОННОЙ ОПТИКЕ

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ

Москва

УДК 535(06)+004(06)

ББК 72г

Н 34

**ВСЕРОССИЙСКАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ ПО ФОТОНИКЕ И
ИНФОРМАЦИОННОЙ ОПТИКЕ: Сборник научных трудов. М.: НИЯУ МИФИ,
2012. – 240 с.**

Сборник научных трудов содержит доклады, включенные в программу Всероссийской конференции по фотонике и информационной оптике, проходившей в рамках Научной сессии НИЯУ МИФИ-2012 25–27 января 2012 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 978-5-7262-1623-2

© Национальный исследовательский
ядерный университет «МИФИ», 2012

*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

Евтихийев 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 университет

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

Протасов Е.А. – 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: (495) 324-74-03. Факс: (495) 324-74-03.

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

Адрес в Интернет: <http://pico.mephi.ru/fio2012/>

СОДЕРЖАНИЕ

АНЦЫГИН В.Д., МАМРАШЕВ А.А., НИКОЛАЕВ Н.А., ПОТАТУРКИН О.И. Широкополосная терагерцовая спектроскопия на основе взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с полупроводниками A_3B_5	13
ВИШНЯКОВ Г.Н. Метрологическое обеспечение измерений оптических постоянных веществ.....	15
РОМАШКО Р.В. Адаптивные интерферометрические измерительные системы на основе динамических голограмм.....	16
МАЙМИСТОВ А.И. Нелинейные обратные электромагнитные волны.....	18
ЕВТИХИЕВА О.А., РАСКОВСКАЯ И.Л., РИНКЕВИЧЮС Б.С., СКОРНЯКОВА Н.М., ТОЛКАЧЕВ А.В. Экспериментальная и компьютерная визуализация рефракции структурированного излучения.....	20
ОДИНОКОВ С.Б., КУЗНЕЦОВ А.С., ЛУШНИКОВ Д.С., ЦЫГАНОВ И.К. Методы и оптико-электронные приборы для контроля подлинности защитных голограмм со скрытыми изображениями.....	22
ВЕКШИН М.М., НИКИТИН В.А., ЯКОВЕНКО Н.А. Разработка и исследование интегрально-оптических схем для сенсорных устройств.....	24
ГРЕБЕННИКОВ Е.П., АДАМОВ Г.Е., ПОРОШИН Н.О., КУРБАНГАЛЕЕВ В.Р., ОРЛОВ Ю.С., МАЛЫШЕВ П.Б., ШМЕЛИН П.С., МАВРИЦКИЙ О.Б., ЕГОРОВ А.Н. Запись информации в оптические 3D многослойные структуры в режиме двухфотонного поглощения.....	26
КОРОЛЕНКО П.В., МИШИН А.Ю., РЫЖИКОВА Ю.В. Оптические свойства аperiодических многослойных структур.....	28
МАСАЛЬСКИЙ Н.В. Масштабирование характеристик кремниевого волноводного оптического модулятора.....	30
ДАНИЛЕНКО С.С., КОЗЛОВА Е.К., ОСОВИЦКИЙ А.Н. Особенности волноводного метода измерения параметров шероховатости поверхностей стекол.....	32
НИКОЛАЕВ Н.Э., ПАВЛОВ С.В., ТРОФИМОВ Н.С., ЧЕХЛОВА Т.К. Особенности температурной зависимости эффективного показателя преломления TE_1 - и TM_1 -мод в оптических волноводах на основе золь-гель пленок в диапазоне температур от 0 до 400 °C.....	34

ВООБЛИКОВ Е.Д., ПОНОМАРЕВ Р.С. Модулятор интенсивности излучения с линеаризованной передаточной характеристикой.....	36
БАХВАЛОВА Т.Н., РУЦКИН С.А. Спектральные фильтры на основе фотонно-кристаллических структур.....	38
МУХТУБАЕВ А.Б., ТРЕНИХИН П.А., ШАНДАРОВ В.М., ЧЕН Ф. Продольная модуляция параметров фотонных структур в ниобате лития.....	40
ПЕРИН А.С., ШАНДАРОВ В.М., ЧЕН Ф. Самомодуляция светового поля в фоторефрактивном интерферометре Фабри-Перо.....	42
РЫЖОВ М.С., МАЙМИСТОВ А.И. Определение порога образования устойчивых стационарных волн в антинаправленном ответвителе.....	44
ГОРОБЕЦ А.П., КАШУРКИН О.Ю., ОСОВИЦКИЙ А.Н. Анализ излучения края плоского градиентного оптического волновода методом распространяющегося пучка.....	46
ДАНИЛЕНКО С.С., ОСОВИЦКИЙ А.Н. Потери в оптических пленочных волноводах с шероховатыми границами и поглощением.....	48
РОМАНОВ А.А., ВЕКШИН М.М., ЯКОВЕНКО Н.А. Оптическое волноводное межсоединение для оптоэлектронных печатных плат.....	50
САВЧЕНКО А.Г., ЯКОВЕНКО Н.А. Плазмонно-резонансный оптический фильтр на основе металлической дифракционной решетки.....	52
ШЕЛЯКОВ А.В., СИТНИКОВ Н.Н., КОРНЕЕВ А.А. Микромеханическое устройство с памятью формы для управления оптическим излучением.....	54
МОЛЧАНОВ В.Я., ЧИЖИКОВ С.И., ЮШКОВ К.Б. Адаптивное акустооптическое управление фемтосекундными лазерными импульсами.....	56
ПОЖАР В.Э., МАЗУР М.М., ПУСТОВОЙТ В.И., ШОРИН В.Н., ШУРЫГИН А.В. Акустооптическая фильтрация на линейно-частотно-модулированной волне в непрерывном режиме.....	58
ПУСТОВОЙТ В.И., ТАБАЧКОВА К.И., ПОЖАР В.Э. О коллинеарной дифракции света на линейно-частотно-модулированной ультразвуковой волне.....	60
МАКСИМЕНКО В.А., ДАНИЛОВА Е.В. Индикатрисы фотоиндуцированного рассеяния света в кристаллах ниобата лития.....	62
ПАРГАЧЁВ И.А., СЕРЕБРЕННИКОВ Л.Я., ШАНДАРОВ С.М., КРАКОВСКИЙ В.А., МАНДЕЛЬ А.Е., АРЕСТОВ С.И. Электрооптические модуляторы лазерного излучения на основе высокоомных кристаллов КТР.....	64

ШМАКОВ С.С., ШАНДАРОВ С.М., БУРИМОВ Н.И., КАРГИН Ю.Ф. Поляризационные зависимости выходного сигнала в адаптивном интерферометре, использующем отражательные голограммы в кристалле титаната висмута.....	66
ЧЕРНЫШОВА Е.А., ЧЕРНЫШОВ А.К. Идентификация доплеровского контура в диодно-лазерной спектроскопии с помощью вейвлет-анализа.....	68
МАКАРОВ Е.А., БЕСПАЛОВ В.Г. Выбор оптимального режима ВКР усиления света для временной оптической селекции сигналов.....	70
КИРЕЕВА Н.М., КАРПЕЦ Ю.М., ЛИТВИНОВА М.Н., КИРЮШИНА С.И., КУЗЬМИЧЕВ Д.Н., ГОНЧАРОВА П.С., КРИШТОП В.В. Управление спектральным составом излучения в процессах ап-конверсии.....	72
ГОРОБЕЦ А.П., ОВЧИННИКОВ А.А., ПОЛОВИНКИН А.Н., РАВИН А.Р. Интегральный метод решения обратной задачи при лучевом зондировании тонкопленочной линзы Люнеберга.....	74
КАЗАНЦЕВА Е.В., МАЙМИСТОВ А.И. Устойчивость уединенных волн, распространяющихся в протяженной параэлектрической среде с погруженным в нее сегнетоэлектрическим слоем.....	76
ЛИТВИНОВА М.Н., ГАРАНЬКОВА И.А., ДЯТЕЛ С.Г. Преобразование широкополосного ИК-излучения в кристаллах ниобата лития.....	78
ЩЕРБИНА В.В., БОРОДИН М.В., СМЫЧКОВ С.А., ШАНДАРОВ С.М., СЕРЕБРЕННИКОВ Л.Я., ХАН А.В., СОЛДАТКИН В.С. Исследование волноводных свойств эпитаксиальной структуры GaN/InGaN на подложке из сапфира.....	80
ПЕКАРСКИХ Е.А., КИСТЕНЕВА М.Г., ШАНДАРОВ С.М., ТОЛСТИК А.Л., ХАЙДЕР Х.К., КАРГИН Ю.Ф. Фотоиндуцированные изменения оптического поглощения в кристалле Bi ₁₂ TiO ₂₀ :Ca, наведенные импульсным и непрерывным лазерным излучением.....	82
МАРТЫНОВ А.А., НИКИТИН В.А., ПРОХОРОВ В.П., ЯКОВЕНКО Н.А. Исследование интегральных микролинз, получаемых электростимулированной миграцией ионов в стеклах.....	84
ИВАНОВ В.И., ОКИШЕВ К.Н., РЕКУНОВА Н.Н. Термодеформационное самовоздействие светового излучения при отражении от полимерной пленки.....	86
МАКИН В.С., МАКИН Р.С., ПРИВАЛОВ В.Е. Лазерная поляризационно-управляемая рекристаллизация поверхности металла.....	88
МАКИН В.С., МАКИН Р.С. Фундаментальная универсальность и диссипативные микро- и наноструктуры для сильнонелинейных систем.....	90

ЧИСТЯКОВ А.А., КУЗИЩИН Ю.А., МАРТЫНОВ И.Л., ДОВЖЕНКО Д.С. О влиянии сорбции паров ароматических молекул на кинетику люминесценции нанопористого кремния.....	92
ЧИСТЯКОВ А.А., ДАЙНЕКО С.В., ОЛЕЙНИКОВ В.А., АРТЕМЬЕВ М.В., ЗАСЕДАТЕЛЕВ А.В. Диссоциация поверхностно активных веществ под воздействием интенсивного лазерного облучения нанокристаллов CdSe.....	94
СТРОГАНОВА Е.В., ГАЛУЦКИЙ В.В., ЯКОВЕНКО Н.А., ЛУЦЕНКО А.В. Квантовая эффективность продольной накачки в градиентных лазерных кристаллах.....	96
ОБУХОВ А.Е. Спектральные технологии управления сверхтонким электронно-ядерным взаимодействием в основном и электронно-возбужденных состояниях многоатомных соединений.....	98
СИВАК А.В., ЗИБРОВ С.А., ВЕЛИЧАНСКИЙ В.Л., ВАСИЛЬЕВ В.В., ИВАНОВ Д.В., КУЗНЕЦОВ А.Н. Регистрация двойного радиооптического резонанса в NV- центрах в алмазах.....	100
КАРДАКОВА А.И., ЕЛЕЗОВ М.С., ТАРХОВ М.А., КАЗАКОВ А.Ю., АН П.П., ГОЛЫЦМАН Г.Н. Однофотонный режим детектирования сверхпроводникового однофотонного детектора.....	102
КАЗАКОВ А.Ю., ЕЛЕЗОВ М.С., ТАРХОВ М.А., АН П.П., ГОЛЫЦМАН Г.Н. Система регистрации одиночных фотонов ближнего ИК диапазона.....	104
ОГЛУЗДИН В.Е. О скорости фотонов в диспергирующей среде (атомарных парах калия).....	106
НЕУПОКОЕВА А.В., МАЛОВ А.Н. Нанотехнологии при синтезе гель-коллоидных самопроявляющихся голографических регистрирующих сред на основе дихромированного желатина.....	108
МОСКВИНА В.С., ХИЛЯ В.П., ИЩЕНКО А.А. Фотоника 6-гетарил-7-гидроксикумаринов.....	110
МОИСЕЕНКО В.Н., ДЕРГАЧЁВ М.П., ДОВБЕШКО Г.И., БОЙКО В.В., ШВАЧИЧ В.Г. Люминесценция нанокластеров серебра в объеме глобулярных фотонных кристаллов.....	112
МОИСЕЕНКО В.Н., ДЕРГАЧЁВ М.П., ШВЕЦ Т.В., ШВАЧИЧ В.Г., БЕССМЕРТНЫЙ И.В. Влияние структурного разупорядочения и внешнего резонатора на спектры люминесценции нанокомпозитов опал – родамин 6G.....	114
САВИНОВСКИХ Е.Г., БОЙЧЕНКО А.П. Характеристики электролюминесценции полимерных ионополупроводников.....	116

ИВАНОВ В.И., ИВАНОВА Г.Д., ХЕ В.К.	
Термолинзовый отклик в двухкомпонентной жидкофазной среде.....	118
МЕЛЕХОВ А.П., ЛАВРУХИН Д.В.	
Применение термостатирования при исследовании влияния магнитного поля на акустические свойства воды.....	120
ДУДКИНА Т.Д., ЕГОРЫШЕВА А.В., ВОЛОДИН В.Д., ЧИСТЯКОВ А.А., ЛОБАЗНИКОВА В.С.	
Активированные европием висмут-барий-боратные стекла.....	122
РОМАШКО Р.В., БЕЗРУК М.Н., КУЛЬЧИН Ю.Н.	
Адаптивная томографическая интерферометрическая система для реконструкции параметров слабых вибрационных полей.....	124
ЛАПИЦКИЙ К.М., СИМАНЖЕНКОВ Д.В.	
Моделирование рефракционных картин в компьютерно-лазерной системе визуализации газовых потоков.....	126
КОРНЫШЕВА С.В., ВИШНЯКОВ Г.Н.	
Измерение дисперсии показателя преломления.....	128
ШАШКОВА И.А., СКОРНЯКОВА Н.М.	
Визуализация процесса испарения капель жидкости теневым фоновым методом.....	130
ЛЫЧАГОВ В.В., КАЛЬЯНОВ А.Л., РЯБУХО В.П.	
Влияние дисперсии на сигнал интерференционного микроскопа с широкополосным источником света.....	132
БУСУРИН В.И., ЗВЕЙ НЭЙ ЗО, ДВОРНИКОВА О.Д., МИЩЕНКО О.А.	
Исследование математической модели преобразователя давления на основе оптического туннельного эффекта.....	134
БЕЛОВОЛОВ М.И., ЗАЙНУЛЛИН Э.Ф., ТУРТАЕВ С.Н.	
Гидрофон на основе волоконно-оптического интерферометра.....	136
КУЛЬЧИН Ю.Н., ВИТРИК О.Б., КРАЕВА Н.П.	
Бесконтактный лазерный метод мониторинга параметров гидроакустических колебаний.....	138
БАСИСТЫЙ Е.В., КОМОЦКИЙ В.А., СОКОЛОВ Ю.М.	
Модулятор когерентного излучения дифракционного типа.....	140
ЛЕВИН И.А.	
Возможности дифракционно-рефракционных оптических систем вакуумного ультрафиолетового диапазона.....	142
ЕЗЕРСКАЯ А.А., СМОЛЯНСКАЯ О.А., РОМАНОВ И.В., ПАРАХУДА С.Е., ГРАЧЁВ Я.В., ГОНЧАРЕНКО А.О.	
ТГц спектры пропускания и отражения патологически изменённых хрусталика глаза и твёрдых тканей зуба человека.....	144
РОМАШКО Р.В., ЕФИМОВ Т.А., НЕПОМНЯЩИЙ А.В., КУЛЬЧИН Ю.Н.	
Сенсор сверхмалых масс на основе адаптивного голографического интерферометра.....	146

КАМЕНЕВ О.Т., ПЕТРОВ Ю.С., КОЛЧИНСКИЙ В.А. Создание волоконно-оптической сети для регистрации параметров деформационных воздействий.....	148
ЗВЕРЖХОВСКИЙ В.Д., КЛЕМЯШОВ И.В., ТЫЧИНСКИЙ В.П. Визуализация субмикронных конгломератов наночастиц алмаза методом когерентной фазовой микроскопии.....	150
КОРНЫШЕВА С.В. Зависимость метрологических характеристик гониометрического метода измерения показателя преломления от качества изготовления оптических элементов.....	152
РАСКОВСКАЯ И.Л. Количественная лазерная диагностика физических процессов в жидкости....	154
МИХАЛЕВ А.С., МИХАЛЕВА Е.М. Особенности выбора элементов установки для теневого фонового метода....	156
НАЗИМОВ А.С., ШТЕЙН Г.И. Определение основных параметров лазерного сканирующего конфокального микроскопа.....	158
АНУФРИК С.С., ЛЯВШУК И.А., ЛЯЛИКОВ А.М., СВИРИДОВ Е.В. Анализ измерительных возможностей интерферометрических способов при исследовании «слабой» оптической неоднородности с малыми поперечными размерами.....	160
ЛЯЛИКОВ А.М. Уменьшение погрешности измерений клиновидности пластин в сдвиговой интерферометрии.....	162
БЕЛКИН М.Е. Анализ влияния компонентной базы на качество канала передачи аналоговой ВОСП с полосой в СВЧ-диапазоне.....	164
ФАТЬЯНОВА Н.Г., ВАСИЧЕВ Б.Н. Электронно-лучевой быстродействующий процессор.....	166
АРОНОВ Л.А., ГРАЧЁВ С.В., УШАКОВ В.Н. Акустооптический спектроанализатор с временным интегрированием и широкой полосой анализа.....	168
ВЕКШИН Ю.В., ЛАВРОВ А.П. Дифракция оптической волны на толстой фазовой решетке. Расчет в пакете GLAD.....	170
КУЗЬМИНА М.Г., ГРИЧУК Е.С., МАНЫКИН Э.А. Системы стохастических осцилляторов и однонаправленные квантовые вычисления.....	172
БЕКЯШЕВА З.С., ПАВЛОВ А.В. Голографический предсказатель случайных процессов: влияние характеристик изображения и фильтра на оценки статистических моментов.....	174
МАЛОВ А.Н., ПАВЛОВ П.В., ПЕТРОВ Н.В., СИНИЦЫН И.А. Корреляционная обработка спекл-картин спиральных пучков излучения при зондировании шероховатых поверхностей.....	176

ИВАНОВ П.А.

Применение МСЭК-фильтров для распознавания объектов, подвергнутых преобразованиям геометрии..... 178

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

Разработка методов применения инвариантных корреляционных фильтров для обработки полутоновых изображений, полученных при аэрофотосъёмке..... 180

БЫКОВСКИЙ А.Ю., РАГЕР Б.Ю.

О способах обучения и корректировки защищенной модели мира мобильного оптоэлектронного агента..... 182

ОДИНОКОВ С.Б., САГАТЕЛЯН Г.Р.

Применение ионно-плазменного травления стекла для изготовления ДОО-ГОЭ..... 184

КОМПАНЕЦ И.Н., НЕЕВИНА Т.А.

Коммутация оптических каналов с использованием фоторефрактивного материала..... 186

ГОНЧАРОВА П.С., КРИШТОП В.В.

Влияние спектральной полосы источника излучения на параметры электрооптического модулятора..... 188

НОТКИН Б.С., КОЛЧИНСКИЙ В.А.

Обработка данных волоконно-оптической сети в составе информационно-измерительных систем..... 190

МАЧИХИН А.С., ПОЖАР В.Э.

Безаберрационный зондовый акустооптический 2D-спектрометр..... 192

АВЕРЬЕВ Н.В., ЧАРАЕВ И.А., СЕЛЕЗНЁВ В.А., СЕМЁНОВ А.В.,

КОРНЕЕВ А.А., ГОЛЬЦМАН Г.Н.

Скорость темного счета сверхпроводникового однофотонного детектора при различных температурах..... 194

ЗЛОКАЗОВ Е.Ю., КУРБАТОВ И.А., ПЕТРОВА Е.К., СТАРИКОВ Р.С.,

ШАУЛЬСКИЙ Д.В.

Исследование информативной ёмкости и шумовых характеристик инвариантных корреляционных фильтров с оптимизацией параметров корреляционного пика..... 196

АНДРОСОВ С.С., СЕЛИНА Н.В., ЯКОВЕНКО Н.А.

Расчёт эффективности сопряжения одномодовых оптических волокон с помощью планарных микролинз..... 198

ЯКОВЕНКО Н.А., СМОРЩЕВСКИЙ В.С., ЕПИФАНОВ А.А.

Современная оптическая технология передачи информации FTTB в учебном процессе..... 200

ЛЫСЕНКО В.Е., ИВАНОВ А.Л., ЯКОВЕНКО Н.А., САВЕНКОВ С.И.

Оптико-электронный астрофизический учебно-методический комплекс..... 202

ПУТИЛИН А.Н., БОРОДИН Ю.П., КОПЕНКИН С.С.

Голограммы на полном внутреннем отражении в осветительных элементах схем записи синтезированных 3D стереограмм..... 204

БОБРИНЕВ В.И., СОН Дж.-Й. Голографические экраны просветного типа для отображения стереоскопических и многокурсных изображений.....	206
ВИШНЯКОВ Г.Н., ЯНОВСКИЙ А.В. Минимизация спекл-шума при записи стереоголограмм.....	208
ЕВТИХИЕВ Н.Н., КРАСНОВ В.В., СТАРИКОВ С.Н., ЧЕРЁМХИН П.А. Измерение шумовых и радиометрических характеристик фото- и видеокамер с использованием методики оперативного нахождения временного шума.....	211
ЕВТИХИЕВ Н.Н., КРАСНОВ В.В., СТАРИКОВ С.Н., ЧЕРЁМХИН П.А. Метод измерения двумерных модуляционных передаточных функций оптических систем.....	213
НИКОЛАЕВА Т.Ю., ПЕТРОВ Н.В. Восстановление волновых фронтов с использованием излучения различной спектральной ширины. Оценка качества восстановленных изображений.....	215
КРАЙСКИЙ А.В., МИРОНОВА Т.В., СУЛТАНОВ Т.Т. Измерение длины волны узкополосного излучения при обработке цифровых фотографий в RAW-формате.....	217
КАЗИН С.В. Программное обеспечение суперхроматической коррекции оптических систем.....	219
АФАНАСЬЕВ К.Н., ВОЛОСТНИКОВ В.Г., ВОРОНЦОВ Е.Н., КОТОВА С.П., РАЗУЕВА Е.В. Применение оптики фурье-инвариантных полей для синтеза дифракционных фазовых элементов.....	221
АФАНАСЬЕВ К.Н., КИШКИН С.А. Фазовые голограммы для формирования спиральных пучков света.....	223
САВОНИН С.А., ЛЫЧАГОВ В.В., РЯБУХО В.П. Цифровая низкокогерентная голографическая микроскопия.....	225
МУРАВЬЕВА М.С., ДУДЕНКОВА В.В., ЗАХАРОВ Ю.Н. Исследование нестабильности оптической длины тракта освещения объектов сканирующей лазерной микроскопии голографическим методом.....	227
КАЛАШНИКОВ А.В., ЕЖОВ Е.Г., ГРЕЙСУХ Г.И. Дифракционно-рефракционные корректоры аберраций в пластмассово- линзовых микровариообъективах.....	229
АНДРЕЕВ Д.С., БОЛТАРЬ К.О., БУРЛАКОВ И.Д., ЗАЛЕТАЕВ Н.Б., КРАВЧЕНКО Н.В., ЛОПУХИН А.А., ТРОШКОВ А.Е., ФИЛАЧЁВ А.М., ЧИНАРЁВА И.В. Матричное фотоприёмное устройство формата 320x256 для спектрального диапазона 0,9 – 1,7 мкм на основе гетерозепитаксиальной фотодиодной структуры InGaAs/InP.....	231

ЕВТИХИЕВ Н.Н., КРАСНОВ В.В., РОДИН В.Г., СОЛЯКИН И.В.,
СТАРИКОВ С.Н., ЧЕРЁМХИН П.А., ШАПКАРИНА Е.А.

Использование пространственного усреднения для увеличения отношения сигнал/шум при регистрации изображений.....	233
ГЕРАСИМОВ И.В., МОЛОДЦОВ Д.Ю., РОДИН В.Г., СТАРИКОВ С.Н. Распознавание протяженных спектров излучающих объектов в дисперсионных голографических корреляторах.....	235
Именной указатель авторов.....	237

В.Д. АНЦЫГИН, А.А. МАМРАШЕВ,
Н.А. НИКОЛАЕВ, О.И. ПОТАТУРКИН

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск

ШИРОКОПОЛОСНАЯ ТЕРАГЕРЦОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ НА ОСНОВЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ С ПОЛУПРОВОДНИКАМИ A_3B_5

Разработаны и созданы широкополосные терагерцовые спектрометры с накачкой излучением фемтосекундных волоконных лазеров. Рассмотрены механизмы генерации импульсного терагерцового излучения в полупроводниках A_3B_5 на длинах волн 775 нм и 1550 нм. Проведено экспериментальное исследование эффективности преобразования лазерного излучения в терагерцовое в полупроводниках InSb, InAs, GaAs и ZnTe. Измерены свойства ряда нелинейно-оптических материалов в терагерцовой области спектра.

Терагерцовое (ТГц) излучение находит все более широкое применение для исследования наноматериалов и наноструктур без нарушения их функционирования [1], неинвазивной диагностики биологических объектов на уровне тканей, клеток, органелл и органических молекул [2]. Необходимым условием распространения методов терагерцовой диагностики является создание широкополосных спектрометров с высокой эффективностью генерации и регистрации ТГц излучения, например, за счет преобразования лазерных импульсов. При этом генерация осуществляется посредством создания импульсного тока или нестационарной поляризации в полупроводниках под действием излучения первой (1550 нм) и второй (775 нм) гармоник фемтосекундного волоконного лазера, а регистрация напряженности терагерцового поля осуществляется поляризационно-оптическим методом в нелинейных кристаллах GaAs (1550 нм) и ZnTe (775 нм).

Для улучшения характеристик спектрометра исследовано взаимодействие фемтосекундных лазерных импульсов с полупроводниками A_3B_5 [3]. Выполнены экспериментальные исследования генерационных свойств полупроводниковых материалов InAs, InSb с различными типами и концентрациями носителей при накачке на длине волны 1550 нм. Установлено, что наибольшей эффективностью генерации импульсного терагерцового излучения обладает InSb p-типа (рис. 1), приложение магнитного поля ~ 1 Тл к которому увеличивает мощность ТГц излучения в ~ 180 раз. Показано, что перспективно использовать p-InAs в качестве генератора терагерцового

излучения при повышении плотности мощности накачки, в том числе с помощью волоконных усилителей.

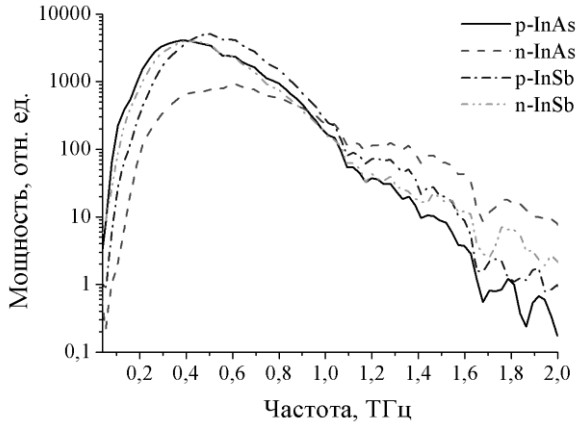


Рис. 1. Сравнение спектральной плотности мощности ТГц излучения при генерации на длине волны 1550 нм в различных полупроводниках в магнитном поле

Экспериментально показано преимущество генерации терагерцового излучения на поверхности полупроводниковых кристаллов (по сравнению с методом оптического выпрямления в кристалле ZnTe) при их облучении лазерными импульсами на длине волны 775 нм. Проведено сравнение эффективности генерации терагерцового излучения в полупроводниках GaAs, InAs и InSb [4]. Установлено, что при данных параметрах лазерного излучения наиболее эффективно использовать InAs, для которого оценен вклад фотоэффекта Дембера и оптического выпрямления в генерацию терагерцового излучения. Экспериментально исследованы свойства нелинейно-оптических кристаллов боратов лития и бария.

Список литературы

1. Ulbricht R., et. al. Carrier dynamics in semiconductors studied with time-resolved terahertz spectroscopy // *Rev. Mod. Phys.* 2011. V.83. №2. P.543-586.
2. Wilmink G.J., Grundt J.E. Current state of research on biological effects of terahertz radiation // *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves.* 2011. V.32. P.1074-1122.
3. Анцыгин В.Д., Мамрашев А.А., Николаев Н.А., Потатуркин О.И.. Эффективность генерации импульсного терагерцового излучения в полупроводниках A_3B_5 // Тезисы докладов конференции «Фотоника-2011». Новосибирск, 2011.
4. Анцыгин В.Д., Николаев Н.А.. Об эффективности генерации терагерцового излучения в кристаллах GaAs, InAs и InSb // *Автометрия.* 2011. Т.47. №4. С.23–30.

Г.Н. ВИШНЯКОВ

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

МЕТРОЛОГИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ИЗМЕРЕНИЙ ОПТИЧЕСКИХ ПОСТОЯННЫХ ВЕЩЕСТВ

Рассмотрено состояние метрологического обеспечения измерений оптических постоянных веществ в России.

Основными оптическими характеристиками материалов, используемыми при анализе их свойств, являются оптические постоянные: показатель преломления и показатель поглощения или коэффициент ослабления. Для измерения этих величин разработаны различные методы: рефрактометрия, интерферометрия, эллипсометрия, рефлектометрия, спектрофотометрия, спектроскопия полного внутреннего отражения. Соответственно, промышленность выпускает широкий ассортимент приборов для измерения параметров многослойных структур, в первую очередь толщины, но также и показателя преломления и главного показателя поглощения. Поэтому остро стоит задача метрологического обеспечения измерений указанных характеристик упорядоченных многослойных структур.

В общем случае поверхность многослойного структурированного образца описывается трёхмерным пространственным распределением комплексного показателя преломления $\tilde{n} = n - ik$, действительная часть которого n – показатель преломления, а мнимая часть k определяется показателем ослабления (поглощения) света веществом. Величины n и k часто называют оптическими постоянными вещества. Материалы, обладающие электрической проводимостью, например, металлы и полупроводники, имеют обе оптические постоянные, и для них показатель преломления может быть меньше единицы. При бесконтактных измерениях комплексного показателя преломления с помощью оптического излучения возникают локальные деформации волнового фронта, проявляющиеся в его амплитудно-фазовой и поляризационной модуляции. Для характеристики и картирования поверхности необходимо измерять и учитывать все оптические постоянные плёнок и подложек.

В ФГУП «ВНИИОФИ» созданы Государственные первичные эталоны ГЭТ 138-2010, ГЭТ 50-2008, ГЭТ 186-2010, которые возглавляют соответствующие Государственные поверочные схемы для средств измерений в области рефрактометрии, поляриметрии и эллипсометрии.

Р.В. РОМАШКО

Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток

АДАПТИВНЫЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИЕ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ НА ОСНОВЕ ДИНАМИЧЕСКИХ ГОЛОГРАММ

Систематизируются результаты цикла исследований, направленных на создание сверхвысокочувствительных оптических и волоконно-оптических адаптивных измерительных систем, в основе работы которых лежат принципы адаптивной интерферометрии, а ключевым элементом является диффузионная динамическая голограмма, формируемая в фоторефрактивном кристалле.

Адаптивная интерферометрия – интенсивно развивающаяся область лазерной физики, в рамках которой, а также на стыке с другими областями создаются эффективные измерительные и сенсорные системы, устройства обработки оптической информации, оптического управления и пр. [1-3]. В настоящей работе систематизируются результаты цикла исследований, направленных на создание и применение адаптивных высокочувствительных интерферометрических измерительных систем.

В работе определяются основные параметры адаптивных интерферометров (АИ) на основе динамических голограмм – порог детектирования, частота отсечки и рабочая интенсивность. Обосновываются принципы построения адаптивных корреляционных и интерферометрических измерительных систем на основе динамических голограмм, формируемых в фоторефрактивных кристаллах (ФРК) без приложения внешних электрических полей (рис. 1).

Показано, что использование отражательной геометрии формирования голограммы совместно с обеспечением линейного режима фазовой демодуляции за счёт векторного взаимодействия волн на диффузионной голограмме позволяет реализовать адаптивный интерферометр, чувствительность которого

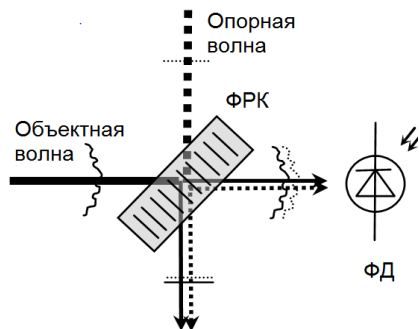


Рис. 1. Динамическая голограмма, формируемая в ФРК, – ключевой элемент адаптивного интерферометра

приближается к максимально возможной, достижимой лишь теоретически в классическом гомодинном неадаптивном интерферометре, свободном от оптических потерь [4]. Экспериментально достигнутый порог детектирования составил $3,0 \times 10^{-8} \text{ рад(Вт/Гц)}^{1/2}$, что позволяет в реальных условиях устойчиво детектировать в широкой полосе частот (до 10 МГц) колебания с амплитудой в диапазоне от 0,2 до 110 нм.

Предложена и исследована новая схема трёхволнового ортогонального 3D-взаимодействия в ФРК кубической симметрии. Показано, что на базе трёхволнового взаимодействия может быть реализован полностью поляризационно-независимый АИ, в котором объектная волна может иметь произвольное состояние поляризации, что позволяет свести к предельному минимуму поляризационные шумы в АИ, понизить порог детектирования, увеличить динамический диапазон измерения, а также расширить область практического применения АИ [5].

Предложены и исследованы геометрии мультиплексирования отражательных и ортогональных динамических голограмм с использованием общего опорного пучка, в которых за счёт анизотропии векторного взаимодействия в кубическом ФРК исключено или сведено к минимуму формирование перекрестных голограмм и, как следствие, появление перекрестных помех. Оценка предела мультиплексирования свидетельствует о возможности формирования в одном кристалле свыше 300 отражательных и до 10^4 ортогональных динамических голограмм [6].

Результаты работы нашли практическое применение при разработке адаптивных систем в задачах неразрушающего мониторинга, нанометрологии, регистрации слабых акустических полей и др.

Работы выполнены при финансовой поддержке РФФИ и Министерства образования и науки Российской Федерации.

Список литературы

1. Stepanov S.I. Adaptive interferometry: a new area of applications of photorefractive crystals // International Trends in Optics. New York, London: Academic Press, Inc. 1991. Ch.9. P.125-140.
2. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. Санкт-Петербург: Наука, 1992.
3. Кульчин Ю.Н., Витрик О.Б., Камшилин А.А., Ромашко Р.В. Адаптивные методы обработки спекл-модулированных оптических полей. М.: Физматлит, 2009.
4. Di Girolamo S., Kamshilin A.A., Romashko R.V., Kulchin Yu.N., Launay J.C. Fast adaptive interferometer on dynamic reflection hologram in CdTe:V // Opt. Express. 2007. V.15. P.545-555.
5. Romashko R.V., Kulchin Yu.N., Kamshilin A.A. 3D-orthogonal three-wave mixing in adaptive interferometry // Pacific Sc. Rev. 2010. N12. P.136-138.
6. Di Girolamo S., Romashko R.V., Kulchin Yu.N., Launay J.C., Kamshilin A.A. Fiber sensors multiplexing using vectorial wave mixing in a photorefractive crystal // Opt. Express. 2008. V.16. P.18040-18049.

А.И. МАЙМИСТОВ

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
Московский физико-технический институт (государственный университет)*

НЕЛИНЕЙНЫЕ ОБРАТНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ

Дан обзор ряда задач электродинамики и оптики, в частности, в которых играют роль нелинейные обратные волны. Рассмотрены параметрические процессы взаимодействия прямых и обратных волн и поверхностные волны на границе раздела положительно и отрицательно преломляющих сред.

Обратные волны являются несколько редким, но обычным явлением в природе. В большинстве случаев рассматриваются и исследуются прямые волны, у которых фазовый фронт распространяется в том же направлении, в котором переносится энергия. В неоднородных средах направление распространения фазы и потока энергии могут быть не коллинеарными. Так что обратные волны являются предельным случаем такой волны. Недавние успехи в технологии создания нанокompозитных сред, особенно в изготовлении сред, в которых структурные элементы, размером в десятки или сотни нанометров, располагаются в пространстве периодически, вызвали всплеск интереса к электромагнитным явлениям с участием обратных волн.

Чтобы проиллюстрировать понятие обратной волны будет рассмотрен частный довольно простой случай электрических линий или линий передачи. Кроме этих примеров существуют другие случаи, где возникают обратные волны, которые здесь будут упомянуты. Волны с отрицательной групповой и положительной фазовой скоростями могут возникать при распространении электромагнитных волн в конденсированных средах как поляритонные волны. Для этого необходимо, чтобы дисперсионная кривая имела отрицательный наклон в некоторой области спектра.

Если рассмотреть слой двумерного фотонного кристалла как толстую дифракционную решетку, когда реализуется режим дифракции Брэгга, то оказывается, что дифрагированная волна ведет себя как обратная волна. Падая на границу раздела однородный диэлектрик (или вакуум, как частный случай) – фотонный кристалл, прямая волна в среде становится обратной волной и из-за изменения знака фазовой скорости происходит ее отрицательное преломление – угол падения и угол преломления будут лежать по одну сторону от нормали к поверхности раздела.

В последние десять лет стали привлекать большое внимание искусственные материалы, которые в зарубежной научной литературе называются "left-handed material". При прохождении границы раздела такой среды с обычным диэлектриком происходит отрицательное преломление, связанное с тем, что электромагнитная волна в такой среде имеет волновой вектор направленный антипараллельно вектору Пойнтинга, то есть, является обратной волной.

При полном внутреннем отражении от границы раздела двух обычных сред, или для прямых волн, происходит сдвиг фазы отраженной волны по отношению к падающей волне. Это явление известно как эффект Гуса-Хенхена. При прохождении границы раздела между обычной средой и отрицательно преломляющей, в случае полного внутреннего отражения происходит отрицательный сдвиг фаз между отраженной и падающей волнами. В таком случае говорят об отрицательном эффекте Гуса-Хенхена. Обращение знака фазовой скорости при прохождении границы раздела приводило к отрицательному эффекту Гуса-Хенхена и пространственному перераспределению энергии в волновом пакете обратных волн. В продольном направлении волновой пакет сжимается, и расширяется в поперечном направлении

Два близко расположенных волновода могут быть связанными из-за туннельного проникновения света из одного волновода в другой. Такое устройство, изготовленное из материалов с положительным показателем преломления, сохраняет направление распространения излучения и потому называется направленным ответвителем. Если один из волноводов изготовлен из материала с отрицательным показателем преломления, то излучение, вошедшее в один волновод, выходит обратно, но из другого волновода. Поэтому можно сказать, что это антинаправленный ответвитель (АНО). В недавних исследованиях было показано, что если на вход одного из каналов АНО подается слабый импульс, он туннелирует в соседний канал и покидает АНО, выходя навстречу падающему импульсу. Но при превышении некоторого порогового значения амплитуды входного импульса в АНО формируется щелевой солитон, который распространяется по каналам ответвителя.

Мне доставляет удовольствие поблагодарить коллег Ж.А. Кудышева, М.С. Рыжова, А.О. Короткевича, Н.М. Личиницер и Е.В. Казанцеву. Работа частично поддерживалась РФФИ (грант 09-02-00701-а), ARO-MURI, грант 50342-PH-MUR, NSF (грант DMS-050989) и грантом штата Аризона TRIF (Proposition 301).

О.А. ЕВТИХИЕВА, И.Л. РАСКОВСКАЯ, Б.С. РИНКЕВИЧЮС,
Н.М. СКОРНЯКОВА, А.В. ТОЛКАЧЕВ

Национальный исследовательский университет «МЭИ»

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ И КОМПЬЮТЕРНАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ РЕФРАКЦИИ СТРУКТУРИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Представлены результаты визуализации рефракции структурированного излучения в жидких и газовых средах с неоднородностями показателя преломления, обусловленными наличием градиентов полей термодинамических и других характеристик среды. Описаны принципы получения оптического и лазерного структурированного излучения и методы, основанные на использовании такого излучения в качестве зондирующего.

В [1] в рамках подходов информационной оптики была представлена новая информационно-измерительная технология – лазерная рефрактография (ЛР), основанная на рефракции структурированного лазерного излучения (СЛИ), получаемого с помощью дифракционных оптических элементов (ДОЭ) [2].

Элементной базой преобразования гауссового лазерного пучка в структурированный являются дифракционные оптические элементы (ДОЭ), которые представляют собой пропускающую или отражающую пластинку с тонким фазовым микрорельефом, рассчитанным в рамках теории дифракции. Наиболее перспективными для использования в ЛР являются ДОЭ, фокусирующие лазерное излучение в тонкие линии или малые области пространства, что соответствует структурированному пучку с модуляцией интенсивности. В этом случае элементы структуры пучка непосредственно визуализируются в его сечении и рефрактограммы имеют контурный графический характер, что собственно и послужило причиной появления термина «рефрактография».

Использование в лазерной рефрактографии пучков с такой структурой существенным образом расширяет возможности традиционных лазерных градиентных методов. В представленной работе акцент сделан на методике моделирования и экспериментального получения трехмерных рефракционных изображений СЛИ – 3D-рефрактограмм. Кроме того, проведено обобщение понятия структурированного излучения в рамках рассмотрения принципов теневого фонового метода (ТФМ) [3].

3D-рефрактограмма представляет собой изображение трехмерной поверхности, образованной рефрагирующими в среде лучами от

источника СЛИ. Она может быть получена на основе совокупности экспериментальных или расчетных двумерных рефрактограмм в разных сечениях с помощью специальных методов обработки [4], либо экспериментально визуализирована в рассеянном излучении. Использование цифровых методов регистрации и обработки рефрактограмм позволяет решать обратную задачу восстановления профиля неоднородности и проводить ее количественную диагностику одновременно с визуализацией.

Экспериментально визуализировать находящиеся в канале измерения оптические неоднородности возможно и с помощью теневого фонового метода. В данном случае система визуализации состоит из специально разработанного фонового экрана, на котором и фокусируется видеокамера. Между экраном и видеокамерой располагается исследуемая неоднородность. В качестве экрана может использоваться и случайно структурированный фон естественного происхождения (каменная кладка, листва деревьев и кустов и т.п.). Полученные изображения искаженного под воздействием неоднородности фонового экрана в режиме реального времени передаются в программу обработки или сохраняются в компьютере для последующей обработки, которая осуществляется в несколько этапов. Сначала производится кросскорреляционная обработка изображений неискаженного и искаженного фоновых экранов для получения поля распределения коэффициентов корреляции. Следующим шагом осуществляется процедура калибровки на реальные пространственные координаты и в результате получается поле смещений элементов изображения фонового экрана. В случае необходимости, третий шаг заключается в нормировке на исследуемые физические величины (градиент температуры, давления, плотности). ТФМ позволяет получать как двумерные, так и трехмерные поля неоднородностей. В докладе приводятся схема установки и примеры визуализации тепловых процессов в газах и в жидкости данным методом.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 10-08-0936а) и Минобрнауки РФ (ГК № 14.740.11.0594).

Список литературы

1. Евтихиева О.А., Расковская И.Л., Ринкевичюс Б.С. Лазерная рефрактография. М.: Физматлит, 2008.
2. Дифракционная компьютерная оптика / под ред. В.А. Сойфера. М.: Физматлит, 2007.
3. Скорнякова Н.М. Теневой фоновый метод // В книге: Современные оптические методы исследования потоков/ под. ред. Б.С. Ринкевичюса. М.: изд-во Оверлей, 2011.
4. Yesin M.V., Rinkevichyus B.S., Tolkachev A.V. 3D images reconstruction of the objects with indistinct boundaries // Proc. SPIE. 2002. V.4900. P.1140-1146.

С.Б. ОДИНОКОВ, А.С. КУЗНЕЦОВ,
Д.С. ЛУШНИКОВ, И.К. ЦЫГАНОВ

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

МЕТОДЫ И ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ КОНТРОЛЯ ПОДЛИННОСТИ ЗАЩИТНЫХ ГОЛОГРАММ СО СКРЫТЫМИ ИЗОБРАЖЕНИЯМИ

Рассматриваются основные типы скрытых изображений защитных голограмм, их достоинства и недостатки, методы контроля защитных голограмм, их сравнительный анализ, а также способы реализации приборов для контроля подлинности защитных голограмм, построенных на базе этих методов.

Контроль подлинности защитных голограмм – процесс идентификации защитных голограмм путем отнесения их к классу подлинных (эталонных) защитных голограмм (ЗГ) по идентификатору, описывающему их совпадение по характеристикам и параметрам структуры оптико-голографического изображения.

Наиболее перспективным для контроля подлинности ЗГ является использование метода автоматической инструментальной идентификации (АИИ), выполняемого с помощью автоматических специализированных оптико-электронных приборов и устройств без участия человека-оператора.

На практике при автоматическом контроле подлинности ЗГ требуется решение следующих задач: массовый потоковый контроль подлинности входных ЗГ (например, ЗГ на акцизных марках) на соответствие только одной эталонной ЗГ; потоковый контроль подлинности входных ЗГ (например, ЗГ на бланках строгой отчетности) по многим разным эталонным ЗГ, заранее внесенным в базу данных ОЭП, ЗГ; выборочный по мере предъявления контроль подлинности входных ЗГ (например, ЗГ на паспортах, удостоверениях, бланках), при котором необходимо выполнять внесение характерных признаков новой ЗГ в базу данных эталонных ЗГ, изменение алгоритма идентификации и саму идентификацию входных ЗГ.

Для автоматического приборного контроля подлинности ЗГ наиболее перспективным является использование скрытых кодированных бинарных изображений (СКБИ), которые формируются в виде субголограмм на стадии изготовления ЗГ, имеют стабильные во времени параметры и могут считываться с помощью оптико-электронных средств.

Использование СКБИ в виде субголограмм внутри структуры ЗГ для решения поставленной задачи позволяет:

- обеспечить наибольшую вероятность правильной идентификации ЗГ;
- выполнить идентификацию в реальном масштабе времени персоналом невысокой квалификации без сложной и дорогостоящей экспертизы;
- избавиться от влияния субъективных факторов человека-оператора;
- повысить степень защищенности ЗГ от подделки;
- применять автоматические оптико-электронные приборы и устройства для контроля подлинности ЗГ, встраиваемые в аппаратно-программные комплексы для контроля подлинности документов различными оптико-физическими методами и по совокупности разнородных признаков.

Для автоматического контроля подлинности защитных голограмм наиболее эффективно использовать следующие методы:

1) метод модифицированного когерентно-оптического корреляционного анализа с совместным преобразованием Фурье нескольких входных и эталонного скрытых кодированных бинарных изображений, восстановленных на входе с субголограмм Фурье и Френеля, и несколькими интерференционными картинками в плоскости сравнения;

2) метод корреляционного сравнения входного и эталонного скрытых кодированных бинарных изображений по совокупности интегральных, точечных и комбинированных характеристик их пространственно-частотных спектров;

3) метод оптической свертки в области пространственных частот входного и эталонного скрытых кодированных бинарных изображений, выполняемой по алгоритму оптических векторно-матричных вычислений.

Соответственно для технической реализации данных методов могут быть использованы автоматические оптико-электронные приборы следующих типов:

- 1) когерентно-оптические корреляторы с совместным преобразованием Фурье;
- 2) когерентно-оптические спектроанализаторы;
- 3) когерентно-оптические векторно-матричные процессоры.

Список литературы

1. Павлов И.В., Потапов А.И. Контроль подлинности документов, ценных бумаг и денежных знаков. М.: Техносфера, 2006. 472 с.
2. Гончарский А.В., Гончарский А.А. Компьютерная оптика. Компьютерная голография. М.: МГУ им. М.В.Ломоносова, 2004. 314 с.
3. Одинокоев С.Б., Лушников Д.С., Павлов А.Ю. Оптико-электронные приборы контроля подлинности защитных голограмм. М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2009. 43 с.

М.М. ВЕКШИН, В.А. НИКИТИН, Н.А. ЯКОВЕНКО

*Кубанский государственный университет, Краснодар***РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКИХ СХЕМ ДЛЯ СЕНСОРНЫХ УСТРОЙСТВ**

Разработаны, изготовлены и исследованы интегрально-оптические схемы в стекле, как основа для построения различных оптических датчиков. Термический ионный обмен $K^+ \leftrightarrow Na^+$ использован в качестве базовой технологии.

Интегральная оптика является перспективной базой для создания высокочувствительных биосенсоров для определения концентрации биохимических реагентов и исследования кинетики биомолекулярных взаимодействий. Для создания интегрально-оптических схем термический ионный обмен и электростимулированная миграция ионов в стекле являются недорогими и хорошо разработанными технологиями [1].

Целью работы является моделирование, разработка и изготовление интегрально-оптических схем для применения в сенсорных микросистемах различного типа – рефрактометрического, абсорбционного и люминесцентного. В качестве базовой технологии использовался термический ионный обмен $K^+ \leftrightarrow Na^+$.

Разработка интегрально-оптических схем проводилась в 2 этапа. На первом этапе определялось формирующее волновод пространственное распределение концентрации ионов K^+ в стекле путем решения двумерного нелинейного уравнения диффузии. На втором этапе были выбраны оптимальные геометрические конфигурации одномодовых волноводных схем с заданными оптическими характеристиками путем применения трехмерного метода распространяющегося пучка.

Были построены модели функционирования интерферометрических волноводных датчиков, датчиков поляриметрического типа и волноводных датчиков на основе эффекта плазмонного резонанса. Во всех случаях использовались одномодовые калийные волноводы. Расчетные параметры датчиков: для всех интерферометров и поляриметра чувствительность, в рефрактометрическом эквиваленте, составляет не ниже 10^{-5} , для плазмонно-резонансной схемы – 10^{-4} в диапазоне показателя преломления водных растворов 1.33÷1.37.

Для практического создания волноводных схем были учтены известные соображения создания Y-образных разветвителей, интерферометров Маха-Цендера, направленных ответвителей (рис. 1) и других интегрально-оптических элементов. Использовались волноводы с S-образными изгибами, образованные двумя дугами окружности, что снизило радиационные потери оптического излучения. Как конечный результат проектирования, хромовая фотомаска с шаблонами интегрально-оптических элементов была изготовлена методом электронно-лучевой литографии.

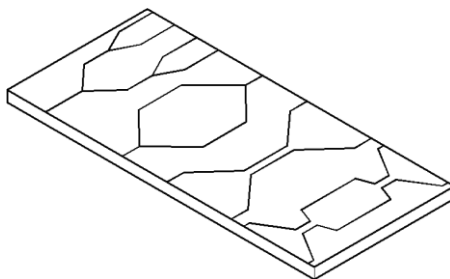


Рис. 1. Интегрально-оптические элементы

Указанные интегрально-оптические схемы были изготовлены, основываясь на типовых волноводных топологиях: прямом и S-образном канале и Y-образном разветвителе с углом разветвления до 0.9° . Измеренный размер поля интенсивности оптического излучения канального волновода с воздушным покровным слоем равен 4×6 мкм. Длина участка связи для направленного ответвителя, делящего мощность оптического излучения на 3 дБ, составила 3.5 мм, в то время как расчетное значение имело значение 3 мм. Также был изготовлен показанный на рис. 1 интерферометр Маха-Цендера, использующий направленные ответвители для разделения и соединения оптических волн.

Параметры изготовленных волноводных структур хорошо согласуются с результатами их теоретического моделирования.

Список литературы

1. Tervonen A, West B.R., Honkanen S. Ion-exchanged glass waveguide technology: a review // Optical Engineering. 2011. V.50. 071107.

Е.П. ГРЕБЕННИКОВ¹, Г.Е. АДАМОВ¹, Н.О. ПОРОШИН¹,
В.Р. КУРБАНГАЛЕЕВ¹, Ю.С. ОРЛОВ¹, П.Б. МАЛЫШЕВ¹,
П.С. ШМЕЛИН¹, О.Б. МАВРИЦКИЙ, А.Н. ЕГОРОВ

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

¹ОАО ЦНИТИ «Техномаш», Москва

ЗАПИСЬ ИНФОРМАЦИИ В ОПТИЧЕСКИЕ 3D МНОГОСЛОЙНЫЕ СТРУКТУРЫ В РЕЖИМЕ ДВУХФОТОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

Определена пороговая плотность мощности записывающего лазерного излучения для соединения LHC-480 класса хромонов. Данный класс соединений является перспективным для создания 3D многослойных оптических носителей информации, основанных на использовании двухфотонного метода записи пикосекундными лазерными импульсами и флуоресцентного считывания данных.

Современные типы оптических носителей информации по объему сохраняемой информации практически достигли своего физического предела. Так, однослойный диск Blu-ray (BD) обеспечивает хранение 25 ГБ данных, двухслойный диск – 50 ГБ [1] и т.п. Запись-стирание информации в таких носителях осуществляются за счет изменения локальных оптических свойств среды при фазовом переходе вещества в результате локального нагрева. Очевидно, что построение действительно трехмерного многослойного оптического диска на тепловом фазовом переходе невозможно из-за поглощения оптического излучения в вышележащих слоях.

Решением данной проблемы является использование иных физических принципов, в частности, обусловленных фотоиндуцированным изменением (обратимым и необратимым) оптических свойств (преломления, спектров поглощения, пропускания, флуоресценции) ряда соединений под воздействием света с определенной длиной волны.

В результате проведенных исследований за рубежом [2] и в России показано, что решение задачи совершенствования запоминающих устройств возможно путем создания трехмерной многослойной (более 10 слоев) оптической памяти, за счет использования двухфотонного метода записи и флуоресцентного считывания данных. Тогда существенное изменение оптических свойств материала происходит только при достижении определенной плотности мощности излучения, называемой пороговой (далее ППМ), при меньших плотностях свет проходит через фоточувствительный материал практически без изменения его свойств.

Оптическая трёхмерная (3D) структура реализована в виде многослойной волноводной структуры с чередующимися полимерными разделяющими и фоточувствительными функциональными слоями. В состав фоточувствительного волноводного слоя входит соединение LHC-480 класса хромонов [3], которое в исходном состоянии не поглощает в видимой области спектра и поглощает в УФ диапазоне (<350 нм). Воздействие на длине волны в данной области необратимо переводит молекулу этого хромона в люминесцирующую форму с $\lambda_{\text{макс}}=530$ нм с поглощением на $\lambda_{\text{макс}}=440$ нм. При двухфотонном поглощении лазерного излучения с длиной волны $\lambda=700$ нм хромоном происходит его фотоперегруппировка, результирующий продукт которой обладает способностью флуоресценции. ППМ определяется как энергия лазерного излучения, при равномерном прохождении которой через образец в течение 1 с, сигнал от флуоресценции при считывании равен сигналу от шума камеры при времени экспозиции 1 с и плотности мощности возбуждающего флуоресценцию излучения $1 \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-2}$.

Настоящая работа посвящена экспериментальной оценке пороговой плотности мощности. С этой целью были изготовлены образцы многослойных структур с тремя информационными слоями. Запись информации производилась лазерным излучением с длиной волны 700 нм, длительностью 25 пс и диаметром пятна около 3 мкм на сканирующей фокусирующей установке на основе оптического параметрического генератора, возбуждаемого второй гармоникой пикосекундного неодимового лазера. После записи флуоресценция возбуждалась лазерным излучением с длиной волны $\lambda=442$ нм, плотностью мощности $10 \text{ мВт}/\text{мм}^2$ и регистрировалась камерой PixeLink PL-B778G, для которой известны спектральная чувствительность и величина шума регистрирующей матрицы.

В работе измерено значение ППМ, которое может быть пересчитано для элементов, отличных от используемых в данной работе, и использоваться для планирования дальнейших экспериментов, направленных на оптимизацию процессов записи и считывания информации в оптические 3D многослойные структуры.

Список литературы

1. По материалам сайта http://www.mpeg.org/MPEG/DVD/Book_A/Specs.html.
2. Выставка CEATEC JAPAN 2009 (Makuhari Messe in Chiba Prefecture. Japan).
3. Необратимые светочувствительные органические системы на основе производных хромона для фотоники / Краюшкин М.М., Яровенко В.Н., Левченко К.С., Барачевский В.А., Заварзин И.В., Пьянков Ю.А., Кобелева О.И., Валова Т.М., Михал И. Патент RU №2374237.

П.В. КОРОЛЕНКО, А.Ю. МИШИН, Ю.В. РЫЖИКОВА

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АПЕРИОДИЧЕСКИХ МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР

Рассмотрен скейлинг в оптических характеристиках аперидических многослойных систем. Показано, что спектры пропускания систем с симметрией самоподобия обладают фрактальными свойствами. Особое внимание уделено характеристикам многослойных структур с одинаковой толщиной образующих слоев, имеющих целочисленные значения показателя преломления.

Рассмотрены оптические характеристики аперидических многослойных систем, построенных с использованием свойств множества Кантора, а также числовых последовательностей Морса-Туэ, Фибоначчи, двойного периода и Рудин – Шапиро. Актуальность исследования такого рода устройств обусловлена разнообразными возможностями их практического использования (эффективная генерация вторых гармоник, компрессия импульсов, широкодиапазонное отражение, узкополосная фильтрация), а также сопряженными с их изучением фундаментальными проблемами. К последним следует отнести установление связи между самоподобными признаками в структуре аперидических оптических элементов и самоподобием характеристик формируемых ими световых волн. В большинстве работ, выполненных по указанной проблематике, исследовались многослойные структуры с одинаковыми фазовыми набегам волн в образующих слоях. В данной работе наряду с подобными структурами рассмотрены слабоизученные системы, в которых фиксируются толщины слоев с высоким и низким показателями преломления. Расширение типоряда многослойных систем во многом обусловлено новыми технологическими возможностями изготовления структур в несколько сот слоев с заранее заданными значениями показателя преломления.

Аперидические системы могут быть представлены в виде блоков элементов A и B , соответствующих различным уровням сложности [1]. Блоки первых уровней канторовской системы имеют вид: $S_0 = A$; $S_1 = ABA$; $S_2 = ABABBBABA$ и т.д. Переход от каждого уровня к более высокому осуществляется путем замены элементов: $A \rightarrow ABA$; $B \rightarrow BBB$. Подобные алгоритмы используются и при построении других аперидических систем, а также их модификаций.

Величины A и B и порядок их следования определяют чередование слоев с высоким и низким показателями преломления в многослойных аперриодических системах.

Для расчета спектров пропускания и отражения систем использовался матричный метод [2]. Количественная оценка фрактальных признаков проводилась на основе представлений о кластерной (массовой) размерности [3]. Расчеты показали, что спектры пропускания указанных выше аперриодических систем (за исключением систем Рудин – Шапиро, близких по своим характеристикам к случайным) обладают фрактальными свойствами, что связано с наличием симметрии самоподобия в многослойной структуре. Наиболее отчетливо эта связь проявляется в канторовских системах. В них симметрия самоподобия проявляется в близости значений кластерных размерностей многослойной структуры и фурье-преобразования расположения границ слоев с разными показателями преломления. В случае систем Кантора 5-го уровня сложности кластерные размерности D многослойной структуры и фурье-спектра соответственно равны $D=0.63$ и $D=0.62$. В ходе численного моделирования было установлено, что фрактальная упорядоченность спектров пропускания структур с равной толщиной образующих слоев наблюдается лишь при целочисленных значениях их показателей преломления. Кластерная размерность таких структур оказывается совпадающей с размерностью систем с одинаковыми фазовыми набегам в слоях ($D=0.85$).

Анализ свойств аперриодических многослойных систем с фиксированной толщиной слоев показал, что их спектры пропускания характеризуются рядом особенностей. В частности, при целочисленных значениях показателей преломления слоев системы такого рода обнаруживают высокую чувствительность к изменению параметров, что позволяет расширить с их помощью элементную базу современной фотоники. Перспективы их практического применения во многом связаны с совершенствованием технологии изготовления образующих слоев из пористых наноструктурированных материалов с разной степенью пористости.

Список литературы

1. Albuquerque E.L., Cottam M.G. Theory of elementary excitations in quasiperiodic structure // Phys. Rep. 2003. V.376. P.225.
2. Путилин Э.С. Оптические покрытия. Учебное пособие по курсу «Оптические покрытия». СПб: СПбГУИТМО, 2005. 197 с.
3. Федер Е. Фракталы. М.: Мир, 1991. 254 с.

Н.В. МАСАЛЬСКИЙ

*Научно-исследовательский институт системных исследований РАН, Москва***МАСШТАБИРОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК КРЕМНИЕВОГО ВОЛНОВОДНОГО ОПТИЧЕСКОГО МОДУЛЯТОРА**

Теоретически и экспериментально исследованы характеристики волноводного оптического модулятора выполненного на структуре «кремний на изоляторе». Масштабирование геометрии волновода приводит к увеличению эффективности модуляции и снижению уровня управляющего напряжения.

Основной компонент волноводного оптического модулятора Маха-Цендера выполненного по технологии «кремний на изоляторе» (КНИ) является фазовращатель, который определяет главные характеристики устройства, такие как эффективность и полоса модуляции, потребляемая мощность, габариты и вес. Гребенчатый волновод фазовращателя представляет собой структуру, где на пластине высоколегированного кристаллического кремния n -типа с толщиной H_0 расположено ребро поликристаллического кремния p -типа с высотой h и шириной W . Между этими элементами расположен затвор из тонкого слоя окиси кремния с толщиной t_{ox} . Максимальная высота волновода $H=H_0+h$. Управляющее напряжение U_d приложенное к волноводной структуре изменяет вследствие плазмонного эффекта его показатель преломления, чем достигается сдвиг фазы оптического пучка, распространяющегося через волновод.

Проанализируем фазовую модуляцию в зависимости от геометрии волновода. Для этого моделируем фазовый сдвиг как функцию управляющего напряжения для четырех различных топологий волновода (параметры которых приведены в таблице) с одинаковой продольной длиной $L=2.5$ мм.

Параметры	Образец	I	II	III	IV
W , мкм		2.5	2.5	1.0	0.8
H , мкм		2.5	2.3	1.0	0.8
h , мкм		1.0	0.9	0.6	0.45
t_{ox} , нм		15	12	12	6

Образцы I и II является экспериментально апробированными устройствами. Результаты моделирования приведены на рис. 1а. Следует отметить, что по результатам моделирования волноводы являются одномодовыми с ТЕ-поляризацией. Как видно из рис. 1а масштабирование геометрии волновода существенно повышает

эффективность фазовой модуляции, что позволяет снижать уровень U_d . На рис. 1а также приведены экспериментально измеренные значения фазового сдвига для образцов I и II, которые находятся в хорошем согласовании с результатами моделирования.

Исследуем зависимость фазовой модуляции от толщины затвора t_{ox} . С уменьшением t_{ox} управляющее напряжение нужно снижать пропорционально, чтобы не изменять плотность носителей в области затвора. На рис. 1б приведены результаты моделирования как функция толщины затвора для образца I. Мы выбрали значения $t_{ox} = 15$ нм и $U_d = 10$ В как отправную точку. А, например, для $t_{ox} = 10$ нм управляющее напряжение $U_d = 6.1$ В и для $t_{ox} = 5$ нм $U_d = 3.7$ В. Тогда, в случае фиксированной плотности носителей, фазовая эффективность монотонно увеличивается с уменьшением толщины затвора.

В результате, масштабирование топологии кремниевого волноводного модулятора выполненного на базе КНИ-технологии приводит к увеличению эффективности модуляции и снижению уровня управляющего напряжения. Такой подход предоставляет дополнительную возможность варьирования конструкции системы в целом, чтобы выбрать удобные управляющие напряжения и/или длины устройства для совместимости с выбранным приложением. Сокращение U_d не только упрощает схему модулятора, но также и уменьшает полное рассеяние мощности.

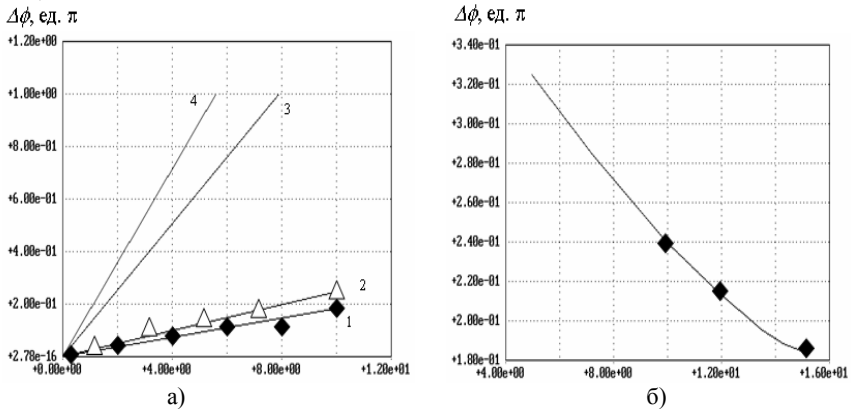


Рис. 1. Зависимости фазового сдвига: от управляющего напряжения U_d , где 1 – образец I, 2 – образец II, 3 – образец III, 4 – образец IV (а); от толщины затвора t_{ox} для образца I (б). На рисунках треугольником и ромбиком отмечены экспериментальные данные

С.С. ДАНИЛЕНКО, Е.К. КОЗЛОВА, А.Н. ОСОВИЦКИЙ

Российский университет дружбы народов, Москва

ОСОБЕННОСТИ ВОЛНОВОДНОГО МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ШЕРОХОВАТОСТИ ПОВЕРХНОСТЕЙ СТЕКЛ

Представлены результаты исследований поверхности и приповерхностного слоя стекол методом волноводного рассеяния. Рассмотрены подходы к определению закона распределения показателя преломления и его параметров для одномодовых волноводов. Выполнены экспериментальные исследования шероховатости поверхности и поглощения в приповерхностной области подложек из стекла.

Использование рассеяния света в волноводах интегральной оптики позволяет разрабатывать достаточно простой и высокочувствительный метод определения характеристик поверхности диэлектриков [1]. Однако для его реализации необходимо в приповерхностной области прозрачного материала создавать слои с повышенным показателем преломления. Обычно для этого используются процессы диффузии или ионного обмена, которые могут изменять состояние исходной поверхности. Вместе с тем существует ряд материалов, прежде всего стекол (например, ЛК-1, ЛК-6 и др.), где в приповерхностной области уже существует волноводный слой (эффузионные волноводы). Эта особенность подобных стекол позволяет волноводным методом измерять шероховатость исходной поверхности. В докладе сообщается о первых результатах исследований поверхностей таких материалов.

В отличие от диффузионных и ионно-обменных волноводов, эффузионные являются одномодовыми или маломодовыми. Это значительно снижает точность определения среднеквадратичного отклонения шероховатости поверхности σ . Поэтому на первом этапе исследований необходимо найти методы, позволяющие достаточно точно определить закон изменения показателя преломления в приповерхностной области материала и его основные параметры - толщину h и показатель преломления на поверхности n_0 . В работе обсуждаются достоинства и недостатки известных подходов к определению указанных выше параметров градиентных волноводов. Делается вывод о целесообразности измерений на малой длине волны в случае маломодовых волноводов и на нескольких длинах волн для одномодовых.

Предварительные измерения проводились для образцов стекла марки ЛК-6, поверхность которых была обработана по 14 классу чистоты. При $\lambda=0.6328$ мкм в исследованных образцах распространялось по две пары низших мод обеих поляризаций. Для каждой из указанных мод были измерены значения фазового замедления γ . Используя полученные значения γ , выполнена оценка возможных законов распределения $p(y)$. Проведенные расчеты параметров профилей для волн разной поляризации показали, что наименьшее различие в параметрах обеспечивают экспоненциальный закон и распределение Гаусса. Результаты расчетов представлены в таблице 1.

Таблица 1

	Экспонента		Гаусс			
	h, мкм	n_0	h, мкм	n_0	σ , нм	$\varepsilon''_0 \cdot 10^5$
H	1,959	1,486	3,289	1,480	28,1	1,66
E	1,627	1,489	2,928	1,481	24,2	1,53

В дальнейшем были измерены значения коэффициентов затухания мод и определены значения σ и комплексной диэлектрической проницаемости для распределения Гаусса, которые приведены в последних двух столбцах таблицы. Укажем, что данные σ превосходят аналогичные значения, полученные для поверхности диффузионных и ионно-обменных волноводов.

Дальнейшие исследования целесообразно провести при $\lambda=0.406$ мкм. Для точного определения закона $p(y)$ двух мод недостаточно. Кроме того, проведение измерений на другой длине волны даст возможность проверить достоверность полученных результатов, так как величина комплексной диэлектрической проницаемости приповерхностного слоя зависит от длины волны, а σ нет.

Список литературы.

1. Даниленко С.С., Осовицкий А.Н. Распространение света в градиентных волноводах с шероховатой границей при наличии поглощения // Квантовая электроника. 2011. Т.41. №6. С.552-556.

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

Российский университет дружбы народов, Москва

**ОСОБЕННОСТИ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ
ЭФФЕКТИВНОГО ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ TE_1 -
И TM_1 -МОД В ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ
НА ОСНОВЕ ЗОЛЬ-ГЕЛЬ ПЛЕНОК
В ДИАПАЗОНЕ ТЕМПЕРАТУР ОТ 0 ДО 400 °С**

Получены температурные зависимости эффективного показателя преломления от параметров золь-гель пленки. Выявлены и объяснены различия температурных характеристик золь-гель волноводов для TE - и TM - мод. Интерпретированы особенности температурной зависимости эффективного показателя преломления при различной толщине золь-гель пленок.

Развитие систем телекоммуникации предполагает использование новых технологий и материалов, обеспечивающих улучшенные характеристики базовых элементов этих систем, таких как оптические волноводы, ответвители, переключатели и др. на основе тонких пленок, изготовленных из различных материалов.

В последнее время внимание исследователей было обращено на волноводы, основу которых составляют пленки, изготовленные с помощью золь-гель технологии. Эти пленки обладают рядом интересных свойств и хорошими оптическими характеристиками,

Использование золь-гель пленок для создания конкретных устройств на их основе вызывает необходимость более детального исследования свойств материалов, в частности, зависимости оптических характеристик от параметров технологического режима и изменения температуры окружающей среды. Исследования, проведенные в диапазоне температур от 0 до 100°C выявили особенности температурных характеристик волноводов на основе золь-гель пленок [1].

Для уточнения механизма температурной зависимости эффективного показателя преломления (ЭПП) и объяснения особенностей этой зависимости был расширен температурный диапазон исследований от 0 до 400 °С. Исследования были проведены для золь-гель пленок TiO_2 - SiO_2 на кварцевой подложке.

Рассмотрена динамика изменения ЭПП (T) для TE_1 - и TM_1 -волноводных мод при изменении толщины пленки от 0,140 до 0,300 мкм.

Проведенные исследования подтвердили тезис о том, что зависимость ЭПП (T) определяется двумя конкурирующими факторами: зависимостью толщины пленки от температуры (положительный фактор) и зависимостью показателя преломления материала пленки от температуры (отрицательный фактор, поскольку материал пленки обладает отрицательным ТОК). Действие отрицательного фактора увеличивается при возрастании толщины пленки, так как концентрация поля волны в пленке возрастает.

Уменьшение ЭПП при увеличении температуры и выпуклая форма характеристик отражает тот факт, что проявляется превалирующее влияние отрицательного ТОК материала пленки. Это следует из оценки вклада каждого из указанных факторов, приведенной в работе [1]. Иллюстрация динамики температурной зависимости ЭПП при изменении толщины пленки h приведена на рис. 1 (а – $h=0,140$ мкм; б – $h=0,175$ мкм; в – $h=0,193$ мкм; г – $h=0,300$ мкм).

Вышесказанное справедливо для обеих мод с учетом доли мощности волны, распространяющейся в золь-гель пленке.

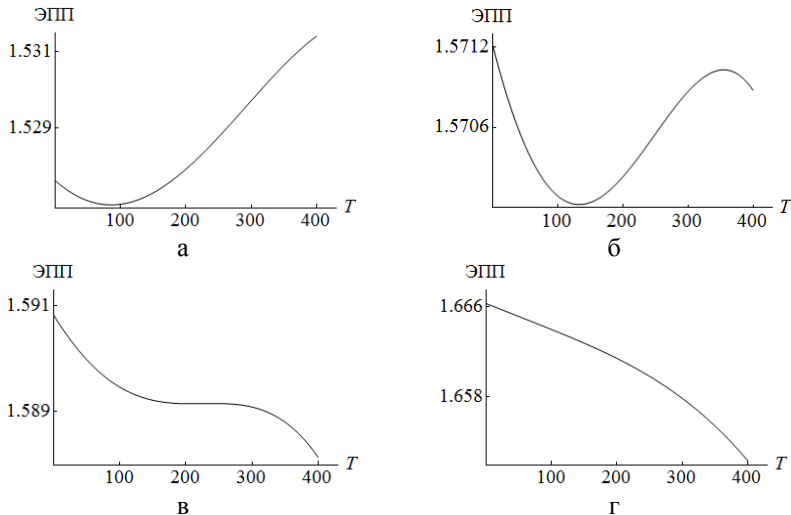


Рис. 1. Температурная зависимость ЭПП от изменения толщины пленки: 0,140 мкм (а); 0,175 мкм (б); 0,193 мкм (в); 0,300 мкм (г)

Список литературы

1. Чехлова Т.К., Живцов С.В., Грабовский Е.И. Температурная зависимость золь-гель волноводов // Радиотехника и электроника. 2006. Т.51. №7. С.855-861.

Е.Д. ВОБЛИКОВ, Р.С. ПОНОМАРЕВ¹*Пермский национальный исследовательский политехнический университет*¹*Пермский государственный национальный исследовательский университет*

МОДУЛЯТОР ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ С ЛИНЕАРИЗОВАННОЙ ПЕРЕДАТОЧНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКОЙ

Статья посвящена результатам разработки электрооптических модуляторов интенсивности излучения с линеаризованной передаточной характеристикой. Предложены методы повышения линейности передаточной характеристики за счет оптимизации топологии канальных волноводов.

Электрооптические модуляторы интенсивности оптического излучения применяются в составе волоконно-оптических систем передачи данных для модуляции оптической несущей периодическим электрическим сигналом.

Модулятор представляет собой интегрально-оптическую схему, состоящую из системы канальных оптических волноводов и параллельной им системы электродов. Канальные волноводы формируются на поверхности монокристалла LiNbO_3 методом протонного обмена в бензойной кислоте. Для стабилизации структуры волноводов применяют постобменный отжиг.

Рассматриваемые модуляторы интенсивности строятся по схеме интерферометра Маха-Цендера (рис. 1). Электрооптическая модуляция происходит под действием эффекта Поккельса.

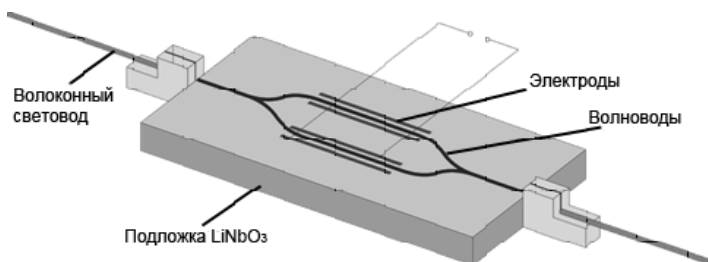


Рис. 1. Электрооптический модулятор Маха-Цендера

Зависимость выходной интенсивности от приложенного напряжения пропорциональна косинусу разности фаз, набегающей в плечах интерферометра, т.е. является существенно нелинейной.

Применение модуляторов в составе аналоговых систем, например для измерения физических величин или формирования сигналов для фазированных антенных решеток, требует линейности передаточной характеристики для увеличения чувствительности и расширения динамического диапазона системы.

В настоящей работе рассмотрены некоторые способы увеличения линейного участка передаточной характеристики электрооптического модулятора связанные с усложнением топологии системы канальных волноводов. Оценка эффективности линеаризации проводилась аналитически, а также с применением численного моделирования в среде Optiwave BPM-CAD.

Сделаны также оценки факторов негативно влияющих на линейность передаточной характеристики, таких как несимметричность Y-делителя и различие оптических потерь в плечах модулятора.

Т.Н. БАХВАЛОВА, С.А. РУЦКИН

*Московский государственный технический университет радиотехники,
электроники и автоматики*

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ФИЛЬТРЫ НА ОСНОВЕ ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУКТУР

Предложены две модели спектральных фильтров на основе фотонного кристалла в интегральном исполнении. Был использован двумерный фотонный кристалл с квадратной решеткой, образованный диэлектрическими наностержнями в воздухе. Разработка спектральных фильтров основывалась на изменении поперечных размеров волноводного канала и внесении дополнительных дефектных наностержней различного радиуса внутрь канала. Подбор геометрических параметров модели проводился исходя из анализа карт фотонных запрещенных зон.

Фотонный кристалл (ФК), обладающий фотонной запрещенной зоной (ФЗ), является перспективным кандидатом в качестве платформы для создания устройств с размерами порядка нескольких длин волн в будущих фотонных интегральных схемах. Применения ФК особенно интересны в оптических системах передачи и обработки информации из-за возможности локализовать свет в области дефекта периодической структуры [1]. Для создания волноводов и пассивных элементов на их основе чаще всего используются двумерные ФК, которые являются наиболее простой в изготовлении альтернативой трехмерным ФК. Спектральные фильтры могут быть созданы при помощи корректного выбора геометрических и физических параметров структуры ФК.

Бесконечная, строго периодическая структура фотонного кристалла характеризуется фотонной запрещенной зоной, зависящей от соотношения показателей преломления элементов и основного вещества, а также от геометрических параметров структуры. Создавая устройство путем изменения структуры, мы нарушаем строгую периодичность, что образует области с измененной фотонной запрещенной зоной [2].

Рассмотрены два способа фильтрации: фильтр, содержащий три дополнительных дефектных стержня внутри себя и фильтр, содержащий сужающийся регион.

Фильтры, выполненные внесением дополнительных дефектов в структуру [3], являются широкополосными (~50-100 нм по уровню -3 дБ) и не могут быть использованы для удовлетворительной фильтрации рабочих длин волн с шагом менее 100 нм. Радиусы дефектов выбираются

исходя из условия нахождения рабочей длины волны внутри запрещенной зоны (причем, чем ближе к середине ФЗЗ она будет находиться, тем сильнее будет локализация).

При уменьшении поперечного размера ФК-волновода происходит смещение рабочих длин волн в коротковолновую область. Таким образом, по более узкому волноводу будет распространяться меньшая по значению длина волны. На этом принципе построен второй тип фильтров.

Предложенные способы фильтрации в совокупности могут быть использованы в новой модели спектрального демультиплексора (рис. 1), что позволяет работать с интервалом рабочих длин волн 60 нм, 40 нм и 20 нм, что недоступно при использовании только одного способа фильтрации. Все структуры выполняются из Si на подложке из SiO₂, что обеспечивает сравнительную простоту технологического изготовления и возможность использования данных устройств в составе стандартной оптоэлектронной интегральной схемы. Общий размер такого устройства не превышает 15х15 мкм.

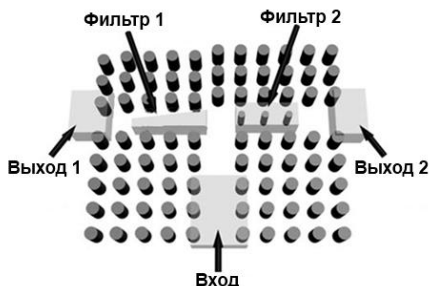


Рис. 1. Топология оптического ФК демультиплексора

Полученные результаты показали, что предложенная концепция построения интегральных оптических демультиплексоров может быть эффективно использована в существующих высокоскоростных системах передачи информации.

Список литературы

1. Frontiers in Guided Wave Optics and Optoelectronics / Edited by: P. Bishnu. InTech, 2010. P.621-645.
2. Sukhoivanov I., Guryev I. Photonic crystals: physics and practical modeling // Springer-Verlag, 2009. P.152-242.
3. Гурьев И.В., Сухоиванов И.А., Шулика А.В., Кублик А.В. Демультиплексирование при помощи широкополосных фильтров на основе двумерных фотонных кристаллов // Радиотехника. 2005. Вып.143. С.125-131.

А.Б. МУХТУБАЕВ, П.А. ТРЕНИХИН, В.М. ШАНДАРОВ, Ф. ЧЕН¹

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

¹Шаньдунский университет, Китай

ПРОДОЛЬНАЯ МОДУЛЯЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ФОТОННЫХ СТРУКТУР В НИОБАТЕ ЛИТИЯ

Экспериментально исследована возможность продольной пространственной оптической модуляции параметров одномерной системы связанных оптических волноводов (фотонной решетки), оптически индуцированной различными методами в фоторефрактивном ниобате лития.

В современной оптике проявляется значительный интерес к исследованиям аналогов некоторых физических эффектов, известных в физике твердого тела. Часть из них можно реализовать в массивах оптических волноводов, называемых фотонными решетками (ФР) [1]. Одним из примеров является эффект сверхизлучения Дике [2]. Его пространственным аналогом может являться эффект трансформации Блоховских мод ФР, принадлежащих разным полосам пропускания структуры. Такая ситуация возможна при продольной пространственной модуляции параметров ФР. Целью работы явилось экспериментальное исследование возможности продольной оптической модуляции параметров одномерных фоторефрактивных ФР в ниобате лития (LiNbO_3).

Для формирования базовой ФР использовались разные методики. В планарном волноводе такие ФР генерировались однопучковым методом, основанном на четырехволновом параметрическом взаимодействии необыкновенной излучательной моды подложки с вытекающими или направляемыми ТЕ модами волновода [3]. Длина волны индуцирующего излучения – 532 нм. В световом поле после волновода в течение некоторого времени наблюдались лишь отраженные от его поверхности необыкновенный и обыкновенный лучи, а также m -линия, указывающая на возбуждение в волноводе вытекающей моды. Через некоторое время на m -линии выделились два ярких пятна, расположенных симметрично относительно плоскости падения входного луча, что свидетельствует о наведении базовой ФР.

В другой конфигурации базовая ФР формировалась в кристаллическом образце $\text{LiNbO}_3\text{:Fe}$ 0,05 вес. % с размерами – $10 \times 5 \times 10 \text{ мм}^3$. В этом случае использовался амплитудный транспарант с периодом 18 мкм и контактный метод [4]. Рис. 1 соответствует световой картине на выходной плоскости ФР при ее зондировании широким пучком, распространяющимся вдоль

оси X. Индуцирующий световой пучок имел диаметр 3 см, мощность излучения 50 мВт, время экспонирования 40 минут. Волновой вектор создаваемых ФР ориентировался вдоль оптической оси кристалла.

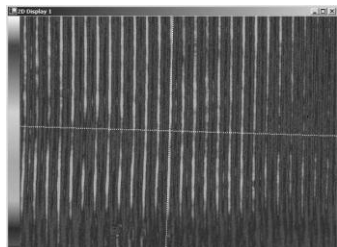


Рис. 1. Картина светового поля на выходной плоскости ФР

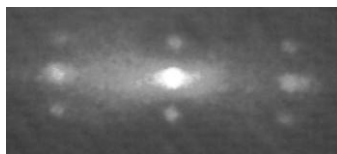


Рис. 2. Дифракция лазерного пучка при его распространении вблизи оси Y образца

Продольная модуляция параметров ФР осуществлялась контактным методом путем наложения фотошаблона так, чтобы волновой вектор дифракционной структуры был ориентирован перпендикулярно таковому для базовой ФР. Время экспонирования составляло 60 мин, диаметр светового пучка 3 см, мощность излучения 50 мВт, пространственный период амплитудной маски 50 мкм. На рис. 2 представлена картина дифракции света в дальней зоне при зондировании модулированной ФР излучением He-Ne лазера ($\lambda=633$ нм) в направлении вблизи оси Y. Из рисунка видно, что кроме максимумов, обусловленных дифракцией света на базовой ФР, появляются и дифракционные максимумы в ортогональном направлении,

обусловленные продольной модуляцией базовой ФР. Таким образом, результаты эксперимента подтвердили возможность продольной оптической модуляции параметров фоторефрактивной ФР в ниобате лития, что в свою очередь позволяет реализовать эффект трансформации Блоховских мод фотонной структуры.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (НИР РНП.2.1.1.429, НИР по ГК 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. Nonlinear optics and light localization in periodic photonic lattices / D.N. Neshev, A.A. Sukhorukov, W. Krolikowski, Yu.S. Kivshar // J. Nonlinear Opt. Phys. Mater. 2007. V.16. P.1-25.
2. Коллективное спонтанное излучение (сверхизлучение Дике) / А.В. Андреев, В.И. Емельянов, Ю.А. Ильинский // Успехи физических наук. 1980. Т.131. №4.
3. Yamanouchi K., Kamiya T., Shibayama K. // IEEE Trans. on MTT, 1978. N26. P.298-305.
4. Линейная и нелинейная дифракция световых пучков в фоторефрактивных фотонных решетках и сверхрешетках в ниобате лития / П.А. Тренихин, Д.А. Козорезов, К. Хаунхорст, Д. Кип, К.В. Шандарова, В.М. Шандаров // Доклады ТУСУР. 2010. Вып.2 (22). С.84-87.

А.С. ПЕРИН, В.М. ШАНДАРОВ, Ф. ЧЕН¹*Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники*¹*Шаньдунский университет, Китай*

САМОМОДУЛЯЦИЯ СВЕТОВОГО ПОЛЯ В ФОТОРЕФРАКТИВНОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ ФАБРИ-ПЕРО

Продemonстрирован эффект самомодуляции квазиоднородного светового поля в фоторефрактивном интерферометре Фабри-Перо на основе образцов ниобата лития Y- и Z- срезов.

Уникальные реализации эффектов самовоздействия световых полей в фоторефрактивных материалах позволяют обнаружить существенное изменение пространственно-временной структуры светового поля при низких оптических мощностях, проявляющееся, в частности, в пространственной модуляционной неустойчивости светового поля [1, 2].

В работе исследовались интерферометры Фабри-Перо (ИФП) в виде плоскопараллельных пластин LiNbO_3 Y- и Z- срезов, обладающие фоторефрактивными свойствами. Из лазерного пучка (YAG:Nd^{3+} , длина волны света $\lambda=532$) формировалось практически однородное световое поле, которым экспонировались образцы ИФП. Для исследования картин светового поля на выходной плоскости ИФП использовался анализатор лазерных пучков BS-FW-FX33.

Эволюция пространственного распределения интенсивности света в ИФП на основе LiNbO_3 Y- среза иллюстрируется картинками на рис. 1.

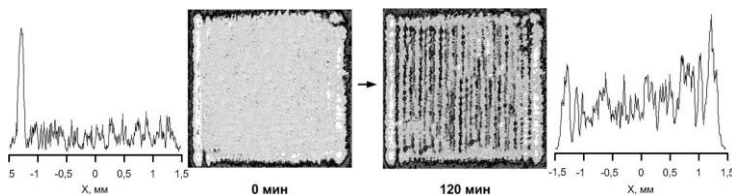


Рис. 1. Распределения интенсивности света в ИФП на основе LiNbO_3 Y- среза в ближней зоне и профили интенсивности до экспонирования (0 мин.) и после экспонирования однородным световым полем (120 мин)

Мощность излучения в данном случае составляла 50 мВт, а поляризация света соответствовала необыкновенной волне в кристалле. В результате экспонирования световое поле на выходной плоскости ИФП трансформировалось к почти регулярной модуляции интенсивности в

направлении оптической оси кристалла, что связано с соответствующей модуляцией показателя преломления среды. Было выявлено, что такое преобразование светового поля обусловлено небольшой клиновидностью образца (около 20 угловых минут). Вследствие многократного переотражения света внутри пластины LiNbO_3 происходит пространственная модуляция интенсивности и, соответственно, модуляция показателя преломления кристалла из-за наличия фоторефрактивного эффекта. В ИФП на основе LiNbO_3 Z- среза перераспределение зарядов, вследствие возникающего фоторефрактивного эффекта, направлено по нормали к зеркалам резонатора. Для данного образца их непараллельность составила 21 угловую минуту. Поляризация света в экспериментах соответствует обыкновенной волне в кристалле.

При экспонировании образца однородным световым полем с интенсивностью $50 \text{ мВт}\cdot\text{см}^{-2}$ (рис. 2а) в течение 90 минут распределение интенсивности света на выходной плоскости ИФП приобрело форму одномерной, квазирегулярной системы наклонных полос, указывающих на почти периодическое изменение показателя преломления в ИФП (рис. 2б).

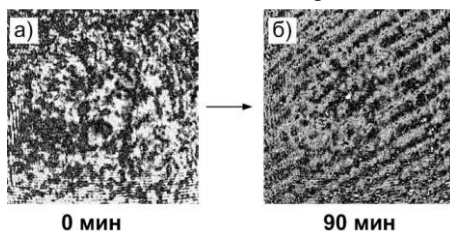


Рис. 2. Картины распределения интенсивности света на выходной плоскости ИФП до экспонирования (а) и после экспонирования образца (б)

Таким образом, в данной работе продемонстрирован эффект самовоздействия световых полей в интерферометрах Фабри-Перо на основе фоторефрактивного ниобата лития.

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

Список литературы

1. Spatial modulation instability in self-defocusing photorefractive crystal $\text{LiNbO}_3\text{:Fe}$ / N. Zhu, R. Guo, S. Liu, Z. Liu, T. Song // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 2006. V.8. P.149-154.
2. Modulation instability and pattern formation in spatially incoherent light beams / D. Kip, M. Soljacic, M. Segev, E. Eugenieva, D.N. Christodoulides // Science. 2000. V.290. P.495.

М.С. РЫЖОВ

Научный руководитель – А.И. МАЙМИСТОВ

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОРОГА ОБРАЗОВАНИЯ УСТОЙЧИВЫХ СТАЦИОНАРНЫХ ВОЛН В АНТИНАПРАВЛЕННОМ ОТВЕТВИТЕЛЕ

В работе рассмотрено распространение импульсов в системе туннельно–связанных волноводов. Предполагается, что один из компонентов системы – это обычный волновод, сделанный из нелинейного материала с положительным коэффициентом преломления (ПП), другой – изготовлен из искусственного материала с отрицательным коэффициентом преломления (ОП). Численно измерены пороги образования устойчивых стационарных волн. Изучено поведение системы, когда один из каналов имеет потери.

На основе численного моделирования была изучена динамика распространения импульсов в системе представленной в [1]. При малых энергиях входного импульса ответвитель ведёт себя подобно Брэгговскому зеркалу: излучение, входящее в один из волноводов, проникает во второй волновод, где направление его распространения меняется так, что поток энергии меняет направление на противоположное. Показано (рис. 1), что превышение некоторого порогового значения интенсивности в канале с положительным преломлением волны приводит к формированию и распространению связанного состояния двух уединенных волн, каждая, из которых локализована в своем волноводе.

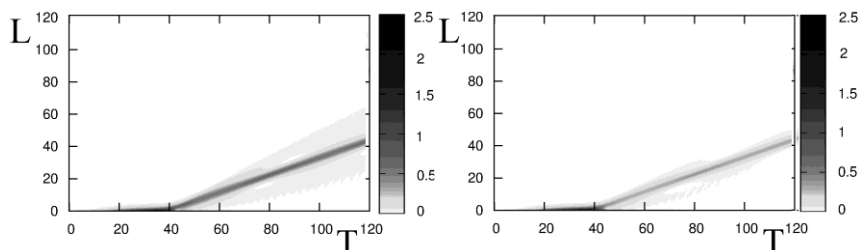


Рис. 1. Распространение импульса при $E_{in} > E_{lim}$.
Слева – канал с ПП, Справа – канал с ОП

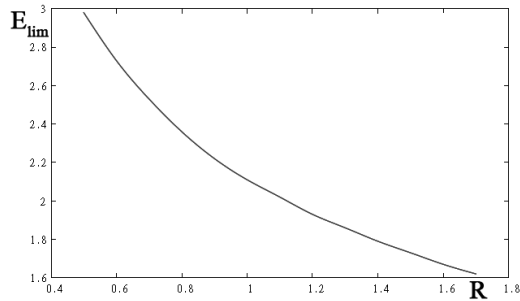


Рис. 2. Зависимость амплитуды, отвечающей порогу образования квазисолитона, от параметра при нелинейности

Установлена зависимость (рис. 2) порога образования устойчивой волны от параметра при нелинейности в пределах $R = 0,5..1,7$.

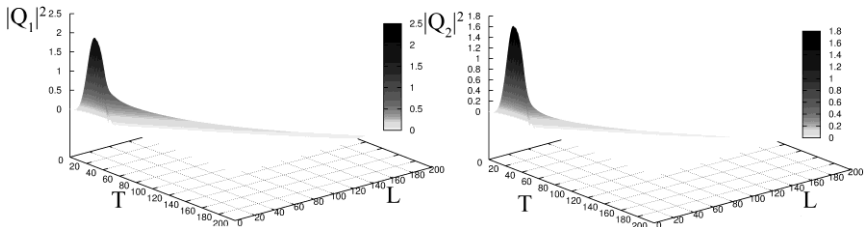


Рис. 3. Распространение импульса при $E_{in} = E_{lim}$.
Слева – канал с ПП, Справа – поглощающий канал с ОП

Также было рассмотрено поведение антисимметричного антинаправленного ответвителя, в случае, когда отрицательный канал диссипативен. В такой системе стационарного импульса нет. Квазисолитон некоторое время движется как единое целое, но из-за потерь его энергия уменьшается (рис. 3). Связанное состояние поддерживает волновод с положительным коэффициентом преломления, можно предположить, что его можно использовать в качестве усилителя для компенсации поглощения в метаматериалах.

Список литературы

1. Kazantseva E.V., Maimistov A.I., Ozhenko S.S. Solitary electromagnetic waves propagation in the asymmetric oppositely-directed coupler //Physical Review A. V.80. 2009. P.043833.

А.П. ГОРОБЕЦ, О.Ю. КАШУРКИН, А.Н. ОСОВИЦКИЙ

Российский университет дружбы народов, Москва

АНАЛИЗ ИЗЛУЧЕНИЯ КРАЯ ПЛОСКОГО ГРАДИЕНТНОГО ОПТИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА МЕТОДОМ РАСПРОСТРАНЯЮЩЕГОСЯ ПУЧКА

Методом распространяющегося пучка теоретически анализируется излучение света сужающимся краем плоского несимметричного градиентного волновода, исследуется связь между геометрическими параметрами сужающегося края и характеристиками диаграммы направленности излучения. Проводятся экспериментальные измерения излучения сужающегося края плоского градиентного волновода, изготовленного с помощью твердотельной диффузии. Оцениваются возможности метода распространяющегося пучка в отношении задач эффективного излучения мощности волноводных мод.

Метод распространяющегося пучка (МРП), впервые предложенный для исследования распространения лазерного излучения в атмосфере [1], а позднее – в градиентных оптических волокнах [2], благодаря относительной простоте и высокой вычислительной эффективности нашел широкое применение при анализе планарных оптических волноводов и, в особенности, волноводных структур, параметры которых медленно, в масштабах длины волны, изменяются в направлении распространения [3]. Отсутствие необходимости вычисления собственных функций волноводов, применение алгоритма быстрого преобразования Фурье, а также наличие ряда модификаций метода делают его действенным практическим средством анализа названных нерегулярных структур. В частности, отметим, что в применении к интегральной оптике сочетание МРП с концепцией эффективного показателя преломления [4] позволяет понижать размерность задачи и тем самым существенно упрощать вычисления. Кроме того, МРП органично подходит для исследования интегрально-оптических градиентных структур, изготавливаемых методами ионного обмена, твердотельной диффузии, ионной имплантации и т.п.

Как показывает анализ опубликованных работ, применение МРП в интегральной оптике сосредоточено в основном на исследовании нерегулярных структур (разветвители [3], волноводные переходы [5] и т.п.), при распространении по которым сохраняется большая часть мощности волноводной моды. В то же время представляется важным исследовать возможности данного метода в отношении задач

эффективного излучения мощности волноводных мод, особенно в случаях, когда поперечные размеры волновода становятся закритическими, например, в элементах связи оптоволоконных световодов с планарными волноводами [6, 7], схемах интегрально-оптических спектральных устройств: анализаторов спектра, мультиплексоров и т.п. [8]. В качестве такой задачи в данной работе рассматривается излучение сужающегося края плоского несимметричного градиентного оптического волновода. Край образован постепенным уменьшением показателя преломления приповерхностной области подложки в направлении распространения волны. Экспериментально аналогичные задачи с тонкопленочными волноводами исследовались в работах [6, 7]. Однако до настоящего времени теоретический анализ такого излучателя не проводился, несмотря на наличие развитых для такого рода структур электродинамических методов [9, 10].

В задачу данного исследования входило моделирование с помощью МРП излучения света сужающимся краем несимметричного градиентного волновода, установление связи между геометрическими параметрами сужающегося края и характеристиками диаграммы направленности (ДН) излучения, постановка эксперимента и на основе сравнения с ним оценка возможностей МРП в отношении задач интенсивного излучения мощности волноводных мод. Получены результаты теоретического и экспериментального исследования ДН излучения края плоского волновода, изготовленного методом твердотельной диффузии.

Список литературы

1. Fleck J.A.Jr., Morris J.R., Feit M.D. Time-dependent propagation of light energy laser beams through the atmosphere // Appl. Phys. 1976. V.10. P.129-160.
2. Feit M.D., Fleck J.A.Jr. Light propagation in graded-index optical fibers // Appl. Opt. 1978. V.17. No.24. P.3990-3998.
3. Danielsen P. Two-dimensional propagating beam analysis of an electrooptic waveguide modulator // IEEE J. Quantum Electronics. 1984. V.QE-20. No.9. P.1093-1097.
4. Волноводная оптоэлектроника / под ред. Т. Тамира. М.: Мир, 1991.
5. Haes J., Baets R., et al. A comparison between different propagative schemes for the simulation of tapered step index slab waveguides // J. Lightwave Technology. 1996. V.14. No.6. P.1557-1569.
6. Tien P.K., Martin R.J. Experiments on light waves in a thin tapered film and a new light-wave coupler // Appl. Phys. Lett. 1971. V.18. No.9. P.398-401.
7. Золотов Е.М., Логачев Ф.А. Исследование ввода излучения через сужающийся край оптического волновода // Квантовая электроника. 1974. Т.1. №8. С.1873-1875.
8. Бронников А.В., Осовицкий А.Н. Анализ предельных энергетических характеристик планарных демультиплексоров // Радиотехника и электроника. 2006. Т.51. №12. С.1506-1513.
9. Шевченко В.В. Плавные переходы в открытых волноводах. М.: Наука, 1969.
10. Маркузе Д. Оптические волноводы. М.: Мир, 1974.

С.С. ДАНИЛЕНКО, А.Н. ОСОВИЦКИЙ
Российский университет дружбы народов, Москва

ПОТЕРИ В ОПТИЧЕСКИХ ПЛЕНОЧНЫХ ВОЛНОВОДАХ С ШЕРОХОВАТЫМИ ГРАНИЦАМИ И ПОГЛОЩЕНИЕМ

Решена задача о распространении лазерного излучения в плоских пленочных диэлектрических волноводах при наличии шероховатости границ и поглощения в пленке. Получены аналитические выражения для коэффициентов рассеяния и поглощения волноводных мод. Выполнен анализ основных зависимостей этих коэффициентов от параметров волновода, шероховатости границ и поляризации волн. Проведены экспериментальные исследования рассматриваемых структур.

Ранее [1] нами были выполнены теоретические и экспериментальные исследования процессов распространения света в градиентных волноводах с шероховатой границей и поглощением. На основе результатов этой работы предложен и реализован метод измерения параметров шероховатости поверхностей диэлектриков, отличающийся простотой и высокой чувствительностью.

В данной работе представлены краткие результаты анализа аналогичной задачи для пленочных волноводов. Интерес к подобным волноводам вызван новыми достижениями в использовании интегральной оптики для значительного увеличения быстродействия современных компьютеров [2]. Кроме того, реализация указанного выше метода измерения шероховатости поверхности в случае пленочных волноводов может позволить определять свойства исходных поверхностей, не подвергнутых какой-либо обработке.

Данная задача формулируется следующим образом. В плоском пленочном волноводе со среднеквадратичными отклонениями шероховатости границ σ_1 и σ_2 и комплексной диэлектрической проницаемостью пленки, распространяется волна заданной поляризации. За счет шероховатости и поглощения в пленке волна затухает. Требуется установить связь между коэффициентом затухания волны, параметрами волновода и шероховатости.

Решение поставленной задачи проводится в приближении малого затухания в два этапа. На первом – с помощью оптико-геометрического подхода находится коэффициент рассеяния $\alpha_{\text{рас}}$, состоящий из суммы коэффициентов рассеяния на шероховатости границ волновода. На втором этапе методом возмущения получено выражение для коэффициента

поглощения $\alpha_{\text{пог}}$, обязанного комплексной диэлектрической проницаемости пленки.

В результате решения получены аналитические выражения и выполнен их анализ. Ниже представлен график зависимости общего коэффициента затухания от толщины волноводного слоя при различных значениях σ_1 и ϵ'' , при этом $\sigma_2=0$. Кривая 1- $\sigma_1=5$ нм, $\epsilon''=0$; кривая 2- $\sigma_1=5$ нм, $\epsilon''=10^{-5}$; кривая 3- $\sigma_1=0$ нм, $\epsilon''=5 \cdot 10^{-5}$.

Видно, что с ростом толщины волноводной области коэффициент рассеяния падает, а коэффициент поглощения растет, что необходимо учитывать при разработке конкретных оптических схем. В случае $\sigma_2 \neq 0$ коэффициент рассеяния увеличится.

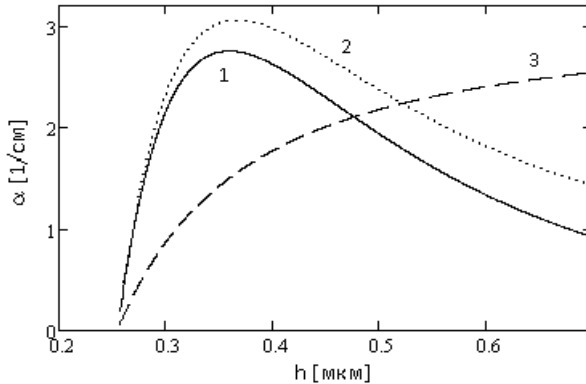


Рис. 1. Зависимости общего коэффициента затухания от толщины волноводного слоя (1 – $\sigma_1=5$ нм, $\epsilon''=0$; 2 – $\sigma_1=5$ нм, $\epsilon''=10^{-5}$; 3 – $\sigma_1=0$ нм, $\epsilon''=5 \cdot 10^{-5}$)

Эксперимент проводился на волноводах с пленкой из полистирола, нанесенной на подложки стекла марки К8 и кварца. Предварительные результаты выявили некоторое несоответствие с предложенной теорией, которая не учитывает возможных интерференционных явлений в пленочных волноводах.

Список литературы

1. Даниленко С.С., Осовицкий А.Н. Распространение света в градиентных волноводах с шероховатой границей при наличии поглощения // Квантовая электроника. 2011. Т.41. №6. С.552-556.
2. Assefa S., Xia F., Vlasov Y.A. Reinventing germanium avalanche photodetector for nanophotonic on-chip optical interconnects // Nature. 464. P.80-84.

А.А. РОМАНОВ, М.М. ВЕКШИН, Н.А. ЯКОВЕНКО

*Кубанский государственный университет, Краснодар***ОПТИЧЕСКОЕ ВОЛНОВОДНОЕ МЕЖСОЕДИНЕНИЕ
ДЛЯ ОПТОЭЛЕКТРОННЫХ ПЕЧАТНЫХ ПЛАТ**

Проведено моделирование передачи излучения в оптическом межсоединении слоев печатной платы методом трассировки луча.

Наиболее актуальные задачи в практике конструирования современных оптоэлектронных печатных плат связаны с разработкой различных межсоединений для передачи сигналов между оптическими интегральными схемами, расположенными в различных слоях одной или нескольких таких плат. Широко используемые в настоящее время волноводные зеркала [1, 2] имеют ряд недостатков, связанных с необходимостью дополнительной обработки подложек оптических интегральных схем и применением прецизионной механики.

Технически более простой способ реализации разъёмных соединений и межслойных переходов для многомодовых интегральных схем может быть основан на применении связанных канальных волноводов. В данной статье рассматриваются результаты расчета такого соединения с применением многомодовых канальных волноводов со ступенчатым профилем показателя преломления, изготовленных по технологии электростимулированного ионного обмена в оптических стеклах. Волноводы образуют в поперечном сечении полукруг.

На рис. 1а схематически изображен вид продольного сечения межсоединения печатной платы. Соединение обеспечивает эффективную передачу оптического сигнала из волновода с меньшей глубиной D_{in} в волновод с большей глубиной D_{out} , т.е. $D_{in} \leq D_{out}$. Наличие закругленного торца у волновода обеспечивает фокусировку части излучения, распространяющегося в волноводе с глубиной D_{in} , на нижней поверхности расположенного поверх него волновода с глубиной D_{out} . Принципиально важным для данной конструкции является качество соприкасающихся поверхностей подложек, поэтому данное соединение целесообразно использовать только с иммерсионными жидкостями и оптическими клеями. Расчетная зависимость эффективности передачи мощности оптического излучения между входным и выходным портами соединения η от расстояния продольного перекрытия волноводов L показана на рис. 1б.

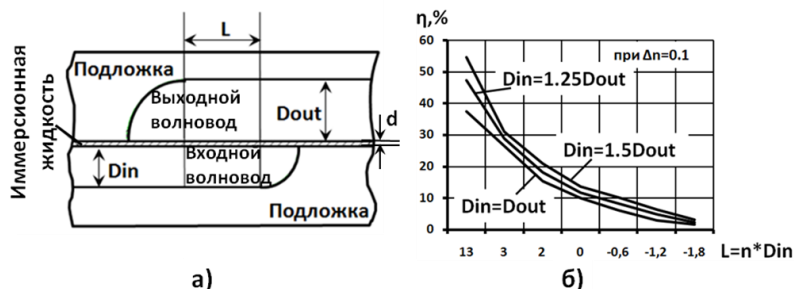


Рис. 1. Вид продольного сечения соединения (а), расчетная эффективность передачи мощности через разъемное соединение (б)

Различные кривые построены для различных соотношений глубин волноводов D_{in} и D_{out} . Расчет произведен методом трассировки луча для трехмерной модели соединения. Расчетные параметры: разность показателей преломления волноводов и подложек $\Delta n = 0.1$, толщина иммерсионного слоя d принята равной $1/20$ от глубины D_{in} . Приведенная зависимость $\eta(L)$ в диапазоне значений глубин волновода D_{in} , изменяющихся в диапазоне 40 – 150 мкм, от его значения почти не зависит.

Преимуществами предложенного соединения являются: простота изготовления интегральных оптических схем в однотипных технологических процессах, невысокие требования к точности позиционирования подложек за счет большого диаметра канальных волноводов, устойчивость к вибрациям и прочность, достигаемая за счет большой площади соприкосновения подложек, совместимость с оптоэлектронными печатными платами и высокая плотность упаковки приемных и передающих каналов – не менее 100 на отрезке 1 см.

Список литературы

1. Fully Embedded Board-Level Optical Interconnects From Waveguide Fabrication to Device Integration / X. Wang, W. Jiang, L. Wang, H. Bi // *Lightwave Technology*. 2008. V.26. P.243-250.
2. Thin glass based electrical-optical circuit boards (EOCB) using ion-exchange technology for graded-index multimode waveguides / H. Schröder, N. Arndt-Staufenbeil, A. Beier, et. al. // *Electronic Components and Technology Conference*. 2008. P.268-275.

А.Г. САВЧЕНКО, Н.А. ЯКОВЕНКО
Кубанский государственный университет, Краснодар

ПЛАЗМОННО-РЕЗОНАНСНЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ ФИЛЬТР НА ОСНОВЕ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКИ

Проведен расчет спектральной характеристики полосового оптического фильтра, построенного на эффекте аномального прохождения излучения через наноразмерные щели в металле вследствие плазмонно-резонансного туннельного перехода.

Изучение плазмонного резонанса в металлodieлектрических структурах открывает широкие возможности по созданию элементной базы для систем оптической обработки информации. Одним из главных недостатков плазмонно-резонансных элементов являются высокие вносимые потери. В данной работе исследуется конфигурация плазмонного нанофильтра с высоким коэффициентом прохождения.

Целью данной работы являлся расчет спектральной характеристики пропускания оптического фильтра в телекоммуникационном диапазоне длин волн, построенного на основе металлической дифракционной нанорешетки с периодом менее длины волны падающего излучения.

Прохождение света через щели в металле размером менее длины волны связано с эффектом плазмонно-резонансного туннельного перехода. При определенных условиях, энергия падающей электромагнитной волны переходит в колебания свободных электронов в металле – поверхностный плазмон, распространяющийся вдоль границы раздела металл – диэлектрик. Проходя через неоднородности в металле (такие как щели) поверхностный плазмон испытывает рассеяние, с переходом энергии в колебания электромагнитного поля. Направление и величина рассеяния зависит от геометрии рассматриваемой системы [1].

Расчет проводился с помощью метода строгого анализа связанных волн (Rigorous Coupled-Wave Analysis – RCWA). Для построения фильтра была выбрана симметричная конфигурация, обеспечивающая наименьшие потери при прохождении [2]. Исследуемая система имеет слоистую симметричную структуру (рис. 1а), в которой металлическая решетка (металл – серебро) с высоким коэффициентом заполнения ($f=0.85$) заключена между двумя диэлектрическими слоями ($n_d=1.38$). Щели в решетке заполнены тем же материалом. Данная структура помещена на подложку с показателем преломления $n_s=1.45$, покровная среда – воздух.

Толщина решетки составляет $d_G=250$ нм, слоя 1 – $d_1=600$ нм, слоя 2 – $d_2=500$ нм.

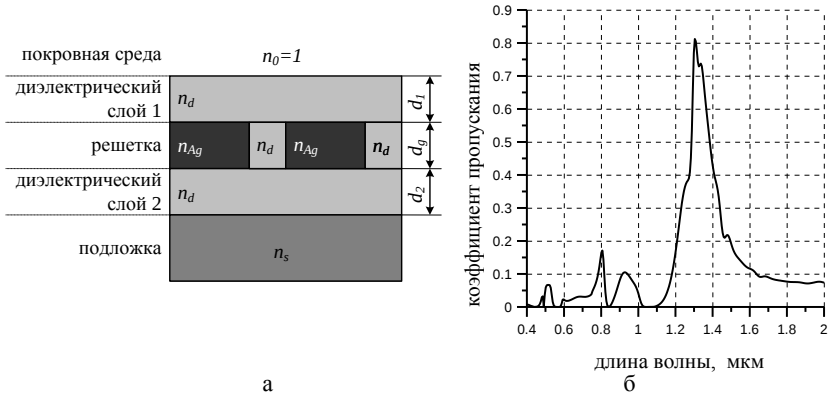


Рис. 1. Конфигурация исследуемой структуры на основе металлической решетки (а); зависимость коэффициента пропускания от длины волны (б)

На рис. 1б показана спектральная характеристика пропускания фильтра при нормальном падении оптического излучения со стороны покровной среды. При периоде решетки 750 нм центральная длина волны пропускания находится в диапазоне 1310 нм. Установлено, что центральная длина волны пропускания фильтра возрастает с увеличением периода решетки.

Таким образом, в работе произведен расчет спектральной характеристики прохождения оптического фильтра, представляющего из себя слоистую симметричную структуру на основе наноразмерной металлической дифракционной решетки. Коэффициент прохождения составил 80% на длине волны 1310 нм. Меняя период решетки, можно получить фильтры для выделения любой другой длины волны телекоммуникационного диапазона.

Список литературы

1. Surface plasmon assisted resonant tunneling of light trough periodically corrugated thin metal film / I. Avrutsky, Y. Zhao, V. Kochergin // Optics letters. 2000. V.25. №9. P.595-597.
2. Surface plasmon resonance transmission filters at 1053 nm based on metallic grating with narrow slit / M. Jian-Yong et al. // Chinese Physics B. 2009. V.18. №3. P.1029-1032.

А.В. ШЕЛЯКОВ, Н.Н. СИТНИКОВ, А.А. КОРНЕЕВ
Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

МИКРОМЕХАНИЧЕСКОЕ УСТРОЙСТВО С ПАМЯТЬЮ ФОРМЫ ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

В работе показана возможность создания микромеханического устройства с микронными и субмикронными размерами на основе быстрозакаленного сплава TiNiCu с эффектом памяти формы, которое способно модулировать оптическое излучение в широком диапазоне длин волн. Обсуждается технология изготовления устройства и приведены экспериментальные результаты его исследования.

Недавно нами продемонстрирована возможность использования сплавов с эффектом памяти формы (ЭПФ) для создания миниатюрных устройств управления оптическим излучением [1]. Целью данной работы являлась разработка микромеханического устройства, способного модулировать оптическое излучение в широком диапазоне длин волн.

Принцип действия устройства основан на использовании биметаллического композита. Композит состоит из сплава с ЭПФ в виде ленты, пленки или пластинки и упругого слоя обычного металла, жестко соединенных между собой. До соединения с упругим слоем, слой с ЭПФ подвергается псевдопластической (возвратимой) растягивающей деформации. Процесс соединения слоев производится при температуре ниже температуры мартенситного превращения. В результате, композит приобретает способность к гигантским обратимым изгибным деформациям.

Обычный ЭПФ является «односторонним», т.е. позволяет получить только однократное восстановление формы несмотря на периодический нагрев/охлаждение. Предлагаемый композит при повторном охлаждении после нагрева восстановит свою форму. Он сохранит способность к периодическому изгибу и выпрямлению при периодическом термоциклировании через мартенситный переход, несмотря на то, что использует «односторонний» ЭПФ. Это объясняется упругими свойствами второго элемента композита. Если композит охладить ниже температуры мартенситного перехода, то упругий слой, возвращаясь в ненапряженное состояние, деформирует элемент с памятью формы и тем самым снова его возвратимо деформирует.

Для изготовления экспериментальных образцов композитов с ЭПФ применялся метод селективного ионного травления в камере сканирующего ионного микроскопа (СИМ). Исходным материалом для изготовления микроактюаторов служил быстрозакаленный сплав TiNiCu. Упругий слой композита создавался при помощи метода ионностимулированного осаждения платины на поверхность сплава в этой же установке. Точность обработки сплава ионным пучком достаточна для формирования структур с толщинами слоев до 30 нм. Установка была усовершенствована для проведения не только цикла изготовления микроактюаторов с ЭПФ, но и их испытания. Для этого в вакуумную камеру СИМ вмонтирован полупроводниковый инжекционный полупроводниковый лазер с системой фокусировки.

Была получена серия экспериментальных образцов микроактюаторов с ЭПФ, наибольший линейный размер которых варьировался от 50 до 3 мкм. Показано, что образец с наименьшими размерами (длина – 3 мкм, толщина слоя с ЭПФ – 170 нм, толщина слоя платины – 150 нм) демонстрирует гигантскую деформацию конца консоли – 780 нм, модулируя оптическое излучение в широком диапазоне длин волн за счет отражения или перекрытия светового пучка.

Данный эксперимент подтверждает, что при субмикронных (до 150 нм) толщинах слоев сплава эффект памяти формы качественно проявляется также, как и в макроскопических образцах, при этом по предварительным экспериментальным данным для данного материала – сплава TiNiCu – при данной технологии изготовления практический предел толщины лежит между 70 и 170 нм.

Создание лабораторной технологии новых наноструктурированных материалов с ЭПФ с размером зерна в диапазоне десятков нанометров, полученных, в частности методом динамической кристаллизации [2], позволит получить новый функциональный материал – основу для создания технологии микро-, а, возможно, и наноразмерных по габаритам механических исполнительных элементов для управления оптическим излучением, по крайней мере на порядок превосходящие по миниатюризации лучшие мировые образцы.

Список литературы

1. Ситников Н.Н., Шеляков А.В. Применение материалов с эффектом памяти формы для управления оптическим излучением // Науч. сессия НИЯУ МИФИ-2011. Науч.-техн. конф. по фотонике и информационной оптике. Сб. науч. трудов. М.: НИЯУ МИФИ, 2011. С.90-91.
2. Shelyakov A.V., Sitnikov N.N., Menushenkov A.P., Koledov V.V., Irjak A.I. Nanostructured thin ribbons of shape memory TiNiCu alloy // Thin Solid Films. 2011. V.519. P.5314-5317.

В.Я. МОЛЧАНОВ, С.И. ЧИЖИКОВ, К.Б. ЮШКОВ

Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»

АДАПТИВНОЕ АКУСТООПТИЧЕСКОЕ УПРАВЛЕНИЕ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Рассмотрены современные методы акустооптического управления формой сверхкоротких лазерных импульсов. Теоретически исследовано влияние дисперсии взаимодействующих импульсов на фазовый синхронизм при акустооптической дифракции. Предложена двухкаскадная архитектура акустооптической дисперсионной линии задержки.

Фемтосекундные лазерные системы являются наиболее мощными искусственными источниками электромагнитного излучения, позволяющими осуществлять воздействие сверхсильных световых полей на вещество. Многие из достижений современной фемтосекундной лазерной техники были получены благодаря использованию акустооптических методов управления сверхкороткими лазерными импульсами [1–4]. Благодаря высокой эффективности акустооптического взаимодействия и высокому спектральному разрешению, наиболее часто используется квазиколлинеарная акустооптическая дифракция. Акустооптические дисперсионные линии задержки являются единственным классом акустооптических приборов, работающих одновременно как с широким квазинепрерывным спектром электромагнитного излучения, так и с широким спектром ультразвука, что определяет их физические особенности и характеристики [5].

Несмотря на широкое применение акустооптических дисперсионных линий задержки в качестве устройств управления спектральными фазами и спектральными амплитудами излучения, многие аспекты фотон-фононного взаимодействия сверхкоротких импульсов в кристаллах до сих пор остаются неизученными. В существующих теоретических методах описания акустооптической дифракции ультракоротких импульсов явления дисперсии и дифракции рассматриваются отдельно [2, 3]. Тем не менее, в нелинейной оптике хорошо известно влияние дисперсионных явлений, в частности, групповой задержки между собственными волнами в двулучепреломляющих кристаллах, на фазовый синхронизм при нелинейном взаимодействии волн [6]. В настоящей работе теоретически исследовано влияние групповой задержки импульсов на акустооптическую дифракцию. Анализ полученных модифицированных уравнений связанных мод показал, что различие групповых скоростей

обыкновенной и необыкновенной волн приводит к снижению эффективности дифракции, изменению формы импульсов и увеличению их длительности. Также наблюдается увеличение ширины полосы фазового синхронизма, что сказывается на спектральном разрешении приборов.

Исследования акустооптической дифракции ультракоротких импульсов с высокой эффективностью показали, что при одновременной амплитудной и частотной модуляции акустического поля происходят фазовые и амплитудные искажения спектра оптического излучения [4, 5]. Для устранения данного недостатка было предложено использовать двухкаскадную архитектуру акустооптической дисперсионной линии задержки, в которой функции управления спектральной фазой и спектральной амплитудой разделены между двумя акустооптическими модулями [7]. Распределение ультразвукового поля в первом каскаде обеспечивает постоянную величину спектральной амплитуды функции пропускания и заданный закон дисперсии. Второй каскад использует нулевой дифракционный порядок в качестве выходного луча; при этом дисперсия оказывается постоянной и определяется только спектральной зависимостью показателей преломления кристалла, а ультразвуковое поле осуществляет управление спектральной амплитудой сигнала.

Предложенные методы управления фемтосекундными лазерными импульсами могут быть использованы для компенсации дисперсии высших порядков, что необходимо для получения спектрально-ограниченных импульсов на выходе лазерной системы, а также для компенсации амплитудных искажений, вызванных неоднородностью коэффициента усиления в сверхмощных лазерных системах, приводящих к сужению спектра и увеличению длительности импульсов.

Список литературы

1. Weiner A. Ultrafast optics. NY: Wiley, 2009.
2. Пожар В.Э., Пустовойт В.И. О сжатии ультракоротких импульсов света // Квантовая электроника. 1987. Т.14. С.811.
3. Tourniois P. // Optics Communications. 1997. V.140. P.245.
4. 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. C118.
5. Molchanov V.Ya., Chizhikov S.I., Makarov O.Yu., et. al. Acousto-optical delay lines for femtosecond pulse shaping based on crystal materials with strong acoustic anisotropy // Proc. SPIE. 2010. V.7789. P. 778909.
6. Ахманов С.А., Вислоух В.А., Чиркин С.А. Оптика сверхкоротких лазерных импульсов. М.: Наука, 1988.
7. Молчанов В.Я., Чижигов С.И., Юшков К.Б. Двухкаскадная акустооптическая дисперсионная линия задержки для сверхкоротких лазерных импульсов // Квантовая электроника. 2011. Т.41. С.675.

В.Э. ПОЖАР^{1,3}, М.М. МАЗУР², В.И. ПУСТОВОЙТ^{1,3},
В.Н. ШОРИН¹, А.В. ШУРЫГИН³

¹Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, Москва

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

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

АКУСТООПТИЧЕСКАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ НА ЛИНЕЙНО-ЧАСТОТНО-МОДУЛИРОВАННОЙ ВОЛНЕ В НЕПРЕРЫВНОМ РЕЖИМЕ

Представлен и апробирован метод управления дисперсионными характеристиками акустооптических фильтров с помощью линейной частотной модуляции ультразвука, допускающий непрерывную работу при достаточно высокой эффективности дифракции.

Создание периодической структуры в кристаллах с помощью акустических волн является средством управления оптическими дисперсионными характеристиками среды. Модуляция позволяет динамически изменять их. Наиболее известным способом является использование линейной частотной модуляции (ЛЧМ), позволяющей расширять полосу пропускания акустооптического (АО) фильтра, основанного на этом подходе [1, 2].

Проблема использования этого метода заключается в том, что акустическая решетка сдвигается по частоте по мере распространения звука в кристалле. Соответственно, для «вырезания» из оптического спектра какого-то фиксированного интервала требуется постоянно «перезапускать» ультразвуковой цуг необходимого частотного интервала, осуществляя регистрацию в строго фиксированные моменты времени [3].

В работе реализован альтернативный метод, основанный на использовании пилообразной модуляции и непрерывной регистрации. (рис. 1) Для этого был создан некоррелированный АО фильтр со следующим законом периодического изменения ультразвукового сигнала

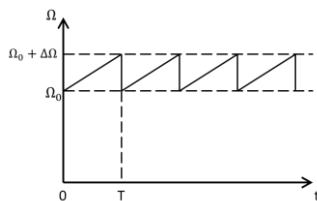


Рис. 1. Пилообразная модуляция частоты ультразвука

$$P_s(t) = P \cdot \sin\left(\Omega t + \frac{\Delta\Omega}{T} t^2\right),$$

и экспериментально были измерены функции пропускания при разных значениях мощности звука P , девиации частоты $\Delta\Omega$ и периода T модуляции (рис. 2).

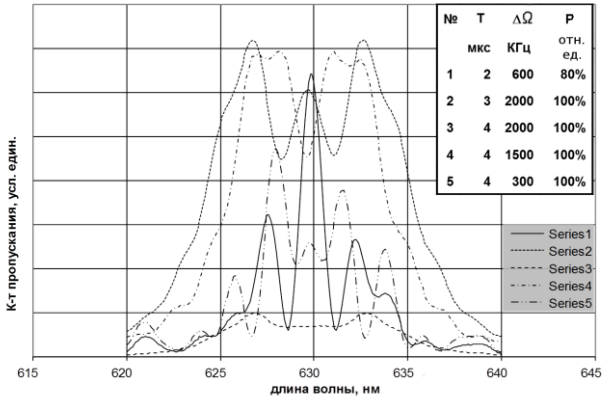


Рис. 2. Функции пропускания ЛЧМ АО фильтра при вариации параметров модуляции. Мощность нормирована на максимальную мощность генератора

Полученные результаты подтверждают возможность расширения окна пропускания АО фильтра в широких пределах при сохранении достаточно высокой эффективности. При этом такой фильтр допускает непрерывную, а не выборочную регистрацию, что необходимо при использовании в спектрометрах регистрирующих низкие световые потоки.

Работа выполнена в рамках гранта РФФИ 09-02-12405 и программы «Кадры» (проект П721).

Список литературы

1. Магдич Л.Н. Аппаратная функция акустооптического фильтра при перестройке частоты // Оптика и спектроскопия. 1980. Т.49. Вып.2. С.387-390.
2. Палавандишвили Л.С., Пожар В.Э., Пустовойт В.И., Шорин В.Н. Коллинеарный акустооптический фильтр с линейной модуляцией частоты ультразвука // в кн.: Тезисы докладов XIII Всесоюзной конференции по акустоэлектронике и квантовой акустике. Черновцы, 1986. Ч.1. С.229-230.
3. Пустовойт В.И., Тимошенко В.В. Акустооптический фильтр с управляемой полосой пропускания // Радиотехника и электроника. 1998. Т.43. В.4. С.461-468.

В.И. ПУСТОВОЙТ^{1,2}, К.И. ТАБАЧКОВА², В.Э. ПОЖАР^{1,2}¹Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, Москва²Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

О КОЛЛИНЕАРНОЙ ДИФРАКЦИИ СВЕТА НА ЛИНЕЙНО-ЧАСТОТНО-МОДУЛИРОВАННОЙ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ВОЛНЕ

Рассмотрена задача о коллинеарной дифракции света на линейно-частотно-модулированной ультразвуковой волне вне приближения малой мощности звука. Найдены ее решения и показано, что полоса синхронизма расширяется при увеличении девиации частоты в кристалле, а эффективность дифракции при этом может достигать практически 100%, что представляет большой интерес с точки зрения построения высокоэффективных акустооптических фильтров с регулируемой полосой пропускания.

В работе рассматривается возможность управления характеристиками акустооптического (АО) фильтра путем линейной частотной модуляции (ЛЧМ) ультразвуковой волны. Данная задача исследовалась теоретически и экспериментально в работах [1, 2], где была показана возможность расширения полосы пропускания, и в работе [3], где показана возможность сжатия ультракоротких световых импульсов [3]. Однако, во всех этих работах задача о дифракции решена в линейном по амплитуде звука приближении, что означает малую энергетическую эффективность. Поэтому актуальным остается вопрос о максимальной величине эффективности дифракции и соответствующей мощности ультразвука.

Рассматриваемая задача соответствует схеме коллинеарной дифракции (рис. 1).

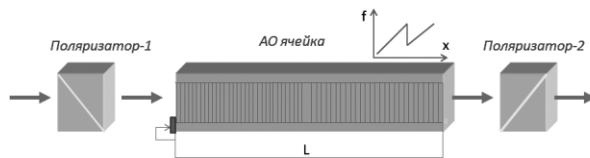


Рис. 1. Схема АО фильтра с ЛЧМ ультразвука

Дифракция в данном случае описывается следующей системой укороченных уравнений (1) для амплитуды световых волн – обыкновенной и необыкновенной поляризации E_o , E_e .

$$\frac{dE_0}{dx} = i\Gamma E_0 e^{i(\Delta k x + \beta(\frac{x}{L} - \frac{1}{2})x)} \quad (1)$$

$$\frac{dE_e}{dx} = i\Gamma E_0 e^{-i(\Delta k x + \beta(\frac{x}{L} - \frac{1}{2})x)}$$

Здесь Δk - волновая расстройка для определенной частотной составляющей ультразвука, β - пространственная «скорость» модуляции, а коэффициент связи волн $\Gamma \sim P^{1/2}$ определяется мощностью звука P .

Решение системы связанных уравнений представляется аналитически в виде линейной комбинации функции Эрмита $H_\nu(u)$ и вырожденной гипергеометрической функции ${}_1F_1(\nu/2, \frac{1}{2}, u)$, где $\nu = -i\gamma^2/2\alpha^2$, $u(\xi) = \sqrt{i} \cdot (-\delta/\alpha + \alpha\xi)$, $\gamma \equiv \Gamma L$, $\alpha \equiv \beta L$, $\delta \equiv \Delta k L/2$, $\xi \equiv x/L - 1/2$. На основе полученных точных решений проведен детальный расчет, который показал, что: аппаратную функцию в режиме ЛЧМ звуковой волны можно расширить и при этом иметь коэффициент пропускания близкий к предельному (рис. 2).

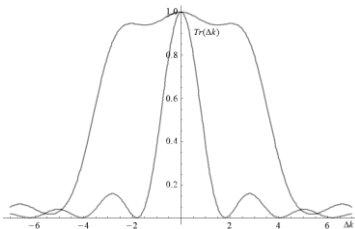


Рис. 2. Функция пропускания АО фильтра в режиме линейной частотной модуляции при $\alpha=10,5$; $\gamma=\pi$; $L=3$. Для сравнения приведена функция пропускания немодулированного АО фильтра: $\alpha=0$; $\gamma=\pi/2$; $L=3$

Это показывает возможность создания высокоэффективных АО фильтров с управляемой полосой пропускания, что очень важно для построения АО спектрометров.

Список литературы

1. Магдич Л.Н. Аппаратная функция акустооптического фильтра при перестройке частоты. Оптика и спектроскопия. 1980. Т.49. Вып.2. С.387-390.
2. Палавандишвили Л.С., Пожар В.Э., Пустовойт В.И., Шорин В.Н. Коллинеарный акустооптический фильтр с линейной модуляцией частоты ультразвука // в кн.: Тезисы докладов XIII Всесоюзной конференции по акустоэлектронике и квантовой акустике. Черновцы, 1986. Ч.1. С.229-230.
3. Пожар В.Э., Пустовойт В.И. О сжатии ультракоротких импульсов света // Квантовая электроника. 1987. Т.14. №4. С.811-813.

В.А. МАКСИМЕНКО, Е.В. ДАНИЛОВА

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск

ИНДИКАТРИСЫ ФОТОИНДУЦИРОВАННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА В КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ

Предложена методика построения индикатрис интенсивности фотоиндуцированного рассеяния света (ФИРС) с использованием системы "цифровая камера – компьютер". Написана программа, позволяющая отображать регистрируемое изображение в виде трехмерного графика, в котором две координаты – углы, а третья – интенсивность света. Методика позволяет с высокой достоверностью определять соотношение интенсивностей световых пучков, распространяющихся под различными углами. Проведено экспериментальное исследование картин фотоиндуцированного рассеяния света в кристаллах ниобата лития, легированных железом и родием, в направлении прошедших и отраженных лучей при различных углах падения накачки.

С целью изучения угловой структуры фотоиндуцированного рассеяния света предложен цифровой метод построения и анализа индикатрис ФИРС. Была произведена регистрация на цифровую фотокамеру процесса фотоиндуцированного рассеяния света в направлении прошедших и отраженных лучей в кристаллах $\text{LiNbO}_3\text{:Rh}$ (0,01 вес. %) и $\text{LiNbO}_3\text{:Fe}$ (0,03 вес. %). Исследуемые кристаллы представляют собой плоскопараллельные пластинки x -среза, толщиной 1÷2 мм.

Особенностью цифровых камер является нелинейность отклика светочувствительной матрицы при регистрации изображений различной интенсивности. Это связано с наличием автоматической подстройки яркостных характеристик регистрируемого изображения с целью его оптимизации. Нами разработан метод, позволяющий получить реальные соотношения интенсивностей для различных направлений в индикатрисе ФИРС при помощи анализа цифровых фотографий.

Обработка фотографий и построение индикатрис осуществлялись с помощью персонального компьютера в стандартном математическом пакете, обеспечивающем возможность работы с графикой. Получаемая цифровая фотография представлялась в виде информационного двумерного массива, в котором каждый элемент соответствует пикселю изображения. Индексами отдельного элемента массива являются координаты x и y соответствующего пикселя на фотографии, значением отдельного элемента массива является интенсивность данного пикселя [1].

До фотосъемки исследуемых картин ФИРС нами были проанализированы цифровые фотографии лазерных пучков с известным соотношением интенсивностей, и подобран такой режим цифровой камеры, в котором имеет место наиболее близкое к истинному соотношение яркостей регистрируемых изображений. Отметим, что интервал интенсивностей сравниваемых пучков подбирался из диапазона интенсивностей рассеянного света при ФИРС.

Для каждой картины ФИРС в исследуемом кристалле при заданных условиях порождения рассеяния проводилась фотосъемка в выбранном режиме камеры при различных уровнях яркости изображения, регистрируемого светочувствительной матрицей. Это достигалось установкой перед объективом фотоаппарата калиброванных нейтральных светофильтров с различными коэффициентами пропускания. Для каждой фотографии из полученного набора вычислялось среднее значение яркости в определенной области изображения (координаты и размеры области одинаковы для всех обрабатываемых фотографий для данной картины ФИРС). С помощью полученных значений яркости и известных коэффициентов пропускания используемых светофильтров строился градуировочный график, по которому можно определить реальные отношения яркости любых пикселей изображения, зная яркость соответствующих пикселей на фотографии, оптимизированной камерой.

Получены следующие результаты:

1. Для наблюдаемых картин рассеяния с использованием предложенного метода построены индикатрисы ФИРС. Анализ индикатрис показал, что в диапазоне углов $\pm 2,5^\circ$ между направлением рассеяния и пучком накачки для $\text{LiNbO}_3\text{:Rh}$, $\pm 5^\circ$ для $\text{LiNbO}_3\text{:Fe}$ (0,03 вес. %), $\pm 10^\circ$ для $\text{LiNbO}_3\text{:Fe}$ (0,05 вес. %) наблюдается резкий спад интенсивности рассеянного света, что свидетельствует о значительной угловой зависимости коэффициента усиления фотоиндуцированного рассеяния в исследуемых кристаллах.
2. Установлено, что в кристаллах $\text{LiNbO}_3\text{:Fe}$ (0,03 вес. %) и $\text{LiNbO}_3\text{:Fe}$ (0,05 вес. %) в направлениях, составляющих угол с накачкой менее 5° и 10° соответственно, излучается до 90% энергии рассеянного света, а в кристалле $\text{LiNbO}_3\text{:Rh}$ в направлениях, составляющих угол с накачкой менее $2,5^\circ$, до 50 % энергии рассеянного света при том, что максимальные углы ФИРС в исследуемых кристаллах составляют десятки градусов.

Список литературы

1. Анализ индикатрисы фотоиндуцированного рассеяния света в кристаллах ниобата лития / Е.В. Данилова, В.А. Максименко, А.В. Сюй, В.В. Криштоп // Известия вузов. Приборостроение. 2007. Т.50. №10. С.64-67.

И.А. ПАРГАЧЁВ, Л.Я. СЕРЕБРЕННИКОВ, С.М. ШАНДАРОВ,
В.А. КРАКОВСКИЙ, А.Е. МАНДЕЛЬ, С.И. АРЕСТОВ

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЕ МОДУЛЯТОРЫ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ВЫСОКООМНЫХ КРИСТАЛЛОВ КТР

Представлены результаты исследований электрооптических модуляторов, основанных на высокоомных кристаллах КТiOPO_4 (КТР). Исследована зависимость пропускания модулятором лазерного излучения от приложенного электрического поля.

Кристаллы титанил-фосфата калия КТiOPO_4 (КТР) благодаря высоким нелинейно-оптическим и электрооптическим свойствам используются для электрооптической модуляции мощного лазерного излучения. Они обладают высокой оптической однородностью, низкими потерями и относительно высоким порогом оптического разрушения (превышает 600 МВт/см^2). Однако высокая ионная проводимость ($10^{-6} - 10^{-8} \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ вдоль оси z кристалла) ограничивает использование монокристаллов КТР в электрооптике из-за электрохромной деградации кристаллов в электрических полях [1].

В данной работе проведено исследование характеристик электрооптических модуляторов на основе высокоомных кристаллов КТР, обогащенных калием. Такие кристаллы имеют повышенные показатели порога оптической прочности (до 3 ГВт/см^2) и обладают низкой ионной проводимостью (порядка $10^{-11} - 10^{-12} \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$) [2].

Конструктивно экспериментальный образец модулятора был изготовлен на двух кристаллах КТР размерами $4,0 \times 4,0 \times 9,0 \text{ мм}$. Оси z кристаллов были развернуты друг относительно друга на 90° . Излучение в кристаллах КТР распространялось вдоль оси y , а управляющее напряжение прикладывалось вдоль оси z кристалла. Направление поляризации излучения составляло угол 45° с осями x и z .

На оптические грани кристалла были нанесены просветляющие покрытия MgF_2 , уменьшающие потери на отражении до $0,3\%$. Общие потери в модуляторе на длине волны $\lambda = 1064 \text{ нм}$ составили меньше 1% .

Для измерения характеристики пропускания кристаллов образец помещался между лазером и анализатором. В качестве источника излучения использовался Nd:YAG лазер ($\lambda = 1064 \text{ нм}$) с диаметром пучка

2 мм. Излучение лазера было линейно поляризованным. В качестве анализатора использовалась поляризационная призма, установленная после электрооптического модулятора. Интенсивность прошедшего кристалл излучения регистрировалась фотодиодом, подключенным к цифровому микроамперметру.

Типичная зависимость интенсивности прошедшего модулятор излучения от прикладываемого напряжения приведена на рис. 1. Из полученных зависимостей было определено полуволновое напряжения модулятора, которое составило 1400 В. При полном открытии, модулятор пропускал 95,6% света, излучаемого лазером. Соотношения максимума и минимума прошедшего модулятор излучения составляло величину не менее 20 дБ.

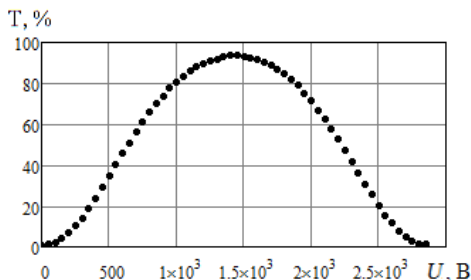


Рис. 1. Зависимость интенсивности прошедшего модулятор от величины управляющего напряжения

Таким образом, результаты проведенных исследований показывают перспективность использования высокоомных кристаллов КТР в электрооптических модуляторах.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2009-2010 годы)» и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (Госконтракт № 02.740.11.0553).

Список литературы

1. Применение модуляторов на кристаллах КТР в Nd:YAG-лазерах с высокой средней мощностью / В.А. Русов, В.А. Серебряков, А.Б. Каплун, А.В. Горчаков // Оптический журнал. 2009. Т.76. №6. С.6–7.
2. Кристаллы семейства КТР [Электронный ресурс]. Режим доступа: <http://crystal.ru/index.php/ru/productsru/24-crystals1ru>, свободный (дата обращения: 19.11.2011).

С.С. ШМАКОВ, С.М. ШАНДАРОВ, Н.И. БУРИМОВ,
Ю.Ф. КАРГИН¹

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

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

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ВЫХОДНОГО СИГНАЛА В АДАПТИВНОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ, ИСПОЛЬЗУЮЩЕМ ОТРАЖАТЕЛЬНЫЕ ГОЛОГРАММЫ В КРИСТАЛЛЕ ТИТАНАТА ВИСМУТА

Представлены результаты исследования зависимостей амплитуд первой и нулевой гармоник выходного сигнала адаптивного голографического интерферометра, основанного на отражательных динамических голограммах в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Cu,Fe}$ среза (100), от ориентации вектора поляризации входной сигнальной волны, при круговой поляризации опорной волны.

В голографических интерферометрах, используемых для мониторинга колебаний, реализуется фазовая демодуляция лазерного пучка, отраженного от колеблющегося объекта [1]. Для достижения высокой чувствительности измерений амплитуд колебаний необходимо увеличивать амплитуду первой гармоники в спектре модуляции интенсивности выходного сигнального пучка, и уменьшать его среднюю интенсивность (нулевую гармонику).

В настоящей работе исследовался голографический интерферометр, основанный на встречном взаимодействии опорной световой волны с правой круговой поляризацией с линейно поляризованной сигнальной волной [1], отраженной от зеркала, колеблющегося на частоте 300 Гц с амплитудой 1 нм, в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Cu,Fe}$ среза (100) с толщиной 2,6 мм. В экспериментах изменялся угол θ между вектором поляризации сигнального пучка на входной грани и кристаллографическим направлением [010], путем вращения кристалла вокруг оси [100]. Использовался He-Ne лазер с длиной волны 633 нм и выходной мощностью ~2 мВт; сигнал фазовой демодуляции на первой гармонике выделялся фотодиодом ФД-265 на нагрузку в 39 кОм при напряжении смещения 10 В и измерялся селективным вольтметром как U_1 ; среднее значение сигнала на нагрузке U_0 измерялось вольтметром В7-27.

Типичные экспериментальные угловые зависимости для напряжений U_1 (амплитуда первой гармоники) и U_0 (нулевая гармоника) представлены точками на рис. 1 и рис. 2. Сплошные кривые на данных рисунках

соответствуют расчету угловых зависимостей с использованием приведенных в [1] соотношений и значения $\Gamma_1 = 5,1 \text{ см}^{-1}$ для коэффициента, характеризующего эффективность взаимодействия.

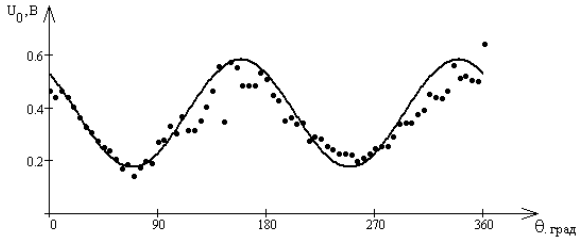


Рис. 1. Угловая зависимость измеряемого напряжения для нулевой гармоники

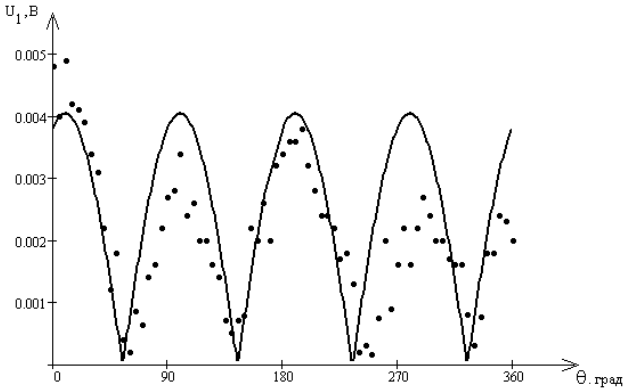


Рис. 2. Угловая зависимость для измеряемого напряжения на первой гармонике

Проведенный анализ показывает, что исследуемый интерферометр позволяет измерять колебания с амплитудой 1 пм при оптимальной ориентации ($\theta \approx 30^\circ$) вектора поляризации сигнальной волны на входной грани кристалла.

Работа выполнена при поддержке программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2009-2010 годы)» и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (Госконтракт № 02.740.11.0553).

Список литературы

1. Адаптивная интерферометрия, использующая динамические отражательные голограммы в кубических фоторефрактивных кристаллах / А.А. Колегов, С.М. Шандаров, Г.В. Симонова, Л.А. Кабанова, Н.И. Буримов, С.С. Шмаков, В.И. Быков, Ю.Ф. Каргин // Квантовая электроника. 2011. Т.41. С.847-852.

Е.А. ЧЕРНЫШОВА, А.К. ЧЕРНЫШОВ

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

ИДЕНТИФИКАЦИЯ ДОПЛЕРОВСКОГО КОНТУРА В ДИОДНО-ЛАЗЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ С ПОМОЩЬЮ ВЕЙВЛЕТ-АНАЛИЗА

Описана методика обработки сигнала диодно-лазерной спектроскопии с помощью непрерывного вейвлет-преобразования. Подход позволяет идентифицировать доплеровский контур для зашумленной спектральной линии на наклонном пьедестале и не требует прямых измерений при определении ширины контура.

Диодные лазеры благодаря компактности, простоте спектральной перестройки и доступности получили широкое применение в качестве источников когерентного излучения при спектроскопии атомов и молекул. Спектральная перестройка излучения диодного лазера обычно выполняется за счет изменения тока накачки, при этом одновременно с оптической частотой меняется и выходная лазерная мощность. В результате молекулярная линия поглощения при прямой абсорбционной спектроскопии наблюдается на фоне наклонного пьедестала и нередко сопровождается сильными шумами при контроле следовых концентраций рис. 1в. Определить ширину контура спектральной линии и характер его уширения в этом случае обычным методом [1] затруднительно.

Альтернативный подход может быть основан на вейвлет-преобразовании сигнала. Предположим, что $f(x)$ представляет доплеровский контур линии (рис. 1а), где x – величина отстройки частоты от центра. Вейвлет $\psi(x, a, b)$ строится на основе второй производной от $f(x)$ с соответствующим параметром масштаба a и величиной частотного сдвига b [2]. Вейвлет-проекция контура $f(x)$ определяется интегралом вида

$$D(a, b) = \frac{1}{\sqrt{a}} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \psi^*(x, a, b) dx. \quad (1)$$

Для идентификации контура линии необходимо построить зависимость значений сдвига b_0 от масштаба a , при которых вейвлет-проекция $D(a, b_0) = 0$ [3]. Можно показать аналитически, что для идеального доплеровского контура $f(x)$ зависимость координат нулевых точек b_0 от масштаба a будет удовлетворять выражению

$$b_0^2 = 0,72(a^2 + \sigma^2). \quad (2)$$

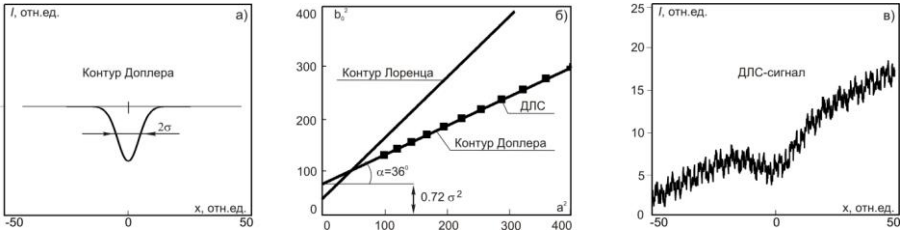


Рис. 1. Доплеровский контур: идеальный сигнал на постоянном пьедестале (а); характеристические прямые для идеальных доплеровского и лоренцевского контуров (б); модельный зашумленный ДЛС-сигнал на наклонном пьедестале (в)

В координатах $a^2; b_0^2$ уравнение (2) задает характеристическую прямую, идущую под углом 36° к оси абсцисс и пересекающую ось ординат в точке $0,72\sigma^2$, где σ -полуширина на полувысоте доплеровского контура $f(x)$. Аналогичные расчеты для контуров $f(x)$ иной формы и доплеровского вейвлета $\psi(x,a,b)$ дают линии, не совпадающие с прямой (2), что и позволяет идентифицировать доплеровский контур (рис. 1б).

Описанный алгоритм применялся к модельному сигналу диодно-лазерной спектроскопии (ДЛС), который представлял собой доплеровский контур и помехи в виде набора гармонических функций с различными частотами, наложенными на наклонный пьедестал (рис. 1в). В численных расчетах масштаб вейвлета a изменялся от 1 до 20, но координаты нулевых точек определялись только для вейвлет-проекций, у которых отсутствовали заметные осцилляции. Подобное ограничение позволяет устранить влияние наклонного пьедестала и шумов. В результате для модельного ДЛС-сигнала получен набор точек (рис. 1б) идеально укладывающихся на характеристическую прямую (2). Таким образом, несмотря на наклонный пьедестал и шумы в сигнале диодно-лазерного спектрометра, параметры восстановленной по точкам характеристической прямой позволяют идентифицировать доплеровский контур и определить его полуширину.

Список литературы

1. Marquardt D. An algorithm for least-square estimation of nonlinear parameters // SIAM Journal on Applied Mathematics. 1963. V.11. P.431-441.
2. Добеши И. 10 лекций по вейвлетам. Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2001. 464 с.
3. Галимуллин Д.З. Разделение сложных сигналов с помощью вейвлет-производной спектроскопии и биспектрального анализа // кандидатская диссертация (01.04.05) // Казань, 2006. 153 с.

Е.А. МАКАРОВ, В.Г. БЕСПАЛОВ

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

ВЫБОР ОПТИМАЛЬНОГО РЕЖИМА ВКР УСИЛЕНИЯ СВЕТА ДЛЯ ВРЕМЕННОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СЕЛЕКЦИИ СИГНАЛОВ

В работе представлены результаты численного моделирования преобразования ВКР в режиме усиления в зависимости от временного сдвига затравочного стоксового импульса относительно импульса накачки. Получена зависимость ширины временных ворот ВКР усиления от длительности импульса накачки.

Использование усиление света при вынужденном комбинационном рассеянии (ВКР-усиление) [1-3] является весьма перспективным методом спектрально-временной оптической селекции сигналов. При длительности импульса накачки $t_p \leq 12.5T_2$, т.е. значительно меньшей времени дефазировки молекулярных колебаний T_2 , процесс ВКР становится нестационарным [4,5]. Следствиями нестационарности процесса являются появление задержки стоксового импульса относительно импульса накачки и увеличение энергии порога ВКР. Если ввести линию задержки между ВКР-генератором и ВКР-услителем, то импульсы Стокса, получаемые на выходе ВКР-генератора, будут усиливаться только на определенном временном интервале, называемом «временными воротами». В данной работе проводилось моделирование процесса ВКР усиления в сжатом водороде с целью измерения величины «временных ворот».

В ходе численного моделирования форма лазерных импульсов накачки на входе в задающий генератор и усилитель принимались гауссовыми, и длительность изменялась от 100 пс до 10 нс, при этом длина кюветы задающего генератора со сжатым водородом составляла 400 см. Амплитуда волны накачки в расчетах выбиралась, исходя из условия достижения порога генерации, в качестве которого был принят уровень интенсивности генерируемого стоксового излучения, равный 1% от интенсивности накачки. Полученные при численном моделировании на выходе задающего генератора стоксовые импульсы виртуально поступали в кювету усилителя такой же длины и использовались в качестве затравочного сигнала. Было проведено моделирование процесса усиления импульсов при различных задержках импульса накачки относительно стоксового импульса на входе в кювету (рис. 1а).

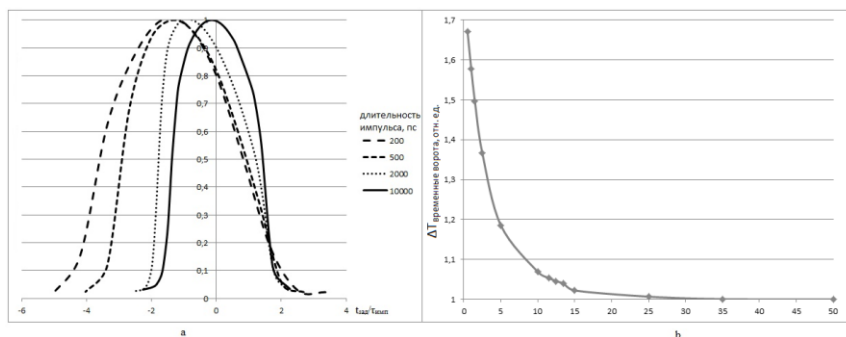


Рис. 1. Зависимость эффективности усиления ВКР от временного сдвига между импульсами накачки и Стокса, нормированного на длительность импульса накачки (а); Зависимость ширины «временных ворот» по уровню полувысоты графика усиления ВКР от длительности импульса накачки, нормированного на время T_2 (б)

Из рис. 1а можно построить график зависимости ширины «временных ворот» от длительности импульса накачки, нормированного на время T_2 (рис. 1б). Из полученного графика видно, что при уменьшении длительности импульса накачки, когда процесс ВКР становится нестационарным, ширина временных ворот увеличивается приблизительно в полтора раза по сравнению со стационарным режимом. Таким образом, использование усиления света при стационарном ВКР усилении является более подходящим методом для временной оптической селекции сигнала, чем при нестационарном ВКР усилении.

Список литературы

1. Watson J. Underwater visual inspection and measurement using optical holography // Opt. Lasers Eng. 1992. V.16. P.375–390.
2. Демин В.В., Степанов С.Г. Голографические исследования прозрачных микрочастиц // Оптика атмосферы и океана. 1998. Т.11. №7. С.671-676.
3. Huang D., Swanson E.A., Lin C.P., Schuman J.S., Stinson W.G., Chang W., Hee M.R., Flotte T., Gregory K., Puliafito C.A., Fujimoto J.G. Optical coherence tomography // Science. 1991. V.254. P.1178–1181.
4. Ахманов С.А., Драбович К.Н., Сухоруков А.П., Чиркин А.С. О вынужденном комбинационном рассеянии в поле сверхкоротких световых импульсов // ЖЭТФ. 1970. Т.59. №2. С.485–499.
5. Carman R.L., Shimizu F., Wang C.S., Bloembergen N. Theory of Stokes pulse shapes in transient stimulated Raman scattering // Phys. Rev. 1970. V.A2. №1. P.60-72.

Н.М. КИРЕЕВА, Ю.М. КАРПЕЦ, М.Н. ЛИТВИНОВА,
С.И. КИРЮШИНА, Д.Н. КУЗЬМИЧЕВ, П.С. ГОНЧАРОВА,
В.В. КРИШТОП

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск

УПРАВЛЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫМ СОСТАВОМ ИЗЛУЧЕНИЯ В ПРОЦЕССАХ АП-КОНВЕРСИИ

В работе показано, спектральный состав излучения на суммарных частотах, получаемого в процессе нелинейного смешения световых волн (ап-конверсия) зависит от многих факторов. В числе главных можно выделить следующие: спектральный состав исходного излучения; направление исходного излучения относительно оптической оси; поляризация исходного излучения; угловая ширина исходного пучка излучения; наличие внешнего воздействия на кристалл (например, электрического поля). Теоретически и экспериментально показано влияние указанных факторов на примере кристалла ниобата лития, иодата лития и КТР.

Использование света, излучаемого лазером или мощным нелазерным источником, приводит к нелинейному взаимодействию поля световой волны со средой, при котором нарушается принцип суперпозиции, создаются условия для генерации излучения на кратных частотах, а также суммарных и разностных частотах. Это происходит из-за того, что напряженность поля световой волны становится соизмеримой с внутренними полями в кристаллах. Нелинейно-оптические кристаллы широко используются в качестве преобразующих и управляющих элементов во многих оптоэлектронных приборах. Среди устройств, использующих принципы нелинейной оптики, особое место занимают преобразователи теплового широкополосного излучения. Генерация суммарных частот используется в «ап-конверторах», то есть преобразователях частоты вверх, с их помощью оптические сигналы инфракрасного (ИК) диапазона трансформируются в видимую область, что применяется для визуализации тепловых инфракрасных объектов [1]. В последнее время вызывают интерес процессы преобразования по частоте излучения с широким спектром в нелинейных оптических кристаллах. Было показано, что при одинаковых уровнях накачки эффективность преобразования широкополосного излучения может быть даже значительно выше, чем для лазерного излучения [2]. Основным преимуществом в данном способе преобразования ИК изображения является отсутствие геометрических искажений изображения [3].

При приложении внешнего электрического поля изменяются показатели преломления обыкновенного и необыкновенного лучей, что сказывается на синхронных взаимодействиях световых волн, а, следовательно, и на спектре преобразованного излучения. Перспективны для использования методы управления процессами преобразования, основанные на электрооптической модуляции излучения на частоте второй и третьей гармоники, так как электрооптический эффект является очень быстрым.

Выявленные и исследованные новые закономерности преобразования по частоте инфракрасного широкополосного излучения в видимую область спектра в кристаллах КТР, LiNbO_3 , LiIO_3 показали, что эффективность преобразования возрастает при продвижении в коротковолновую область спектра. При фокусировании широкополосного инфракрасного излучения в кристалл за счет векторных взаимодействий наблюдается смещение спектрального максимума в преобразованном излучении относительно частоты коллинеарного синхронизма и значительное расширение частотного спектра. Ширина и форма спектра преобразованного излучения определяются вкладом разных типов взаимодействий.

Спектральным составом преобразованного излучения можно управлять в диапазоне более 100 нм за счет изменения поляризации излучения, фокусного расстояния объектива, угла между осью исходного пучка и оптической осью нелинейно-оптического кристалла и за счет электрооптического эффекта (направление фазового синхронизма изменяется при этом в достаточно большой области углов ($\sim 2-2,5^\circ$)). Увеличение интенсивности и расширение спектра преобразованного излучения происходит при использовании в нелинейно-оптическом преобразователе нескольких кристаллов с различной ориентацией оптической оси.

Список литературы

1. Suchowski H., Bruner B., Arie A., Silberberg Ya. Broadband nonlinear frequency conversion // OPN. 2010. V.21. №10. P.36-41.
2. Преобразование оптического излучения с широким спектром в нелинейных кристаллах / Г.В. Кривошеков, Ю.Г. Колпаков, В.И. Самарин, В.И. Строганов // Журнал прикладной спектроскопии. 1979. Т.30. №5. С.884–889.
3. Быстродействующая система преобразования ИК-изображения в нелинейном кристалле с накачкой от теплового источника / В.В. Криштоп, В.И. Троилин, В.И. Строганов, Н.М. Киреева, В.А. Лебедев // Изв. вузов. Физика. 2011. Т.54. №2. С.104-106.

А.П. ГОРОБЕЦ, А.А. ОВЧИННИКОВ,
А.Н. ПОЛОВИНКИН, А.Р. РАВИН

Российский университет дружбы народов, Москва

ИНТЕГРАЛЬНЫЙ МЕТОД РЕШЕНИЯ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ПРИ ЛУЧЕВОМ ЗОНДИРОВАНИИ ТОНКОПЛЕНОЧНОЙ ЛИНЗЫ ЛЮНЕБЕРГА

В настоящей работе предлагается интегральный метод решения задачи о вычислении распределения эффективного показателя преломления волноводной линзы Люнеберга по полученному в результате эксперимента семейству траекторий оптических лучей.

Одними из ключевых функциональных элементов многих интегрально-оптических устройств и особенно устройств оптической обработки информации являются фокусирующие системы, с помощью которых формируется необходимый фазовый фронт оптических пучков, осуществляется фурье-преобразование и т. д.

Разрешающая способность планарных линз ограничивается одномерными аналогами сферической аберрации и аберрации комы. Волноводной линзой принципиально позволяющей избавиться от геометрических аберраций является тонкоплёночный аналог линзы Люнеберга. В данном типе линз эффект фокусировки обеспечивается за счёт волноводного слоя со специальным распределением толщины [1].

При изготовлении таких линз необходимо проводить измерения распределения эффективного показателя преломления. Нами предлагается новый подход к обработке результатов лучевого зондирования волноводных линз Люнеберга, описанного в [2] и [3].

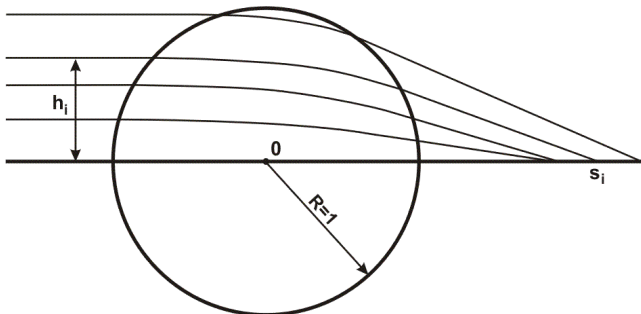


Рис.1. Схема метода

Суть метода заключается в следующем. В ходе эксперимента через волноводную линзу пропускается семейство параллельных оптических лучей (рис. 1). Радиус линзы примем равным единице. Каждый луч этого семейства характеризуется двумя параметрами: прицельным расстоянием $h_i \in [0,1]$ и точкой пересечения с оптической осью S_i .

Таким образом, в результате эксперимента мы имеем дискретную функцию $s(h_i)$. С помощью интерполяции восстанавливается непрерывная функция $s(h)$ и затем вычисляется распределение эффективного показателя преломления $n(r)$ из следующей системы уравнений:

$$\begin{cases} n(\rho) = \exp \omega(\rho) \\ \rho(r) = n(r)r \end{cases}, \text{ где } \omega(\rho) = \frac{1}{\pi} \int_{\rho}^1 \frac{\arcsin(\frac{h}{s(h)})}{\sqrt{h^2 - \rho^2}} dh.$$

При этом уже в случае применения линейной интерполяции к измеренным данным $s(h_i)$, $n(r)$ является непрерывно дифференцируемой функцией. В случае $s(h) = \text{const}$ получаем в точности распределение эффективного показателя преломления обобщенной линзы Люнеберга [4]. Вычислительные эксперименты показывают хорошую устойчивость метода по отношению к входным данным $s(h_i)$. Следует отметить, что ранее подобная задача решалась методом обращения уравнения траекторий лучей, при этом необходимо было дифференцировать экспериментально полученные траектории, что приводило к неустойчивости решения [3].

Список литературы

1. Аникин В.И., Дерюгин Л.Н., Летов Д.А., Половинкин А.Н., Сотин В.Е. // ЖТФ. 1978. Т.48. №5. С.1005-1009.
2. Беляков Г.В., Микулич А.В., Севастьянов Л.А. Трассировка лучей в обобщенной линзе Люнеберга с неполной апертурой // Проблемы теоретической физики. М.: Изд-во УДН, 1990. С.63-70.
3. Беляков Г.В., Ланеев Е.Б., Микулич А.В. Численные решения задачи восстановления распределения коэффициента замедления планарной линзы по данным лучевого теста // Математическое моделирование систем. М.: Изд-во УДН, 1990. С.52-59.
4. Morgan P.S. General solution of the Luneburg lens problem. // J. Appl. Phys. 1958. V.29. №9. P.1358.

Е.В. КАЗАНЦЕВА¹, А.И. МАЙМИСТОВ

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
Московский физико-технический институт (государственный университет)*

*¹Московский государственный технический университет радиотехники,
электроники и автоматики*

УСТОЙЧИВОСТЬ УЕДИНЕННЫХ ВОЛН, РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ В ПРОТЯЖЕННОЙ ПАРАЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СРЕДЕ С ПОГРУЖЕННЫМ В НЕЕ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИМ СЛОЕМ

Рассмотрено распространение в виде уединенной волны связанного состояния электромагнитного импульса и поляризации среды в параэлектрике, содержащем слой вещества, обладающего сегнетоэлектрическими (или ферроэлектрическими) свойствами. Показано, что низкоамплитудные уединенные волны, устойчивые в параэлектрике, разрушаются на границе раздела между пара- и сегнетоэлектриком, высокоамплитудные импульсы проходят через сегнетоэлектрический слой с незначительной потерей энергии и дальше распространяются без изменения профиля и скорости подобно солитонам – устойчивым локализованным решениям ряда нелинейных задач.

В работе проведено численное исследование влияния слоя (как обладающего ненулевой начальной спонтанной поляризацией, так и первоначально неполяризованного) сегнетоэлектрического вещества, погруженного в нелинейную параэлектрическую среду, на прохождение предельно короткого электромагнитного импульса. Релаксацией в данной модели пренебрегается.

На рис. 1 и рис. 2 приведены случаи, когда стационарный импульс проходит через слой первоначально неполяризованного сегнетоэлектрика, обладающего двумя равновесными состояниями с противоположными значениями поляризации, эти значения определяются соотношением коэффициентов Ландау, определяющих сегнетоэлектрические свойства. Неполяризованное начальное состояние сегнетоэлектрического слоя неустойчиво и может нарушиться малым возмущением. На рис. 1 показано как стационарный для параэлектрика импульс малой амплитуды теряет часть излучения при входе в сегнетоэлектрический слой, а также при его прохождении, возбуждая колебания поляризации внутри слоя. В результате на выходе из слоя оказывается, что мощности оставшегося излучения недостаточно для формирования уединенной волны, и оно

распространяется в виде слабых квазипериодических колебаний электрического поля и поляризации.

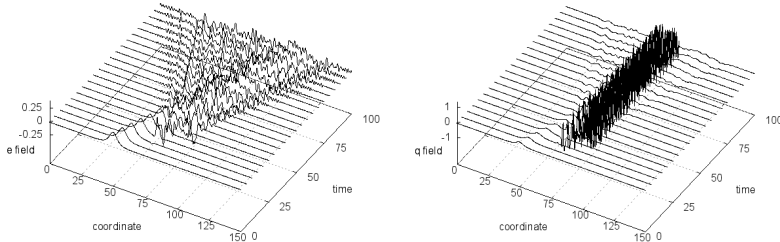


Рис. 1. Эволюция стационарного для параэлектрической среды импульса, проходящего через слой первоначально неполяризованного сегнетоэлектрика, погруженного в нелинейный параэлектрик

Рис. 2 иллюстрирует прохождение высокоамплитудного стационарного импульса через сегнетоэлектрический слой. Здесь доля потерь на отражение при входе в слой мала, и на выходе из слоя импульс распространяется в виде уединенной волны. При прохождении сегнетоэлектрического слоя начальное неполяризованное состояние нарушается, и внутри слоя возникают колебания поляризации.

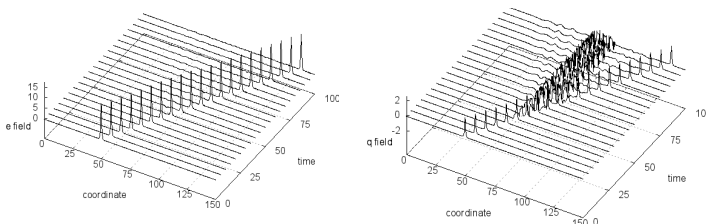


Рис. 2. Прохождение стационарного высокоамплитудного импульса через первоначально неполяризованный сегнетоэлектрический слой в параэлектрике

Работа Казанцевой Е.В. выполнена при финансовой поддержке, осуществляемой из средств гранта Президента Российской Федерации для поддержки молодых российских ученых-кандидатов наук МК-8750.2010.2, грантополучатель поддержан Советом по грантам Президента РФ. Исследование проведено при частичной поддержке РФФИ (грант 09-02-00701-а) и ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009-2013 гг.

М.Н. ЛИТВИНОВА, И.А. ГАРАНЬКОВА, С.Г. ДЯТЕЛ
Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ШИРОКОПОЛОСНОГО ИК-ИЗЛУЧЕНИЯ В КРИСТАЛЛЕ НИОБАТА ЛИТИЯ

Исследованы особенности преобразования широкополосного инфракрасного излучения в видимую область спектра в кристаллах ниобата лития LiNbO_3 . Проведен расчет спектра преобразованного излучения с учетом векторных взаимодействий для случая расходящихся пучков световых волн.

Кристаллы ниобата лития являются наиболее перспективными кристаллами для преобразования ИК-сигналов и изображений.

Ниобат лития LiNbO_3 – одноосный кристалл, класс симметрии 3m. Кристаллы ниобата лития имеют достаточно высокую нелинейную восприимчивость и хорошее пропускание в ближней ИК-области спектра.

Компоненты тензора нелинейной восприимчивости кристалла ниобата лития: $d_{22} = -d_{21} = -d_{16}$, $d_{31} = d_{32}$, $d_{24} = d_{15}$. Компоненты тензора нелинейной восприимчивости при $\lambda = 1,058$ мкм: $d_{22} = 6,3d_{36}(\text{KDP})$; $d_{31} = d_{15} = 11,9 d_{36}(\text{KDP})$; $d_{33} = 107 d_{36}(\text{KDP})$ [1, 2]. Нелинейная восприимчивость кристалла KDP $d_{36}(\text{KDP}) = 4,35 \cdot 10^{-13}$ м/В.

Компоненты нелинейной поляризации [3]:

$$P_x = 2d_{15}E_zE_x + 2d_{16}E_xE_y \quad (1)$$

$$P_y = d_{21}E_x^2 + d_{22}E_y^2 + 2d_{24}E_yE_z$$

$$P_z = d_{31}E_x^2 + d_{32}E_y^2 + d_{33}E_z^2$$

где E_i , E_j – компоненты напряженности электрического поля основной частоты, которые распространяются в кристалле под углом θ к оптической оси. Плоскость, проходящая через оптическую ось кристалла и падающий луч, образует угол φ с осью x .

В случае, когда E_1 и E_2 перпендикулярны плоскости, проходящей через оптическую ось кристалла и падающий луч, получаем для *ооо* взаимодействия (индексы «о» и «е» обозначают обыкновенную и необыкновенную поляризации луча):

$$P^e = P_{||} = (d_{31} \sin \theta \pm d_{22} \cos \theta \sin 3\varphi) E_1 E_2. \quad (2)$$

Если кристалл имеет фазовое согласование при $\theta = \pi \pm \theta_c$, то в выражении (2) второй член вычитается.

При распространении теплового широкополосного излучения в нелинейно-оптическом кристалле в направлении синхронизма для одной

из частот, происходит генерация второй гармоники и суммарных частот $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$. В интенсивность преобразованного излучения $I(\omega_3)$ будут давать вклад волны с частотами $\omega_1 = \omega_3/2 - \Omega$; $\omega_2 = \omega_3/2 + \Omega$, равноотстоящие от $\omega_3/2$ на некоторый частотный интервал Ω [4].

При расчете спектра преобразованного широкополосного

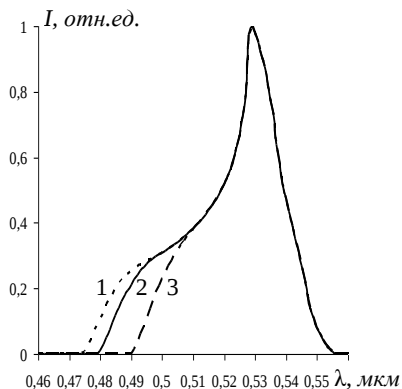


Рис. 1. Спектры преобразованного в кристалле LiNbO_3 широкополосного ИК-излучения с учетом пропускания светофильтров: 1- KC17; 2- KC18; 3- KC19

с учетом пропускания светофильтров KC17, KC18 и KC19. Расходимость падающего пучка широкополосного ИК-излучения 8° . Ось пучка ИК-излучения направлена под углом $\theta_c = 84,8^\circ$ к оптической оси кристалла (в направлении фазового синхронизма для длины волны $1,06 \text{ мкм}$).

Спектр преобразованного излучения находится в интервале длин волн $0,47\text{--}0,56 \text{ мкм}$ (рис. 1). Максимум спектра преобразованного излучения в кристалле ниобата лития наблюдается при $\lambda_0 = 0,53 \text{ мкм}$.

Список литературы

1. Гурзадян Г.Г., Дмитриев В.Г., Никогосян Д.Н. Нелинейно-оптические кристаллы. Свойства и применение в квантовой электронике. М.: Радио и связь, 1991. 160 с.
2. Акустические кристаллы. Справочник / под. ред. М.П. Шаскольской. М.: Наука, 1982. 670 с.
3. Кузьминов Ю.С. Электрооптический и нелинейно-оптический кристалл ниобата лития. М.: Наука, 1987. 264 с.
4. Преобразование оптического излучения с широким спектром в нелинейных кристаллах / Г.В. Кривошеков, Ю.Г. Колпаков, В.И. Самарин, В.И. Строганов // Журнал прикладной спектроскопии. 1979. Т.30. № 5. С.884–889.

В.В. ЩЕРБИНА, М.В. БОРОДИН, С.А. СМЫЧКОВ,
С.М. ШАНДАРОВ, Л.Я. СЕРЕБРЕННИКОВ, А.В. ХАН¹,
В.С. СОЛДАТКИН¹

*Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники
¹ОАО «НИИ полупроводниковых приборов», Томск*

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛНОВОДНЫХ СВОЙСТВ ЭПИТАКСИАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ GaN/InGaN НА ПОДЛОЖКЕ ИЗ САПФИРА

Представлены результаты исследования оптических свойств, в том числе и нелинейных, при возбуждении волноводных мод в планарной структуре GaN/InGaN, выращенной на сапфировой подложке и исходно предназначенной для производства синих светодиодов.

Структуры на основе GaN, выращенные на подложках из сапфира, интересны как для реализации на их основе устройств интегральной оптики различного назначения, так и в качестве базовых элементов для традиционных оптоэлектронных и светодиодных применений [1-3]. В процессе исследований характеристик планарных структур GaN/InGaN на сапфире проводились оптические измерения спектра эффективных показателей преломления волноводных ТЕ и ТМ мод и показателя преломления подложки методом призмного ввода-вывода излучения. Измерения выполнялись с использованием как He-Ne лазера с мощностью ~ 1 мВт и длиной волны 632.8 нм, так и импульсных и непрерывных твердотельных лазеров с длинами волн $\lambda = 526.5$, 532 и 1053 нм. Возбуждение соответствующей волноводной моды на длинах волн из видимого диапазона фиксировалось по максимуму интенсивности ее m -линии, выводимой из волновода выходной призмой связи. В этих экспериментах было зафиксировано возбуждение в волноводе большого количества ТМ мод на 3 разных длинах волн (таблица 1).

Для расчета профиля показателя преломления планарной волноводной структуры применялся ВКБ-метод [4], модифицированный с целью учета зависимости фазового сдвига при отражении от границы волновода с покровной средой от номера моды, и использовались показатели преломления сапфира для рассматриваемых длин волн из [1]. Проведенный численный анализ показал, что профиль показателя преломления исследованной структуры хорошо аппроксимируется функцией $n(z)=n_s+(\Delta n/2)[1-\text{th}[(z-h)/d]]$, где n_s – показатель преломления сапфировой подложки, Δn – разность между показателем преломления

основного слоя структуры GaN/InGaN и n_s ; параметр d характеризует толщину переходного слоя между подложкой и этим основным слоем; параметр h соответствует глубине локализации середины переходного слоя, отсчитываемой от границы с покровной средой. Согласно численной модели, на длине волны 633 нм упомянутые параметры имеют следующие значения: $n_s = 1.758$, $\Delta n = 0.634$, $h = 43$ мкм и $d = 400$ нм (рис. 1).

Достаточно большое значение нелинейного коэффициента d_{33} позволяет получить в нитриде галлия генерацию второй гармоники вследствие eee – взаимодействия. Экспериментально получена волноводная генерация второй гармоники для накачки с длиной волны 1053 нм, но интенсивность излучения второй гармоники была слишком малой для количественной оценки эффективности. В таблице 1 показаны количественные характеристики волноводной структуры GaN/сапфир.

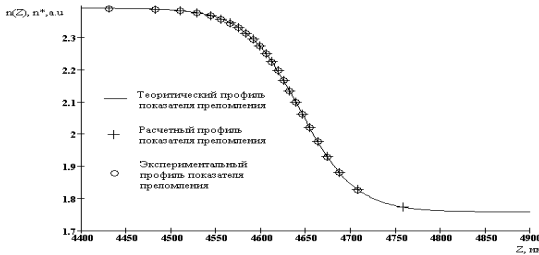


Рис. 1. Профиль показателя преломления и эффективные показатели преломления волновода на длине волны 633 нм

Таблица 1. Количество волноводных мод в волноводной структуре GaN/сапфир, в зависимости от поляризации и длины волны

	1053 нм	633 нм	526,5 нм
TE	13	19	19
TM	13	23	29

Работа выполнена при поддержке программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2009-2010 годы)», ФЦП (Госконтракт № 02.740.11.0553) и комплексного проекта «Разработка высокоэффективных и надежных полупроводниковых источников света и светотехнических устройств и организация их серийного производства», выполняемого по постановлению Правительства РФ № 218.

Список литературы

1. H.Y. Zhang, X.H. He, Y.H. Shih, M. Shurman, Z.C. Feng, R.A. Stall. // Opt. Lett. 1996. 21 (19). P.1529.
2. A. Rosenberg, M.W. Carter, J.A. Casey, et al. // Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies, 2006. OSA Technical Digest (CD). CTuAA6.
3. Das R., Thyagarajan K. // Opt. Lett. 2007. 32 (21). P.3128.
4. Волноводная оптоэлектроника / под. ред. Т. Тамира. М.: Мир, 1991.

Е.А. ПЕКАРСКИХ, М.Г. КИСТЕНЕВА, С.М. ШАНДАРОВ,
А.Л. ТОЛСТИК¹, Х.К. ХАЙДЕР¹, 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*

ФОТОИНДУЦИРОВАННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В КРИСТАЛЛЕ $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}\text{:Ca}$, НАВЕДЕННЫЕ ИМПУЛЬСНЫМ И НЕПРЕРЫВНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

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

В кристаллах титаната висмута засветка некогерентным излучением вызывает значительное фотоиндуцированное поглощение света [1]. В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований изменений оптического поглощения кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}\text{:Ca}$, регистрируемого как на длине волны $\lambda_e=532$ нм при его засветке непрерывным (с интенсивностью ~ 150 мВт/см²) и импульсным излучением (со средней интенсивностью ~ 30 мВт/см², длительностью импульсов 10 нс и частотой повторения 10 кГц), так и в спектральном диапазоне 475 – 1100 нм после засветки.

Получено, что облучение в течение 25 минут непрерывным лазерным излучением (экспозиция ~ 200 Дж/см²) приводит к увеличению оптического поглощения кристалла во всем исследованном спектральном диапазоне. Зависимости 1 и 2 для коэффициента поглощения $k(\lambda)$,

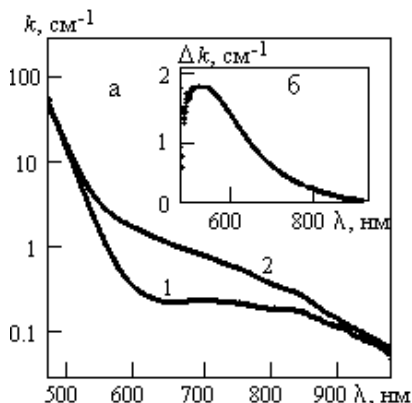


Рис. 1. Спектральные зависимости оптического поглощения (а) и его наведенных изменений (б) в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}\text{:Ca}$: 1 – до облучения; 2 – после облучения непрерывным или импульсным излучением ($\lambda_e=532$ нм)

измеренные непосредственно перед облучением и после него, показаны на рис. 1а. Спектральная характеристика $\Delta k(\lambda)$, полученная вычитанием экспериментальных данных для зависимостей 1 и 2 (рис. 1б), имеет резонансный характер с максимумом при $\lambda = 525$ нм и величиной $\Delta k_m = 1,77$ см⁻¹ на этой длине волны. После облучения кристалла импульсным излучением в течение 125 минут (экспозиция ~ 200 Дж/см²) наблюдалась спектральная зависимость $\Delta k(\lambda)$, совпадающая с кривой на рис. 1б в пределах точности измерений.

Динамика изменения коэффициента поглощения в процессе облучения кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Са}$ непрерывным и импульсным лазерным излучением ($\lambda_e = 532$ нм) до достижения экспозиции в 200 Дж/см² представлена на рис. 2. Величина максимально достигнутых изменений $\Delta k_{\text{есw}}$ после облучения непрерывным лазером может быть оценена как 0,5 см⁻¹ (рис. 2а), в то время как в случае импульсного излучения она составила $\Delta k_{\text{ep}} \sim 1,2$ см⁻¹ (рис. 2б). Наблюдаемые различия в значениях Δk_m , $\Delta k_{\text{есw}}$ и Δk_{ep} могут быть связаны с формированием в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Са}$ при засветке когерентным лазерным излучением отражательных фоторефрактивных голограмм [1].

Работа выполнена при поддержке программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2009-2010 годы)» и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (Госконтракт № 02.740.11.0553).

Список литературы

1. Шандаров С.М., Шандаров В.М., Мандель А.Е., Буримов Н.И. Фоторефрактивные эффекты в электрооптических кристаллах. Томск: ТУСУР, 2007. 242с.

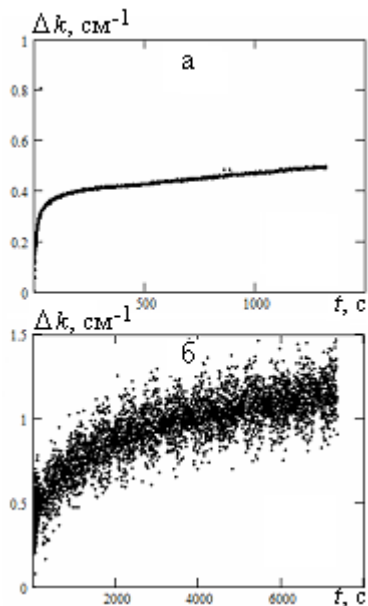


Рис. 2. Динамика изменений оптического поглощения кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Са}$ для $\lambda_e = 532$ нм при непрерывной (а) и импульсной (б) засветке

А.А. МАРТЫНОВ, В.А. НИКИТИН,
В.П. ПРОХОРОВ, Н.А. ЯКОВЕНКО

Кубанский государственный университет, Краснодар

ИССЛЕДОВАНИЕ ИНТЕГРАЛЬНЫХ МИКРОЛИНЗ, ПОЛУЧАЕМЫХ ЭЛЕКТРОСТИМУЛИРОВАННОЙ МИГРАЦИЕЙ ИОНОВ В СТЕКЛАХ

Рассмотрены два метода изготовления интегральных микролинз при помощи электростимулированной миграции ионов в стеклянную подложку, использующие две различные схемы приложения электрического поля. Приведены результаты теоретического анализа конфигурации электрического поля в используемых схемах и данные экспериментального исследования полученных микролинз.

Расширение и коллимирование оптического излучения в волоконных разъемах, а также в устройствах оптического согласования источников излучения с оптическими волокнами или волноводами может осуществляться при помощи интегральных микролинз.

Интегральные микролинзы можно изготавливать при помощи электростимулированной миграции ионов серебра в стеклянную подложку, используя при этом два способа приложения электрического поля [1]: схему, включающую игольчатый катод, подложку и расплав соли, содержащий ионы серебра (рис. 1а), и схему, включающую игольчатый анод (серебряная проволока), подложку и металлический катод (рис. 1б).

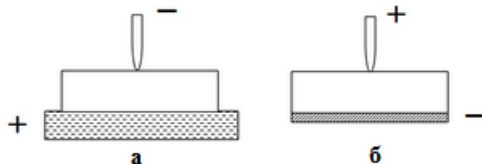


Рис. 1. Схемы приложения электрического поля при изготовлении интегральных микролинз

Форма получаемых микролинз, их размеры и оптические свойства зависят от напряженности и конфигурации электрического поля, стимулирующего процесс внедрения ионов серебра в стеклянную подложку. Теоретический анализ конфигурации электростатического поля в используемых схемах, отвечающий модели поля системы точечный заряд – проводящая плоскость, был выполнен на основе метода изображений [2].

Трехмерное распределение потенциала $\varphi(x, y, z) = \text{const}$, полученное для подложек с поперечным сечением $X \times Y = 2 \times 2 \text{ см}^2$ и толщиной $h = 0,1 \text{ см}$ представлено на рис. 2 для обеих используемых схем.

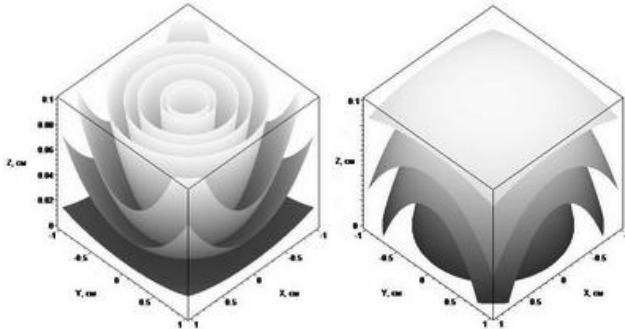


Рис. 2. Пространственное распределение потенциала $\varphi(x, y, z) = \text{const}$ для схемы с положительным точечным анодом (график слева) и схемы с игольчатым катодом (график справа)

Численно рассчитанные пространственное распределение напряженности электрического поля $E_z(\rho, z) = \text{const}$ в цилиндрической системе координат и картины силовых линий электрического поля для обеих используемых экспериментальных схем изготовления микролинз вполне соответствуют полученным эмпирическим данным.

Экспериментальные результаты при реализации второй схемы дали, в частности, следующие результаты. Для формирования одиночных микролинз в качестве анода и источника ионов Ag^+ использовалась серебряная проволока. Для первого технологического режима в качестве катода использовался расплав соли $\text{K}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$, для второго – металлический электрод. При этом в первом случае в стекле от фотопластин была сформирована микролинза полусферической формы диаметром 1,6 мм, фокусным расстоянием 7,1 мм и диаметром фокального пятна 16 мкм. При изготовлении одиночных микролинз с использованием в качестве катода металлической пленки была получена микролинза диаметром 680 мкм, с фокусным расстоянием 4,7 мм и диаметром фокального пятна 16 мкм. Рассчитанное изменение показателя преломления в области миграции было равно $\Delta n = 0,1$.

Список литературы

1. Никитин В.А., Яковенко Н.А. Электростимулированная миграция ионов в интегральной оптике. Краснодар: Изд. КубГУ, 2010. 200 с.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Физматлит, 2005.

В.И. ИВАНОВ, К.Н. ОКИШЕВ, Н.Н. РЕКУНОВА

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск

ТЕРМОДЕФОРМАЦИОННОЕ САМОВОЗДЕЙСТВИЕ СВЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ОТРАЖЕНИИ ОТ ПОЛИМЕРНОЙ ПЛЕНКИ

Экспериментально исследовано образование рельефа на поверхности тонкой полимерной пленки под действием лазерного пучка. Предложена термодиформационная модель явления.

Зеркальные пленочные структуры, в которых под действием интенсивного излучения происходят термоиндуцированные фазовые переходы вещества с изменением объема, могут быть основой создания микромеханических устройств с наносекундным быстродействием для защиты оптико-электронных приборов и систем от поражающего лазерного излучения [1]. Светоиндуцированные эффекты составляют также большую группу механизмов рельефной записи голограмм. Все это делает актуальным исследование светоиндуцированных механизмов модуляции рельефа границы раздела сред.

Целью данной работы является исследование образования рельефа на поверхности полимерной пленки, возникающее за счет тепловой деформации при нагреве падающим на пленку излучением.

В экспериментах использовалась полимерная пленка толщиной 80 мкм, с коэффициентом зеркального отражения вблизи нормального угла падения 6% и коэффициентом пропускания света 0,25%. В результате воздействия падающего на пленку излучения гелий-неонового лазера (мощность – 60 мВт, длина волны $\lambda=633$ нм) на поверхности пленки возникала область с выпуклой отражающей поверхностью. Максимальная высота рельефа достигала 30 мкм, что значительно превышает величину деформации, обусловленной увеличением толщины пленки за счет теплового расширения среды.

Для анализа экспериментальных зависимостей рассмотрена модель деформированной поверхности без учета напряжений, в которой тепловое расширение приводит к деформации области радиуса a_0 с кривизной равного радиуса r_n .

Тепловая задача решалась в предположении, что теплоотвод от поверхности пленки конвективный и теплопередача вдоль пленки пренебрежимо мала (тогда задача становится одномерной). Полученные в

рамках модели время установления температуры и характер временной зависимости кривизны пленки (рис. 1 и рис. 2) соответствуют экспериментальным величинам, что подтверждает правомерность применения одномерной тепловой задачи.

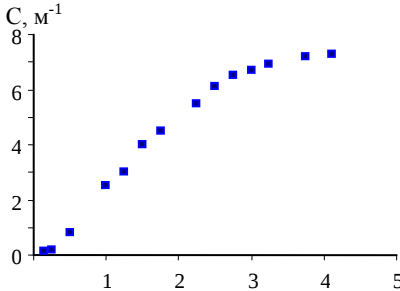


Рис. 1. Зависимость кривизны поверхности $C=r_n^{-1}$ пленки от времени

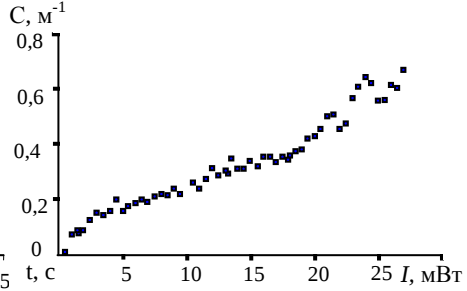


Рис. 2. Зависимость кривизны пленки (C) от интенсивности пучка (I)

Таким образом, предложенная модель описывает основные стороны исследуемого явления.

В работе рассмотрена также модель пленки, тепловая деформация которой обусловлена воздействием теплового потока, меняющегося по параболическому закону в зависимости от координаты. Найдено распределение радиальных температурных напряжений. Получены соотношения, определяющие границы устойчивости к деформации при однородном по толщине пленке нагреве. Проанализирована деформация пленки при напряжениях больше критических.

Значительная эффективность рассмотренного механизма образования рельефа делает его перспективным для разработки оптических дефлекторов, нелинейно-оптических преобразователей пространственной структуры излучения, а также для развития оптических методов диагностики материалов [1-3].

Список литературы

1. Прудников Н.В., Чесноков В.В., Чесноков Д.В., Шергин С.Л., Шлишевский В.Б. // Оптический журнал. 2009. №2. С.36-41.
2. Иванов В.И., Окишев К.Н., Климентьев С.В. // Сб. тр. конф. «Фундаментальные проблемы оптики». СПб., 2004. С.287.
3. Иванов В.И., Ливашвили А.И., Брюханова Т.Н., Рекунова Н.Н. Пространственно-временные характеристики термоиндуцированного механизма записи рельефных динамических голограмм // Вестник ТОГУ. 2011. №1. С.65-68.

В.С. МАКИН, Р.С. МАКИН¹, В.Е. ПРИВАЛОВ²*НИИ комплексных испытаний оптико-электронных приборов, Сосновый Бор,
Ленинградская обл.*¹*Дмитровградский инженерно-технологический институт НИЯУ МИФИ,
Ульяновская обл.*²*Санкт-Петербургский государственный политехнический университет*

ЛАЗЕРНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННО-УПРАВЛЯЕМАЯ РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛА

Получены экспериментальные данные по взаимодействию серии импульсов линейно поляризованного лазерного излучения наносекундной длительности с поверхностью металла в доплавительном режиме. Обнаружена анизотропия рекристаллизация поверхности, завершающаяся образованием квазирешеток канавок термического травления, ориентированных вектором электрического поля лазерного излучения. Предложено физическое объяснение эффекту, основанное на возбуждении падающим излучением поверхностных плазмон поляритонов и увлечении ими электронов скин-слоя металла. Взаимодействие электронов скин-слоя с границами зерен вызывает их перемещение и анизотропию роста зерен. Эффект находит экспериментальное подтверждение для более высоких плотностей мощности лазерного излучения, при использовании излучения фемтосекундной длительности, а также на сплавах металлов, в том числе аморфных.

Обнаружено формирование нерезонансного квазиупорядоченного микрорельефа поверхности механически полированного зеркала из титана под действием серии импульсов (N) линейно поляризованного излучения Nd³⁺ YAG лазера ($\tau=150, 10$ нс, $\lambda=1,06$ мкм). Плотность мощности лазерного излучения не превышала порога плавления поверхности. Наблюдали процесс анизотропной рекристаллизации поверхности и образование квазирешетки рельефа (g) в виде канавок термического травления. Квазирешетка была ориентирована тангенциальной проекцией вектора электрического поля лазерного излучения (E_t), $g \perp E_t$, ее квазипериод $d \sim 5$ мкм и несколько возрастал с ростом плотности мощности излучения (q). В процессе рекристаллизации обнаружено уменьшение поглощательной способности поверхности на $\lambda=0,628$ мкм $\Delta A=0,15$, сопровождающееся ее ростом с ростом N. Изучение топографии поверхности с использованием микроскопии атомных сил обнаружило образование обратных ножевых острых структур глубиной до 100 – 150 нм и формирование локально гладкой поверхности в зоне облучения [1]. Предложено объяснение эффекту, основанное на возбуждении

падающим излучением поверхностных плазмон поляритонов (ППП) и эффекте увлечения ими электронов скин-слоя поверхности металла в направлении распространения ППП. Направленный поток электронов взаимодействует с границами зерен, вектор нормали которых приблизительно параллелен направлению волнового вектора ППП, как со стенкой, перемещая их и обеспечивая анизотропию роста зерен. Характерный квазипериод сформированной квазирешетки в виде канавок термического травления составлял $d \sim 3L$, где L - длина распространения волны ППП границы раздела титан – воздух. Эффект, наблюдавшийся на титане при умеренных интенсивностях лазерного излучения, должен наблюдаться и при более высоких интенсивностях. Экспериментальные данные [2, 3] по формированию квазирешеток рельефа поверхности титана и сплава на основе титана $g \perp E_c$ интерпретированы нами как результат анизотропной рекристаллизации поверхности титана под действием серии импульсов лазерного излучения фемтосекундной длительности. Обнаруженный и объясненный эффект может быть использован для управляемого лазерным излучением изменения функциональных свойств поверхности металла, например, для структурирования поверхностей биосовместимых имплантатов.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ, проект № 09-02-00932а и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (2009 – 2013), контракт №16.740.11.0463.

Список литературы

1. Макин В.С. Пестов Ю.И., Петров В.Н., Привалов В.Е. Зондовая микроскопия лазерно-индуцированного поляризационно-управляемого микрорельефа поверхности титана, образующегося в режиме наносекундных длительностей воздействия // Труды девятнадцатой межд. науч. конф. «Лазерно-информационные технологии в медицине, биологии и геоэкологии». 2011. Новороссийск. С.38-41.
2. Shinonaga T., Tsukamoto M., Mariyama S., Matsushita N., Wada T., Wang X., Honda H., Fujita M., Abe N. // Femtosecond and nanosecond laser irradiation for microstructure formation on bulk metallic glass // Transactions of JWRI. 2009.V.38. No1. P.81-84.
3. Tsukamoto M., Asuka K., Nakano H., Hashida M., Katto M., Abe N., Fujita M. Periodic microstructures produced by femtosecond laser irradiation on titanium plate // Vacuum. 2006. V.80. Issue 11-12. P.1346-1350.

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

ФУНДАМЕНТАЛЬНАЯ УНИВЕРСАЛЬНОСТЬ И ДИССИПАТИВНЫЕ МИКРО- И НАНОСТРУКТУРЫ ДЛЯ СИЛЬНОНЕЛИНЕЙНЫХ СИСТЕМ

Рассмотрены фундаментальные универсальные закономерности образования упорядоченных структур разрушения конденсированных сред под действием мощного поляризованного лазерного излучения.

Выполнен краткий обзор результатов по скачкообразному, кратному изменению периодов резонансных микро- и наноструктур, формируемых на поверхности и в объеме конденсированных сред под действием лазерного излучения в широком диапазоне длительностей и плотностей мощности (q) воздействия. Физические причины, вызывающие образование резонансных структур, полностью укладываются в рамки универсальной поляритонной модели разрушения конденсированных сред под действием поляризованного лазерного излучения [1]. Интерпретация их образования выполнена на основе фундаментальных универсальных закономерностей, которым подчиняются сильно неравновесные нелинейные системы, в частности, универсальной последовательности Фейгенбаума, являющейся частью порядка Шарковского [2]. При анализе экспериментальных реализаций последовательности периодов структур, являющихся частью порядка Шарковского, особое внимание уделено реализации периода 3λ . Указанные фундаментальные универсальные закономерности позволяют построить математическую модель процесса в планарной геометрии эксперимента. Для более сложной геометрии, например, с круговой симметрией, предложена двумерная модель отображения окружности, которая позволяет дать интерпретацию наблюдаемых структур типа «языков Арнольда». Общее для рассматриваемых систем: высокая неравновесность, диссипативность и сильная нелинейность. В теории нелинейных динамических систем существуют подходы для объяснения поведения существенно нелинейных диссипативных систем, в частности, основанные на абстрактных одномерных и двумерных отображениях, множествах Жюлиа и Мандельброта. Рассмотрено поведение нелинейной сильно неравновесной

системы на примере воздействия фемтосекундного лазерного излучения на металлы, диэлектрики. Математической моделью такой системы является унимодальное логистическое отображение, которое дает наблюдаемую универсальность Фейгенбаума удвоения периодов пространственных структур. Предложенная нелинейная модель позволяет преодолеть дифракционный предел в оптике и сформировать наноструктуры с периодом $d < \lambda / 2n$.

Рассмотрены эффекты интерференции поверхностных плазмон поляритонов для линейной, радиальной и азимутальной поляризации, приводящие к формированию остаточных наноструктур в виде линейных, кольцевых и радиальных структур, в том числе хаотических. Экспериментально наблюдавшиеся динамическое поведение структур с периодами $\lambda, 2\lambda, 3\lambda, 4\lambda, 5\lambda$ с ростом q интерпретировано как часть порядка Шарковского. Существование периода 3λ означает возможность реализации любого периода из порядка Шарковского и позволяет указать возможные пути перехода системы к детерминированному хаосу.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ, проект № 09-02-00932а.

Список литературы

1. Макин В.С., Макин Р.С., Воробьев А.Я., Гуо Ч. Диссипативные наноструктуры и универсальность Фейгенбаума в неравновесной нелинейной динамической системе металл-мощное поляризованное короткоимпульсное излучение // Письма в ЖТФ. 2008. Т.34. Вып.9. С.55-64.
2. Гукенхеймер Дж., Холмс П. Нелинейные колебания, динамические системы и бифуркации векторных полей. Ижевск, РЖД, 2002.

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

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

О ВЛИЯНИИ СОРБЦИИ ПАРОВ АРОМАТИЧЕСКИХ МОЛЕКУЛ НА КИНЕТИКУ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ НАНОПОРИСТОГО КРЕМНИЯ

Работа посвящена изучению влияния сорбции паров ароматических и нитроароматических молекул на кинетику люминесценции нанопористого кремния. Было обнаружено падение интенсивности люминесценции и уменьшение времени спада люминесценции в результате сорбции паров.

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. Особый интерес представляет лазерная ионизация молекул при участии наноструктурированных твердотельных подложек, в частности, нанопористого кремния. В предшествующих работах [1, 2] было установлено, важную роль в образовании ионов играют электроны, эмитируемые с поверхности пористого кремния под воздействием лазерного излучения. Так же было замечено, пористый кремний обладает сорбционными свойствами [2, 3], что может позволить концентрировать детектируемые молекулы в порах образца. Авторы работы [2, 3] полагают, что лазерная ионизация сорбированных в порах молекул идёт непосредственно на поверхности образца.

Важно отметить, пористый кремний обладает люминесценцией в красно-оранжевой области спектра под действием излучения видимого и УФ диапазонов. Механизмы люминесценции пористого кремния до конца не изучены (хотя существует множество теорий [4]), однако многие полагают, поверхностные состояния пористого кремния оказывают большое влияние на его люминесцентные свойства.

В данной работе было показано, сорбция нитроароматических молекул (в частности тринитротолуола (ТНТ)) на поверхности образца нанопористого кремния приводило к уменьшению времени спада люминесценции (рис. 1) и падению интенсивности примерно на 40%. Это говорит о наличии переноса возбуждения с нанокристаллов пористого

кремния на молекулы сорбированные в его порах. Наличие нового канала безизлучательной рекомбинации ведёт к падению времени и интенсивности люминесценции нанопористого кремния. Данный факт подтверждается спектрометрией ионной подвижности и масс-спектрометрическими исследованиями [2, 3, 5].

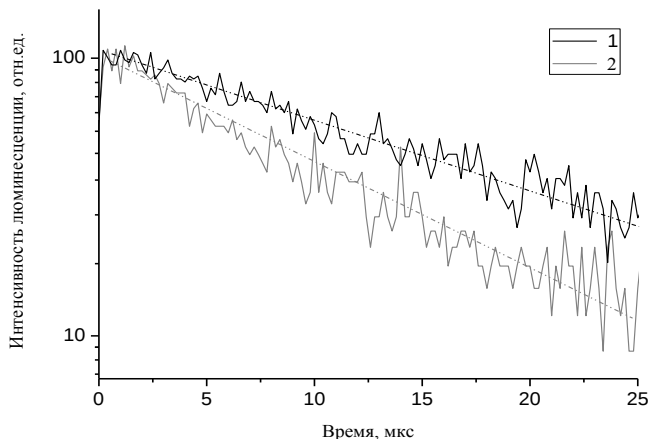


Рис. 1. Зависимость от времени относительной интенсивности люминесценции в логарифмическом масштабе исходного образца нанопористого кремния (1) ($\tau = 20$ мкс) и образца с сорбированными молекулами ТНТ (2) ($\tau = 12$ мкс); τ – время спада в е раз

Список литературы

1. Спектрометр ионной подвижности с ионным источником на основе лазерного воздействия на пористый кремний / И.Л. Мартынов, В.А. Караванский, Г.Е. Котковский, Ю.А. Кузищин, А.С. Цыбин, А.А. Чистяков // Письма в ЖТФ. 2011. Т.37. Вып.1. С.56-63.
2. Мартынов И.Л. Механизмы образования ионов нитроароматических молекул в газовой фазе и на поверхности пористого кремния при УФ-лазерном воздействии // дисс. канд. физ.-мат. наук. М: НИЯУ МИФИ, 2011. 134 с.
3. Механизмы образования отрицательных ионов нитроароматических соединений при воздействии лазерного излучения на пористый кремний / Ю.А. Кузищин, И.Л. Мартынов, В.А. Караванский, Г.Е. Котковский, А.А. Чистяков // Научная сессия МИФИ-2011. Сбор. науч. тр. науч.-техн. конф.-сем. по фотонике и информационной оптике. 2011. С.104-105.
4. Кашкаров П.К. Необычные свойства пористого кремния // Соросовский образовательный журнал. №7. 2005.
5. Фотофизические процессы, стимулированные в нанопористом кремнии мощным лазерным излучением / Ю.А. Быковский, В.А. Караванский, Г.Е. Котковский, М.Б. Кузнецов, А.А. Чистяков, А.А. Ломов, С.А. Гаврилов // ЖЭТФ. 2000. Т.117. Вып.1. С.136-144.

А.А. ЧИСТЯКОВ, С.В. ДАЙНЕКО, В.А. ОЛЕЙНИКОВ,
М.В. АРТЕМЬЕВ, А.В. ЗАСЕДАТЕЛЕВ

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

ДИССОЦИАЦИЯ ПОВЕРХНОСТНО АКТИВНЫХ ВЕЩЕСТВ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ИНТЕНСИВНОГО ЛАЗЕРНОГО ОБЛУЧЕНИЯ НАНОКРИСТАЛЛОВ CdSe

Обнаружен механизм очистки квантовых точек CdSe от поверхностно активных веществ (ПАВ) в поле мощного лазерного излучения ($\approx 10^6 \text{ Вт/см}^2$). Было определено, что под действием мощного лазерного излучения в течении 20 минут нанокристаллы CdSe, находящиеся, в растворе начинают осаждаться. Варьируя время лазерного воздействия можно осаждать тонкие плёнки заданной толщины.

В течение последних десяти лет большое внимание уделяется исследованиям по внедрению наночастиц в состав различных композитных материалов с целью создания новых оптоэлектронных устройств, таких, как светодиоды и фотовольтаические элементы. Было показано, что при введении нанокристаллов в матрицы различных материалов, наночастицы сохраняют большинство своих уникальных свойств, обусловленных, эффектом размерного квантования [1]. Нанокompозитные структуры были созданы на основе органических полупроводников и наночастиц CdSe, как наиболее перспективных материалов в оптоэлектронике [2]. В ранних исследованиях было показано, что эффективность внедрения в матрицы различных полупроводников очищенных от ПАВ наночастиц выше, чем в случае наночастиц не прошедших процедуру очистки [3].

Традиционные методы химической очистки не позволяют управлять процессом. Предложенная же нами процедура фотостимулированной десорбции ПАВ позволяет сделать этот процесс полностью контролируемым. Контроль осуществляется с помощью наблюдения оптических свойств наночастиц в процессе очистки, а именно изменения спектров люминесценции (рис. 1).

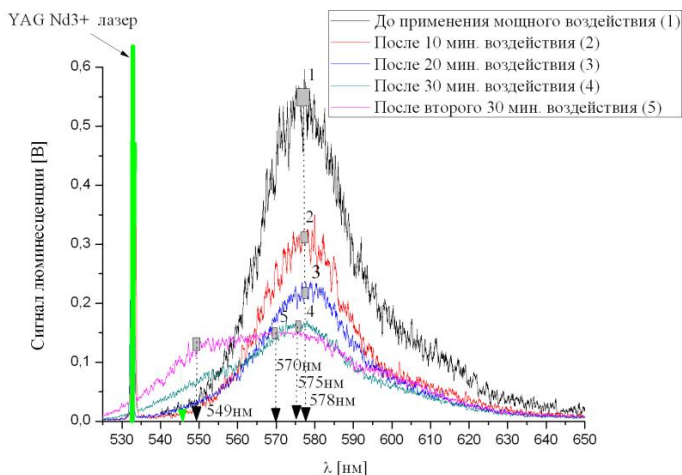


Рис. 1. Спектры люминесценции наночастиц CdSe до и после воздействия мощного излучения в зависимости от времени воздействия

Также имеет большой интерес применение квантовых точек в оптосенсорных приложениях. Используя механизм Фёрстеровского переноса и экситон-плазмонные взаимодействия возможно построение оптических нано-биосенсоров. В этой связи актуальной является задача формирования плёнок наночастиц. Мы предлагаем методику лазерного осаждения наночастиц в коллоидной среде. Воздействуя на полупроводниковые наночастицы покрытые ПАВ мощным лазерным излучением с плотностью мощности 10^6 Вт/см² наблюдалась десорбция ПАВ и выпадение квантовых точек в осадок. Процесс осаждения контролируется временем воздействия мощного излучения на раствор. Таким образом, можно формировать плёнки наночастиц заданной толщины. Эта технология может найти широкое применение в оптоэлектронике.

Список литературы

1. Murray C.B., Kagan C.R. Synthesis and characterization of monodisperse nanocrystals and close-packed nanocrystal assemblies // Annual Rev. Mater. Sci. 2000. 30. P.545-610.
2. Moser A.J., Sariciftci N.S. Conjugated polymer photovoltaic devices and materials // C.R.Chimie. V.9. 2006. P.568-577.
3. Лазерно-индуцированная люминесценция многослойных структур на основе органических полупроводников и наночастиц CdSe и CdSe/ZnS / С.В. Дайнеко, К.В. Захарченко, В.А. Олейников, М.Г. Тедорадзе, А.А. Чистяков // Приложение к журналу Физическое образование в вузах. 2009. Т.15. №1. С.21-22.

Е.В. СТРОГАНОВА, В.В. ГАЛУЦКИЙ,
Н.А. ЯКОВЕНКО, А.В. ЛУЦЕНКО
Кубанский государственный университет, Краснодар

КВАНТОВАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПРОДОЛЬНОЙ НАКАЧКИ В ГРАДИЕНТНЫХ ЛАЗЕРНЫХ КРИСТАЛЛАХ

В данной работе рассмотрено влияние различных концентрационных профилей на эффективность продольной накачки активных лазерных элементов.

В современных твердотельных лазерных системах в качестве эффективной накачки используются лазерные диоды как для получения непрерывной генерации, так и для импульсной. Для рассмотрения вопроса об эффективности накачки использовалась квази-трехуровневая модель лазерных переходов в активном лазерном элементе с оптическими центрами Yb^{3+} цилиндрической формы. В модели предполагалось, что населённость каждого из энергетических подуровней двух мультиплетов $^2\text{F}_{7/2}$ и $^2\text{F}_{5/2}$ определяется по закону Больцмана. Под эффективностью понимается квантовая эффективность накачки $\eta_{\text{НР}}$ как отношение общего числа полученных возбужденных состояний, создающих положительную инверсию в квази-трехуровневой лазерной схеме, к общему числу падающих фотонов к концу импульса накачки. Скоростные уравнения процесса накачки можно представлять следующий вид:

$$\begin{aligned}\frac{\partial I^+(z,t)}{\partial z} &= -(f_a' N_0 - f_b' N_1) \sigma_a I^+(z,t) \\ \frac{\partial I^-(z,t)}{\partial z} &= (f_a' N_0 - f_b' N_1) \sigma_a I^-(z,t) \\ \frac{\partial N_1(z,t)}{\partial t} &= \sigma_a (f_a' N_0 - f_b' N_1) \frac{I^+(z,t) + I^-(z,t)}{h\nu_p} - \frac{N_1(z,t)}{\tau_f} \\ N(z) &= N_0(z,t) + N_1(z,t)\end{aligned}\tag{1}$$

В данных уравнениях I^+ и I^- - интенсивности прямой и обратной волны накачки; σ_a - сечение поглощения ионов Yb^{3+} в ниобате лития на длине волны накачки λ_p ; $h\nu_p$ - квант накачки, соответствующий длине волны накачки λ_p ; τ_f - люминесцентное время жизни верхнего уровня; N_0 и N_1 - населённости основного и возбуждённого уровней энергии, которые в сумме равны полной концентрации N иона активатора Yb^{3+} в лазерном элементе. В отличие от широко известного случая [1] в данной работе речь идёт о значении N как функции координаты. Такие лазерные кристаллы можно получить способом жидкостной подпиткой по Чохральскому с

различным функциональным распределением примеси по длине кристалла [2]. На рис. 1 представлены крайние случаи распределения примеси по длине кристалла – постоянная концентрация и параболический закон распределения оптических центров.

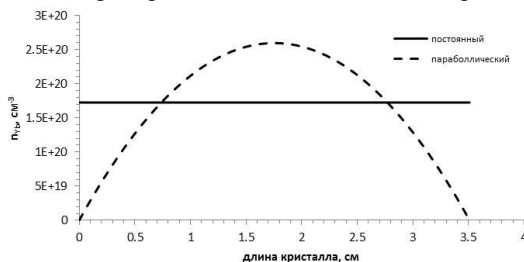


Рис. 1. Концентрационные профили ионов Yb^{3+} в ниобате лития

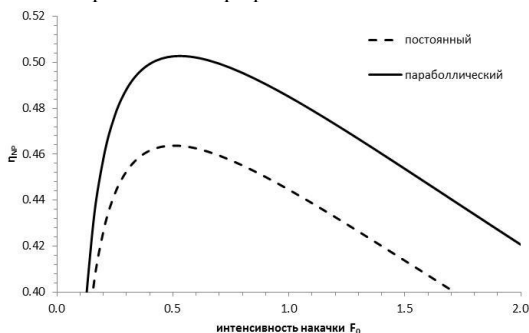


Рис. 2. Зависимость квантовой эффективности накачки от интенсивности накачки $F_0 = I_0/I_s$ лазерных элементов $\text{Yb}:\text{LiNbO}_3$

Расчеты проводились для различных форм концентрационных профилей, однако, средняя концентрация оптических центров для всех случаев была неизменной величиной – $1,75 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. На рис. 2 показана разница квантовых эффективностей при рассмотренных профилях (рис.1).

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» и РФФИ-юг.

Список литературы

1. Fan T.Y. Optimizing the efficiency and stored energy in quasi-three-level lasers // IEEE Journal of quantum electronics. 1992. V.28. №12. P.2692-2697.
2. Galutskiy V.V., Stroganova E.V., Vatlina M.I. Growth of single crystal with a gradient of concentration of impurities by the Czochralski method using additional liquid charging // Journal of Crystal Growth. 2009. V.311. P.1190-1194.

А.Е. ОБУХОВ

Национальный исследовательский университет «МЭИ»

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ УПРАВЛЕНИЯ СВЕРХТОНКИМ ЭЛЕКТРОННО-ЯДЕРНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ В ОСНОВНОМ И ЭЛЕКТРОННО-ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЯХ МНОГОАТОМНЫХ СОЕДИНЕНИЙ

В работе приведены результаты комплексного применения спектроскопии основного и электронно-возбужденных состояний (ЭВС) сложных многоатомных (многоэлектронных) соединений и их комплексов с помощью экспериментальных методов: рефракции, ЯМР, ИК- и УФ-поглощения, КР, ВКР-, СКР-, РВКР-рассеяния, люминесценции при 296, 77 и 2,6К, электро- и хемилюминесценции, лазерной спектроскопии) и теоретических расчетов численными и методами квантовой химии на основе механизмов сверхтонкого электронно-ядерного взаимодействия между – циклами, группами атомов и валентными связями, а также ионами лантанидов с сериями разных гетероциклических лигандов, установить пространственное и электронное строение многоэлектронных систем в органических и неорганических кристаллах, жидких растворах и парах и связать параметры накачки с электронной структурой многоступенчатых излучательных и безизлучательных переходов в полном спектре синглетных и триплетных ЭВС.

В данном исследовании с целью формирования фотофизических свойств органических и неорганических материалов и их комплексов в разных средах при данных параметрах накачки применены спектральные технологии: разные экспериментальные методы - электронный (ЭПР) и ядерный магнитный резонанс (ЯМР ^1H и ^{13}C), рефракция, рамановское (КР), релеевское (РР) или спонтанное (СКР) и резонансное вынужденное комбинационное (РВКР) рассеяние света, УФ-электронное поглощение (ЭП), флюоресценция (ФЛ) и фосфоресценция (ФФ) при 298, 77 и 4К, получено усиление и прямая генерация оптического излучения (ГОИ) при разных параметрах накачки: УФ-ламп, УФ- и ИК-лазеров с разной частотой повторения и длительностью импульсов, потоками ионов и электронов, при электрическом разряде (в разряженных и плотных парах, твердых или жидких растворах и кристаллах), а также использованы методы квантовой химии ЛКАО-МО ССП КВ ЧПДП/S и PPP/S [1].

Проанализированы коллективные (донорно-акцепторная природа возникновения и механизм передачи индукционного тока в OLET и

OLEDs-устройствах) и индивидуальные электронные механизмы при формировании тонкой структуры оптических спектров при 77 и 4K.

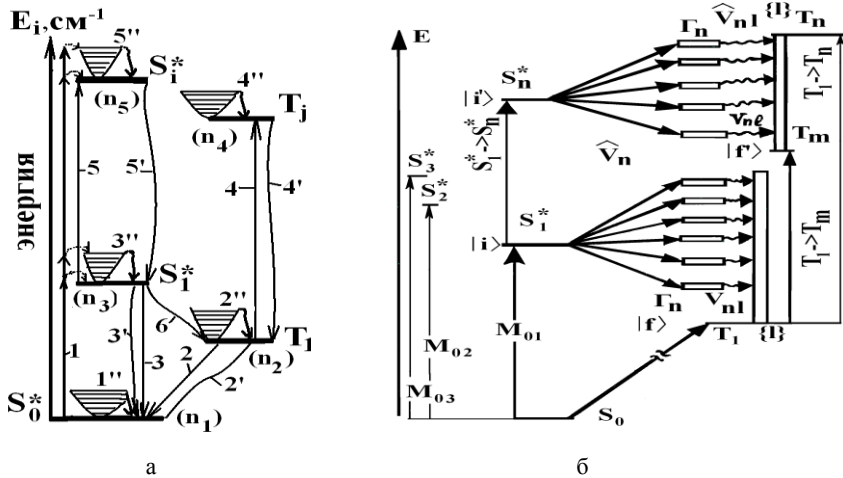


Рис. 1. Пятиуровневая модель работы Dyu-лазеров и процессы оптической (поглощение, наведенное поглощение и испускание – ФЛ и ФФ) и безизлучательной (колебательной и электронной) дезактивации энергии возбуждения ($1''$, $2''$, $3''$, $4''$, $5''$ – колебательная и $2'$, $3'$, $4'$ и $5'$ – внутренняя конверсии) (а); рассчитанная методами ЛКАО-МО ССП расширенное-КВ ЧПДП/S многоступенчатая структура излучательных и дискретных безизлучательных (спин-орбитальных и электронно-колебательных) переходов в полном спектре ЭВС (S_i^* и T_j) многоатомных соединений (для иона в терминах T_n и Q_m^*) через активные колебания $\{r_n\}$ промежуточных ЭВС T_m и T_n (б)

Предложены формулы для расчета абсолютного и относительного квантовых выходов и времен жизни ФЛ и ФФ, констант скоростей внутренней и интеркомбинационной конверсий между синглетными и триплетными ЭВС соединений (за время от 10 с до $10^{-13} \div 10^{-15}$ с и т.д.), а также разработаны новые механизмы многоступенчатой фотоионизации и термодеструкции при триплет-триплетном наведенном поглощения на частоте накачки и генерации оптического излучения, с помощью которых определяется термический разогрев, изменяется дисперсия и коэффициент преломления накачиваемых активных сред.

Список литературы

1. Обухов А.Е. Спектроскопия основного и возбужденных состояний многоатомных соединений в разных условиях. М.: изд-во "Спутник+", 2010. 274 с.

А.В. СИВАК^{1,3}, С.А. ЗИБРОВ^{2,3}, В.Л. ВЕЛИЧАНСКИЙ^{2,3},
В.В. ВАСИЛЬЕВ^{2,3}, Д.В. ИВАНОВ^{1,3}, А.Н. КУЗНЕЦОВ³

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

³ООО «Новые энергетические технологии», Москва

РЕГИСТРАЦИЯ ДВОЙНОГО РАДИООПТИЧЕСКОГО РЕЗОНАНСА В NV-ЦЕНТРАХ В АЛМАЗАХ

В работе обсуждаются динамические характеристики двойного радиооптического резонанса (ДРОР) в NV⁻-центрах в алмазах субмиллиметровых размеров при комнатной температуре. Анализируются факторы, ограничивающие быстрдействие модуляционного метода регистрации ДРОР. NV⁻-центры можно использовать, в частности, для создания маркеров объектов.

Главная примесь в алмазе – азот. Атом азота в позиции замещения и расположенная рядом вакансия образуют NV-центр. При захвате электрона формируется парамагнитный NV⁻-центр, полоса поглощения которого лежит в интервале 500-570 нм, а спектр флуоресценции занимает интервал от 630 до 800 нм. Этот центр, благодаря ненулевому спину, разрешенному оптическому переходу, и большому времени релаксации населенностей и когерентностей подуровней в основном состоянии, активно исследуется в квантовой оптике, фотонике [1, 2], магнитометрии и биологии. ДРОР проявляется в изменении отклика квантовой системы на оптическое возбуждение при воздействии радиочастотным или СВЧ полями. В большинстве твердых тел при комнатной температуре ДРОР не наблюдается. NV⁻-центры в алмазе являются исключением.

Исследуется возможность использования алмазов с NV⁻-центрами для быстрого обнаружения и контроля образцов или объектов, что важно при решении ряда задач в биологии и промышленности [3]. Для подобных применений важно использовать малое количество вещества алмазной метки при сохранении высокого соотношения сигнала к шуму в отклике от нее. Это требует высокой концентрации NV⁻-центров, так как она определяет достижимый уровень сигнала. Кроме того, для регистрации динамических процессов, таких как движение жидкостей в клетках или сосудах, либо для скоростного контроля большого количества образцов, важно быстро детектировать NV-маркеры, при этом уверенно отличать их сигнал от шумов и от сигнала других люминесцирующих сред. Детектирование сигнала ДРОР осуществляется в сигнале флуоресценции при возбуждении лазерным излучением с $\lambda = 532$ нм.

Схема уровней NV^- -центра показана на рис. 1. Квантовое число m характеризует проекцию спина NV^- -центра на его ось симметрии. Для возбужденных подуровней с $m=\pm 1$ существует безизлучательный канал релаксации с достаточно большим коэффициентом ветвления ($\approx 0,25$). Так как вероятности и сечения

поглощения оптического излучения одинаковы для всех подуровней основного состояния, перераспределение населенностей между ними при сохранении суммарной населенности ($n_1+n_2=\text{const}$) **не меняет поглощения, но меняет выход флуоресценции** из-за того, что в результате оптической накачки на подуровень $m=0$ основного состояния доминирует поглощение и испускание на циклическом $0-0$ переходе, в результате чего подавляется безизлучательный канал и мощность флуоресценции возрастает. Если напряженность СВЧ поля, резонансного переходу между подуровнями основного состояния, достаточно высока, то при его включении восстанавливается равновесная населенность и уменьшается уровень флуоресценции (сигнал ДРОР). При модуляции амплитуды СВЧ поля (при постоянной мощности оптической накачки), из-за эффекта ДРОР на той же частоте модулируется мощность флуоресценции NV^- -центров. Для быстрого детектирования маркеров с NV^- -центрами с помощью техники синхронного детектирования выделяется полезный сигнал ДРОР в узкой полосе частот на частоте модуляции СВЧ поля. Глубина модуляции сигнала (контраст ДРОР) в наших экспериментах достигает 15%.

Результаты, полученные в образцах NV -маркеров площадью порядка 2 мм^2 и массой несколько мкг, содержащей алмазы микронных и субмикронных размеров с концентрацией NV^- -центров порядка 10^{18} см^{-3} , позволяют при мощности возбуждающего лазера до 200 мВт обеспечить надежное детектирования маркера при скоростях его движения до 20 м/с.

Список литературы

1. Krueger A. Diamond nanoparticles: jewels for chemistry and physics// Adv.Mater. 2008. 20.
2. Kurtsiefer C., et al. Stable solid-state source of single photons // Phys.Rev.Lett. 2000. 85.
3. Васильев В.В., Величанский В.Л., Зибров С.А., Сивак А.В. Способ проверки подлинности банкнот, ценных бумаг и документов. Патент РФ №2412486. 20.02.2011.

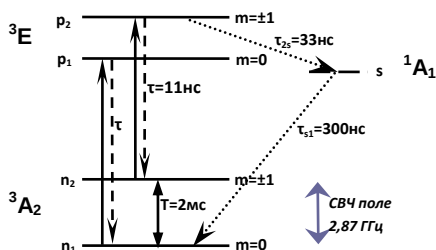


Рис. 1. Упрощенная схема уровней и переходов в NV^- -центре (показана не в масштабе)

А.И. КАРДАКОВА, М.С. ЕЛЕЗОВ, М.А. ТАРХОВ¹,
А.Ю. КАЗАКОВ, П.П. АН, Г.Н. ГОЛЫЦМАН

Московский педагогический государственный университет

¹ЗАО «СКОНТЕЛ», Москва

ОДНОФОТОННЫЙ РЕЖИМ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ СВЕРХПРОВОДНИКОВОГО ОДНОФОТОННОГО ДЕТЕКТОРА

Показано, что сверхпроводниковый детектор SSPD может работать в режиме регистрации одиночных фотонов в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах. Определены условия, при которых SSPD находится в режиме однофотонного детектирования.

Сверхпроводниковый однофотонный детектор (Superconducting Single Photon Detector - SSPD) способен регистрировать одиночные фотоны оптического и ближнего ИК диапазонах. Детектор может использоваться в квантовой криптографии [1], в исследованиях однофотонных источников излучения (например, квантовых точек) [2].

Чувствительный элемент детектора представляет собой узкую полосу в виде меандра площадью $7 \times 7 \text{ мкм}^2$ с шириной полосы 120 нм и зазором 80 нм, изготовленной из ультратонкой сверхпроводниковой пленки нитрида ниобия толщиной 4 нм. Принцип действия детектора основан на локальном разогреве сверхпроводящей полосы при поглощении одиночного фотона. Детектор работает при гелиевых температурах (4.2 К и ниже). Обладает рекордными и уникальными характеристиками: квантовой эффективностью до 30% на длине волны 1.26 мкм, высокой скоростью счета до 20 МГц, низким джиттером $\sim 35 \text{ пс}$ и скоростью темнового счета 10 Гц. Срабатывание детектора при поглощении фотонов носит случайный характер, а, соответственно, подчиняется пуассоновской статистике. Если световой поток ослаблен до такой степени, что среднее число фотонов в импульсе намного меньше 1 ($m \ll 1$), то $P_{ph} \sim \frac{m^n}{n!}$, где

$P_{ph}(n)$ – вероятность отклика детектора на оптический импульс с энергией равной n световым квантам, m – среднее число фотонов в импульсе. Таким образом, для однофотонного режима детектирования вероятность отклика будет равна $P_{ph} \sim m$, для двухфотонного - $P_{ph} \sim \frac{m^2}{2!}$ и т.д. [3]

Излучение от импульсного лазера с частотой следования импульсов 200 МГц, длиной волны излучения 1064 нм и длиной импульса $\sim 5 \text{ пс}$

заводилось через одномодовое волокно на чувствительную площадку SSPD. Изменяя мощность лазера, мы снимали зависимости вероятности отклика детектора от падающей мощности $P_u(m)$, выраженной в количестве фотонов в импульсе, при различных токах смещения. По наклону кривых, построенных в двойном логарифмическом масштабе, можно определить режим детектирования SSPD. При токах смещения от I_c до $0.6I_c$ SSPD находится в однофотонном режиме детектирования. Дальнейшее снижение тока приводит к изменению характера кривой с линейной зависимости на квадратичную, кубическую и т.д.

При этом на графике для $I=0.45I_c$ виден переход двухфотонного режима в трехфотонный. Это связано с тем, что на небольших мощностях, наиболее вероятным является поглощение двух фотонов, а вероятность трехфотонного поглощения пренебрежимо мала. С увеличением мощности ситуация меняется, трехфотонные процессы становятся более вероятными, а двухфотонные маловероятными. На графиках наблюдается также «выполаживание» снизу, объясняемое комнатным фоном. На этом участке определение режима работы детектора возможно за счет соответствующего экстраполирования линейного участка. Также на некоторых графиках наблюдается «выполаживание» сверху. Это значит, что при данной мощности лазера, вероятность срабатывания детектора равна 1, т.е. срабатывание детектора на каждый импульс лазера.

Таким образом, SSPD действительно может работать в режиме однофотонного детектирования. При этом определяющими условиями являются близость тока смещения к критическому току (от $0.6I_c$ до I_c) и мощность излучения от 10^{-5} до 100 фотонов в импульсе.

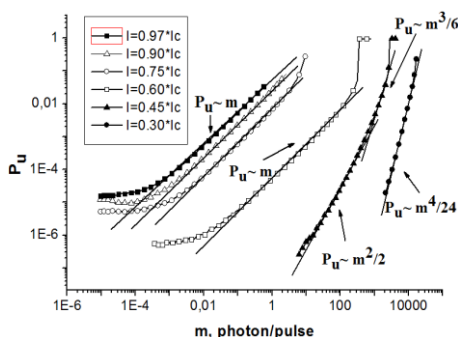


Рис. 1. Зависимости вероятности отклика детектора от среднего числа фотонов в импульсе при разных токах смещения

Список литературы

1. Stucki D., et al. High rate, long-distance quantum key distribution over 250 km of ultra low loss fibres // New J. Phys. 2009. 11. 075003.
2. Hadfield R., et al. Quantum key distribution at 1550 nm with twin superconducting single-photon detectors // Applied Physics Letters. 2006. 89. P.241129.
3. Gol'tsman G., et al. Picosecond superconducting single-photon optical detector // Applied Physics Letters. 2001. 79. P.705-707.

А.Ю. КАЗАКОВ, М.С. ЕЛЕЗОВ, М.А. ТАРХОВ¹, П.П. АН,
Г.Н. ГОЛЫЦМАН

Московский педагогический государственный университет

¹ЗАО «СКОНТЕЛ», Москва

СИСТЕМА РЕГИСТРАЦИИ ОДИНОЧНЫХ ФОТОНОВ БЛИЖНЕГО ИК ДИАПАЗОНА

Была разработана система регистрации одиночных фотонов ближнего ИК диапазона с высокой квантовой эффективностью ($\sim 25\%$ на 1.55 мкм), низким джиттером ($< 30 \text{ пс}$) и низкой скоростью темнового счёта ($\sim 10 \text{ с}^{-1}$).

В основе системы регистрации одиночных фотонов лежит сверхпроводниковый однофотонный детектор (SSPD), (рис. 1) чувствительный элемент которого представляет собой меандр изготовленный из тонкой сверхпроводниковой плёнки NbN, осаждённой на сапфировую подложку в ДС магнетроне. Площадь чувствительного элемента детектора составляет $10 \times 10 \text{ мкм}^2$, что позволяет сформировать почти идеальное оптическое согласование с одномодовым волокном. Толщина плёнки составляет 4 нм , ширина полоски меандра 100 нм и зазор между полосками 100 нм .

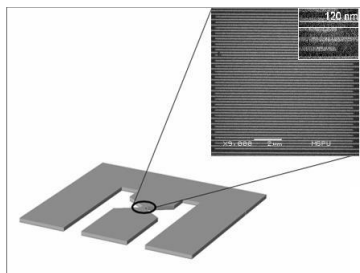


Рис. 1. Вид детектора

Сверхпроводниковые однофотонные детекторы имеют рекордные характеристики. Они обладают низким числом ложных срабатываний $\sim 10 \text{ с}^{-1}$, высокой скоростью счёта $\sim 70 \text{ МГц}$, маленьким джиттером $\sim 30 \text{ пс}$ высокой, до 30% квантовой эффективностью на длине волны $1,25 \text{ мкм}$ и до 25% на 1.55 мкм [1, 2].

Принцип действия сверхпроводникового однофотонного детектора основан на возникновении локального разогрева сверхпроводящей полоски при поглощении одиночного фотона [3].

Модификации системы регистрации одиночных фотонов (рис. 2) имеют от одного до четырёх каналов. Система состоит из детекторного блока, блока смещения и блока вывода сигналов. Детекторный блок содержит от одного до четырёх детекторов согласованных с одномодовым волокном, охлаждаемых до рабочей температуры 1.7 К . Достижение такой

температуры происходит благодаря уникальной криогенной вставке, разработанной специально под транспортный сосуд дьюара СТГ-40. Во вставку через расположенный внизу капилляр поступает жидкий гелий его пары откачиваются насосом, в результате гелий внутри вставки охлаждается.

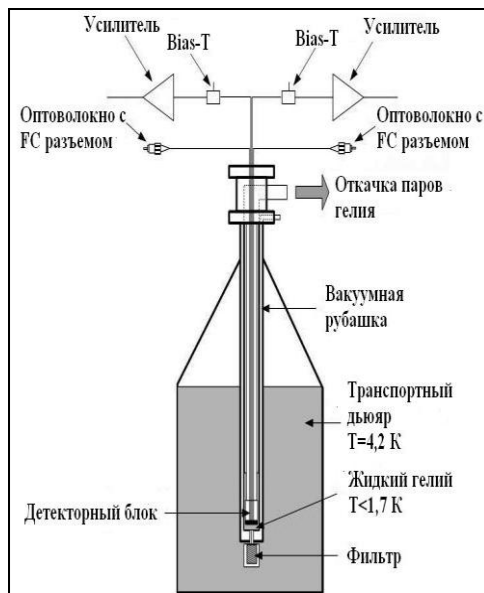


Рис. 2. Система регистрации одиночных фотонов

Системы регистрации одиночных фотонов, разработанные компанией ЗАО «СКОНТЕЛ», находят своё применение для измерения оптических сигналов малой мощности, дальних волоконно-оптических каналах связи (до 300км), флуоресцентной спектроскопии, исследования однофотонных источников излучения и квантовой криптографии [4].

Список литературы

1. Goltsman G., et. al. Superconducting single-photon detector // Journal of Modern Optics. 2009. 56. P.1670–1680.
2. Korneev A., et. al. Recent advances in superconducting NbN single-photon detector development // Proc. SPIE. 2011. V.8072. 807202.
3. Goltsman G., et. al. Picosecond superconducting single-photon optical detector // Applied physics letters. 2001. V.79. N6.
4. Takesue H., et. al. Quantum key distribution over a 40-dB channel loss using superconducting single-photon detectors // Nature photonics. 2007. V.1. P.343-348.

В.Е. ОГЛУЗДИН

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

О СКОРОСТИ ФОТОНОВ В ДИСПЕРГИРУЮЩЕЙ СРЕДЕ (АТОМАРНЫХ ПАРАХ КАЛИЯ)

На основе полученных автором экспериментальных результатов и их обработки предлагается модель, свидетельствующая о том, что в реальной диспергирующей среде на участках спектра, где показатель преломления среды больше единицы, скорость распространения фотонов в такой среде соответствует величине фазовой скорости света. Такие участки спектра (на примере атомарных паров калия или другого щелочного металла), находясь с низкочастотной стороны линий главного дублета и оказываются доступными для исследований с помощью перестраиваемых по частоте лазеров. При расчетах принималось во внимание то обстоятельство, что в атомарных парах щелочного металла, используемых в качестве диспергирующей среды, в соответствии с теорией дисперсии, на вышеуказанных участках спектра, на периферии сечения пучка лазерного излучения с гауссовым распределением интенсивности по сечению пучка – в области тени, показатель преломления $n(\nu)$ больше единицы, а на оси светового пучка, там, где интенсивность излучения максимальна – для излучения, следующего за передним фронтом светового импульса, показатель преломления равен единице, что обеспечивает на оси пучка беспрепятственное, без какого-либо замедления "сверхсветовое" распространение светового излучения со скоростью c . Данное обстоятельство обуславливает появление в области тени конуса черенковского излучения, свидетельствующего о замедленном распространении фотонов по образующим конуса с фазовой скоростью $c / n(\nu)$.

Численный расчет, выполненный на основе известных из классической физики соотношений [1, 2], подтверждает результаты эксперимента по наблюдению с помощью перестраиваемого по длинам волн источника мощного когерентного излучения в парах калия эффекта Вавилова-Черенкова [3, 4] в такой области спектра, где показатель преломления среды больше единицы. Движение фотонов вдоль образующих конуса осуществляется со скоростью $v = c / n$, что явным образом соответствует **фазовой скорости** светового излучения. Такая ситуация возникает в случае, если существует источник возбуждения среды, распространяющийся со «сверхсветовой скоростью». В нашем случае такими сверхсветовыми источниками возбуждения могут быть либо фотоны возбуждающего среду излучения, двигающиеся со скоростью света $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/сек[3], либо наводимая в среде нелинейная поляризация, распространяющаяся в среде со сверхсветовой скоростью

[4]. Использование в эксперименте мощных световых импульсов (10-500 кВт) длительностью 10 нс позволяет такие условия выполнить и наблюдать два конуса черенковского излучения.

Остановимся на объяснении причины появления «сверхсветовых» фотонов. Действительно, если используются одномодовые лазерные пучки с гауссовым распределением интенсивности по сечению пучка, то при их распространении сквозь исследуемую среду именно на оси пучка в первую очередь можно осуществить просветление среды (атомарных паров калия с низкочастотной стороны электронного перехода $4S_{1/2}-4P_{3/2}$), т.е. обеспечить равенство населенностей на указанных уровнях и тем самым создать условия для распространения фотонов светового пучка со скоростью света - c . То обстоятельство, что на периферии сечения пучка в атомарных парах калия в соответствии с теорией дисперсии [1] на вышеуказанном участке спектра показатель преломления больше единицы, и способствует появлению конуса черенковского излучения, что свидетельствует о распространении фотонов по образующим конуса с **фазовой скоростью**.

Одновременное использование выводов классической теории дисперсии, с одной стороны, и фотонов, отвечающих квантовому представлению светового излучения, с другой – отвечает принципу соответствия Н. Бора [5], согласно которому «между однозначным применением понятия стационарных состояний и механическим анализом внутриатомных движений существует то же соотношение дополнителности, какое существует между световым квантом и электромагнитной теорией излучения».

Характерная для оптического электрона боровская частота, соответствующая переходу $4S_{1/2}-4P_{3/2}$, позволяет использовать выводы классической теории дисперсии [1, 6] и объяснить замедленную скорость распространения фотонов в диспергирующей среде. Отметим, что предлагаемый подход также может быть использован для интерпретации экспериментальных результатов по фотолюминесценции [7].

Список литературы

1. Дитчберн Р. Физическая оптика. М.: Наука, 1965.
2. Гинзбург В.Л. Теоретическая физика и астрофизика, 2-е издание. М.: Наука, 1981.
3. Ogluzdin V.E. // Physics-USpekhi, 2004, 47, P.829.
4. Оглуздин В.Е. // ЖЭТФ. 1980. 79. С.361.
5. Бор Н. Атомная физика и человеческое познание. М.: ИЛ, 1961.
6. Ogluzdin V.E. // Physics-USpekhi, 2006, 49, P.401.
7. Оглуздин В.Е. // Известия РАН, Серия физическая. 2006. 70. С.418.

А.В. НЕУПОКОЕВА, А.Н. МАЛОВ¹*Иркутский государственный медицинский университет*¹*ООО «Технологии прогресса», Иркутск*

НАНОТЕХНОЛОГИИ ПРИ СИНТЕЗЕ ГЕЛЬ-КОЛЛОИДНЫХ САМОПРОЯВЛЯЮЩИХСЯ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ РЕГИСТРИРУЮЩИХ СРЕД НА ОСНОВЕ ДИХРОМИРОВАННОГО ЖЕЛАТИНА

Свойства голографических регистрирующих слоев на основе дихромированного желатина определяются структурой воды, которая может находиться как в связанном состоянии, образуя кластерные гидратные оболочки, так и в свободном состоянии. Инфракрасное лазерное воздействие (отжиг) позволяет управлять голографическими свойствами регистрирующих сред, переводя воду из связанного состояния в свободное, что облегчает переход «спираль-клубок» в макромолекуле желатина и повышает эффективность записи голографической информации.

В зависимости от назначения голограммы, пространственного периода записываемой структуры, кратности записи и других факторов, голографические среды должны обладать теми или иными свойствами или особенностями. И хотя основные компоненты гель-коллоидных регистрирующих сред – желатин, соли хрома, пластификатор и вода – остаются неизменными, их соотношение, толщина слоя, технология приготовления в значительной степени влияют на конечные свойства голографического слоя. Существенную роль в формировании свойств регистрирующей среды играет вода. Так эффект «самопроявления» стал возможен только при влагосодержании слоя около 50-70%, что достигается путем введения пластификатора и ламинированием голографического регистрирующего слоя.

В [1] показано, что присутствие заряженных частиц (например, ионов) запускает процесс упорядочения структуры воды. Вокруг ионов образуется специфическая координационная оболочка из молекул растворителя с различными структурами, как правило, близкими к структуре льда. Так как молекулы желатина имеют полярные группы, то в водном растворе желатина, вода образует кластерную структуру, создавая вокруг макромолекул желатина многоярусную гидратную оболочку, так, что макромолекула оказывается как бы вплетенной в общую водородную сетку. Естественно предположить, что при действии излучением основная часть энергии будет тратиться на разрушение кластерной оболочки.

В качестве примера рассматривается цикл экспериментов по лазерному отжигу голографических коллоидных слоев миллиметровой толщины и, в частности решение проблемы их «созревания», протекающего значительное время (более трех суток) и сопровождающаяся студением коллоидной среды. За это время из-за темновых химических реакций фактически полностью деградирует светочувствительность системы, а незавершенное студение приводит к плохой воспроизводимости результатов. Для решения этой проблемы предложено применять лазерный отжиг – импульсное воздействие ИК лазером с длиной волны 1 мкм.

Вейвлет-анализ динамики дифракционной эффективности (ДЭ) при отжиге выявил следующее:

1) при плотностях энергии экспозиции менее 10 Дж/см^2 в слое с плотностью энергии отжига $19,5 \text{ Дж/см}^2$ высокочастотные процессы с частотой выше 30 МГц (с характерными временами менее 30 с) выражены значительно сильнее, чем в контрольном слое;

2) при плотностях энергии экспозиции $10\text{-}15 \text{ Дж/см}^2$ в слое с плотностью энергии отжига $19,5 \text{ Дж/см}^2$ проявляются низкочастотные процессы (частота 10-25 МГц, характерные времена 40-100 с), которые приводят к падению ДЭ. При увеличении энергии отжига эти процессы полностью подавляются, что приводит к стабилизации значения ДЭ на максимальном уровне;

Можно заключить поэтому, что на микроуровне при отжиге происходит следующее: на длине волны 1 мкм поглощающими частицами являются не отдельные молекулы воды, а комплексы «желатин – связанная на нем вода». Поэтому основная энергия отжига идет на разрыв связей между макромолекулой и водой из ее гидратной оболочки и на разрушение кластеров. Анализ поведения ДЭ при различных энергиях отжига позволяет сделать вывод, что определяющую роль в формировании ответа системы на внешнее воздействие играет квазикристаллическая структуры воды, количество и прочность водородных связей в ней. Под действием лазерного излучения происходит в первую очередь разрушение кластеров и переход большей части молекул воды в свободное состояние.

Список литературы

1. Ошурко В.Б., Манькин Э.А. Самоорганизация воды под действием лазерного излучения // В сб. «Голография: фундаментальные исследования, инновационные проекты и нанотехнологии». Иркутск, Издательство «Папирус», 2008. С.92-99.

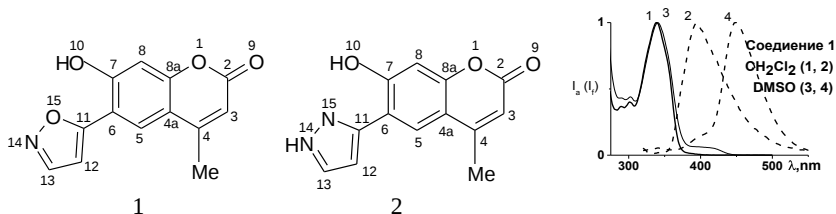
В.С. МОСКВИНА, В.П. ХИЛЯ, А.А. ИЩЕНКО¹

Киевский национальный университет им. Т. Шевченко

¹Институт органической химии НАН Украины, Киев**ФОТОНИКА 6-ГЕТАРИЛ-7-ГИДРОКСИКУМАРИНОВ**

На основании квантово - химического анализа неэмпирическими методами DFT и TDDFT изменения электронного строения в основном и возбужденном состояниях 6-гетарил-7-гидроксикумаринов интерпретированы аномально высокие стоксовы сдвиги, форма вибронных полос и флуоресцентная способность этих соединений. Установлено, что их спектры флуоресценции, в противоположность спектрам поглощения, в полярных, протонодонорных, основных и кислых растворах сильно отличаются. Показано, что это связано с отрывом и переносом протона в нейтральной форме первого при фотовозбуждении с образованием аниона или таутомера.

Производные 7-гидроксикумаринов являются уникальными преобразователями световой энергии, вследствие чего широко применяются в качестве активных лазерных и нелинейно-оптических сред. В настоящей работе представлены результаты исследования спектрально-люминесцентных свойств новых гетарилзамещенных 7-гидроксикумаринов 1 и 2, синтез которых описан в работе [1].

Рис.1. I_a-поглощение; I_f-флуоресценция

Спектры поглощения и флуоресценции соединений 1 и 2 в апротонных слабо полярных средах зеркально подобны (рис. 1). Форма и положение их полос флуоресценции не зависят от длины волны возбуждения λ_{ex} . Наоборот, в сильно полярных и протонодонорных растворителях нарушается закон зеркальной симметрии, вследствие появления новой длинноволновой полосы флуоресценции, интенсивность которой возрастает по мере приближения λ_{ex} к длинноволновой полосе

поглощения (рис. 1). Появление этой полосы сопровождается резким ростом квантового выхода Φ_f и стоксового сдвига SS . У соединения 1 величины Φ_f и SS достигают 70%. и 7617 см^{-1} соответственно. При подкислении исчезает длинноволновое поглощение, что обуславливает огромную величину $SS = 10676\text{ см}^{-1}$ у гидроксикумарина 1.

Квантово-химические расчеты соединений 1 и 2 выполнены в программном пакете PC Gamess/Firefly неэмпирическим методом DFT в базе B3LYP/6-31G (d,p) с предварительной оптимизацией геометрии основного состояния в том же базисе. Расчет электронных переходов проведен методом TDDFT. Показано, что максимальный отрицательный заряд у соединений 1 и 2 сосредоточен на карбонильном кислороде. При возбуждении электронная плотность на нем возрастает, тогда как на атоме кислорода гидроксильной группы и пиронового цикла существенно уменьшается. Поэтому различие в основностях атомов кислорода карбонильной и гидроксильной групп в возбужденном состоянии S_1 возрастает в пользу первой. В результате, в состоянии S_1 она становится более чувствительной к электрофильной атаке протоном, чем 7 – гидроксигруппа. В то же время, уменьшение отрицательного заряда на атоме кислорода последней усиливает ее кислотные свойства. Таким образом, в S_1 состоянии соединений 1 и 2 создается предпосылка для отщепления протона от гидроксигруппы с образованием аниона, и для его миграции к карбонильной группе с образованием таутомера. Этим процессам благоприятствует также увеличение порядка связи $C_7 - O_{10}$ и, наоборот, его уменьшение у связи $C_2 - O_9$ при возбуждении. Образование аниона сопровождается ростом Φ_f , а таутомера - его понижением. Это связано с тем, что в первом случае увеличивается вероятность свободно перемещающегося заряда, в последнем - уменьшается. Полосы флуоресценции анионной и таутомерной форм значительно смещены в длинноволновую область спектра, что дает дополнительный существенный вклад в рост SS . Соотношением нейтральной, анионной и таутомерной форм, а, следовательно, их спектрально-люминесцентными свойствами можно целенаправленно управлять путем изменения природы и pH среды. Это предполагает потенциальные перспективы их применения в нанофотонике и информационной оптике.

Список литературы

1. Moskvina V.S., Khilya V.P., Turov O.V., Groth U.M. // Synthesis. 2009. №8. P.1279-1286.

В.Н. МОИСЕЕНКО, М.П. ДЕРГАЧЁВ, Г.И. ДОВБЕШКО¹,
В.В. БОЙКО¹, В.Г. ШВАЧИЧ

Днепропетровский национальный университет им. О. Гончара

¹Институт физики НАН Украины, Киев

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ НАНОКЛАСТЕРОВ СЕРЕБРА В ОБЪЕМЕ ГЛОБУЛЯРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ

Выявлены отличия в спектрах люминесценции нанокластеров серебра в порах синтетических опалов при лазерном возбуждении ($\lambda_{\text{ex}} = 407$ нм) в зависимости от способа введения серебра в поры. Установлено влияние структуры нанокластера и фотонной зонной структуры на характер распределения спектральной интенсивности люминесценции. Предложена интерпретация наблюдаемых изменений в терминах неоднородного распределения ближнего поля в нанопорах опала и его зависимости от размеров, формы и конфигурации нанокластеров Ag.

В настоящее время большое внимание уделяется развитию плазмоники, широкому использованию резонансных металлических 3D-наноструктур и нанокомпозитных материалов в сенсорики [1]. Интерес представляют 3D-структуры с размером элементов ~ 100 нм, в которых возможно наблюдение поверхностного плазменного резонанса для частот видимого диапазона. Такие 3D-структуры могут быть изготовлены методом введения SERS-активных металлов (Ag, Au, Cu) в поры фотонных кристаллов на основе синтетических опалов.

С целью выявления эффектов, связанных с усилением поля возбуждающего излучения в объеме таких метало-диэлектрических материалов, были исследованы спектры вторичного излучения синтетических опалов, в поры которых были введены наночастицы Ag двумя способами. В первом случае осуществлялась пропитка образца синтетического опала в воде, насыщенной ионами Ag^+ , полученными в процессе её электролиза с использованием серебряных электродов. После термообработки такого образца в порах опаловой матрицы образуются нанокластеры Ag на поверхности глобул. При их освещении излучением полупроводникового лазера с $\lambda_{\text{ex}} = 407$ нм наблюдалось вторичное свечение (рис. 1а). Наблюдаемое свечение обусловлено люминесценцией нанокластеров Ag в усиленном поле возбуждающего излучения в объеме фотонного кристалла. Усиление поля обусловлено как резонансным взаимодействием возбуждающего излучения ($\lambda_{\text{ex}} = 407$ нм) с локальными поверхностными плазмонами в нанокластерах Ag ($\lambda_{\text{рез}} = 414$ нм), так и диффузным характером распространения медленных фотонов в объеме

фотонного кристалла. Спад интенсивности свечения в длинноволновой области обусловлен влиянием стоп-зоны опала.

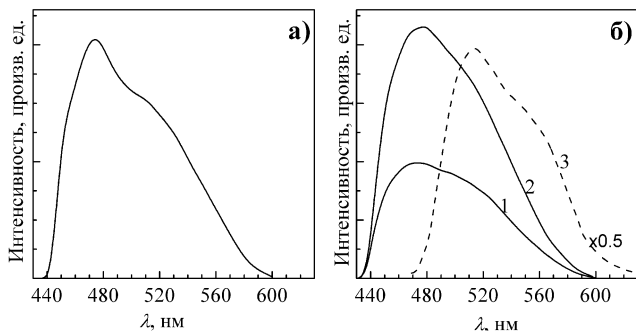


Рис. 1. Спектры люминесценции опалов с нанокластерами Ag и Au в порах, полученных путем пропитки образцов в серебряной воде 5 раз (а), и в растворах коллоидного серебра и золота (б): 1 – пропитка Ag 1 раз, 2 – пропитка Ag 8 раз, 3 – пропитка Au 2 раза

Во втором случае осуществлялась пропитка образца опала в 5 % растворе коллоидного серебра, что приводило к образованию в его nanopорах агрегатов коллоидных частиц вследствие их коагуляции после удаления воды в процессе отжига образца при температуре 150 °С. В этом случае при возбуждении образца излучением лазера с $\lambda_{\text{ex}} = 407$ нм также наблюдалось вторичное излучение, обусловленное люминесценцией агрегатов Ag в усиленном поле возбуждающего излучения при его поглощении поверхностными плазмонами. Интегральная интенсивность свечения была сопоставима с предыдущим случаем и зависела от количества Ag в порах опала (рис. 1б). Однако вид спектра люминесценции несколько отличался. Вклад в высокочастотную область спектра люминесценции дает межзонная излучательная рекомбинация электронов sp зоны проводимости серебра с дырками d валентной зоны. Зависимость вида спектров люминесценции от способа заполнения пор опала серебром может быть связана с различной 3D-структурой нанокластеров серебра и, как следствие, с различной конфигурацией локальных электромагнитных полей в порах опала [2].

Список литературы

1. Willner I., Willner B. // Pure Appl. Chem. 2002. V.74. P.1773-1783.
2. Шкляревский И.Н., Бондаренко Ю.Ю., Макаровский Н.А. // Оптика и спектроскопия. 2002. Т.93, №1. С.37-40.

В.Н. МОЙСЕЕНКО, М.П. ДЕРГАЧЁВ, Т.В. ШВЕЦ, В.Г. ШВАЧИЧ,
И.В. БЕССМЕРТНЫЙ

Днепропетровский национальный университет им. О. Гончара

ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРНОГО РАЗУПОРЯДОЧЕНИЯ И ВНЕШНЕГО РЕЗОНАТОРА НА СПЕКТРЫ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ НАНОКОМПОЗИТОВ ОПАЛ – РОДАМИН 6G

Исследованы спектры люминесценции нанокompозитов опал – родамин 6G с различной степенью упорядоченности структуры исходного опала. Выявлено увеличение интегральной интенсивности люминесценции с увеличением структурного разупорядочения. Для образцов с внешним открытым резонатором обнаружено селективное усиление и сужение полосы люминесценции.

Синтетические опалы, поры которых заполнены лазерными красителями, можно рассматривать как матрицу наноизлучателей, расположенных друг от друга на расстояниях порядка длины световой волны. Цель данной работы состояла в изучении влияния структурного разупорядочения исходных опалов и внешнего резонатора на спектр люминесценции красителя родамин 6G.

Степень упорядоченности структуры образцов определялась путем измерения ширины полосы брэгговского отражения от системы плоскостей $\{111\}$. Более широкая полоса в спектре отражения свидетельствовала о большей степени разупорядочения структуры опала. Наибольшее структурное разупорядочение имело место для образца №3 (рис. 1а). Спектры люминесценции, измеренные в геометрии “на отражение” под углом 40° к направлению $[111]$ в одинаковых условиях, демонстрировали увеличение интегральной интенсивности по мере разупорядочения структуры опалов (рис. 1б). Положение максимума люминесценции находилось вблизи края фотонной стоп-зоны в образцах №1, 2 (положения стоп-зон в направлении наблюдения: 555 нм – 600 нм и 490 нм – 550 нм, соответственно), но было смещено в коротковолновую область относительно максимума люминесценции родамина 6G в растворе, в котором пропитывались исследуемые образцы (рис. 1б). Смещение максимума люминесценции можно объяснить как увеличением плотности оптических состояний вблизи границ стоп-зоны, так и структурой кластеров родамина 6G на поверхности глобул. Рост интенсивности люминесценции при структурном разупорядочении может

быть обусловлен увеличением доли медленных фотонов возбуждающего излучения с диффузным характером распространения. Разделение и сужение полос люминесценции красителя при использовании внешнего резонатора обусловлено включением дополнительного механизма обратной связи (дополнительно к брэгговской распределенной обратной связи) и соответствующим увеличением эффективной добротности образца (рис. 2).

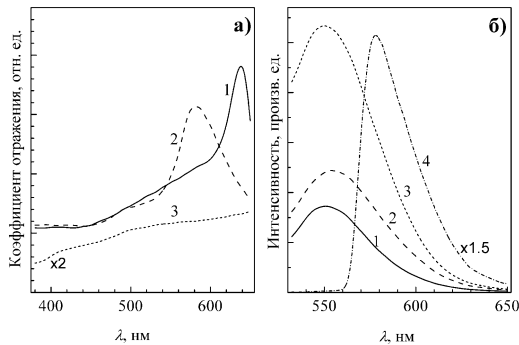


Рис. 1. Спектры отражения исходных образцов синтетических опалов (а) и спектры люминесценции нанокомпозитов опал – родамин 6G этих же образцов (б), а также спектр люминесценции родамина 6G в спиртовом растворе (10^{-4} М) в оптической кювете (4)

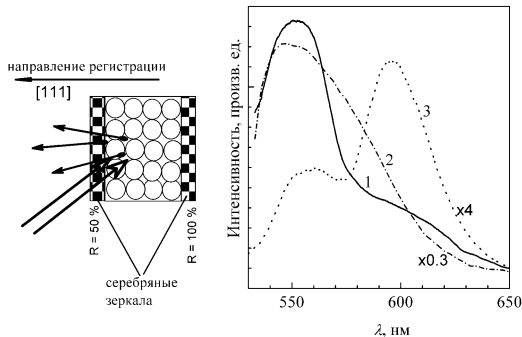


Рис. 2. Схема возбуждения и спектры люминесценции нанокомпозита опал – родамин 6G при наличии (1) и отсутствии (2) внешнего резонатора, а также красителя родамин 6G в спиртовом растворе ($5 \cdot 10^{-3}$ М) в оптической кювете (3)

Е.Г. САВИНОВСКИХ, А.П. БОЙЧЕНКО
Кубанский государственный университет, Краснодар

ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ПОЛИМЕРНЫХ ИОНОПОЛУПРОВОДНИКОВ

Дается описание оптических и электрических характеристик электролюминесценции, возникающей у полимерных полупроводников с ионной проводимостью – полимерных ионообменных мембран. Эти характеристики приводятся для катионообменной мембраны МК-40К и анионообменной – МА-41К.

Аналогия физических процессов в электронных и ионных полупроводниках позволила нам предсказать у полимерных ионообменных мембран (ИОМ) возможность генерации ими квантов электромагнитного излучения в видимом диапазоне спектра при прохождении электрического тока, то есть электролюминесценцию (ЭЛ) [1]. Настоящая работа посвящена экспериментальному определению характеристик ЭЛ на примере катионообменной ИОМ МК-40К и анионообменной – МА-41К.

Для каждой мембраны при стандартной температуре 298 К определялась их удельная электропроводность κ в равновесном растворе сернокислого натрия на частоте переменного тока 2,5 кГц. По достижении точки изоэлектропроводности κ^* , ИОМ переносились в фотоэлектронную установку для регистрации ЭЛ, описанную нами в [1]. При напряжении 50В П-образных импульсов длительностью 1 с положительной или отрицательной полярности у ИОМ регистрировалась ЭЛ. Ее основными параметрами являлись: время запаздывания t_z относительно переднего фронта импульса, длительность свечения τ и плотность светового потока J . Усредненные значения перечисленных параметров по трем повторениям измерений для трех образцов мембран каждой марки представлены в таблице 1, куда включены значения κ^* ИОМ и плотности протекающего через них ионного тока j . Из таблицы видно, что на импульсах положительной полярности для катионообменной мембраны МК-40К j оказывается ниже, чем при импульсах отрицательной, а в случае анионообменной ИОМ – наблюдается противоположная закономерность, что указывает на различный характер течения j в прямом и обратном направлении, подтверждая полупроводниковые свойства полимерных ИОМ. Однако для генерируемой ими ЭЛ полной корреляции с параметрами j и κ^* выявить не удалось. Так, ожидаемое увеличение

светового потока ЭЛ у МА-41К, как имеющей по сравнению с МК-40К наибольшие значения j и α^* , не оправдалось. Наоборот, J для МА-41К оказалась ниже, чем для МК-40К. То же можно сказать и в отношении остальных параметров ЭЛ у разных марок ИОМ.

Таблица 1

Параметры	Полярность напряжения			
	+	–	+	–
	МК-40К		МА-41К	
$\alpha^* \cdot 10^{-3}$, См/м	5,583±0,139		7,000±0,100	
j , кА/м ²	1,106±0,058	1,334±0,067	1,944±0,101	1,539±0,077
t_z , с	1,13±0,056	0,60±0,03	1,40±0,07	1,40±0,07
τ , с	5,06±0,26	4,93±0,24	4,20±0,21	5,60±0,28
$J \cdot 10^{-8}$, Лм/м ²	5,60±0,28	6,80±0,34	4,30±0,21	3,20±0,16

Интересными с точки зрения возможного механизма возникновения ЭЛ ИОМ оказываются ее временные параметры. У исследованных ионообменников на всех режимах возбуждения ЭЛ (за исключением импульсов отрицательной полярности для ИОМ МК-40К) она возникает после прекращения тока и длится в 4–5 раз больше длительности импульса прикладываемого напряжения. Из чего можно предположить, что наиболее вероятный механизм возникновения ЭЛ у данных ИОМ, а также у ионообменников других марок, по-видимому, является рекомбинационный и зависящий от структурно-функциональных особенностей полимерного ионопроводника и характера взаимодействия переносимых ионов с ионогенными группами полимерной матрицы.

Обобщая результаты исследований, сделаем из них основные выводы:

1. Обнаруженное явление ЭЛ открывает перспективу дополнительных возможностей изучения на атомно-молекулярном уровне ионотранспортных процессов в полимерных и иных полупроводниках с ионной проводимостью.

2. На основе временных параметров ЭЛ высказано предположение о рекомбинационном механизме ее возникновения, определяемого ее структурно-функциональными особенностями конкретного ионопроводника.

Список литературы

1. Савиновских Е.Г., Бойченко А.П., Яковенко Н.А. Генерация низкоинтенсивной электролюминесценции у полимерных ионопроводников // ПЖТФ. 2010. Т.36. №20. С.75–79.

В.И. ИВАНОВ, Г.Д. ИВАНОВА, В.К. ХЕ

*Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск***ТЕРМОЛИНЗОВЫЙ ОТКЛИК В ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ
ЖИДКОФАЗНОЙ СРЕДЕ**

Проанализирован стационарный термолинзовый отклик в тонкослойной двухкомпонентной среде. Показано, что термодиффузия может значительно влиять на величину тепловой линзы и коэффициент пропускания среды.

В жидких двухкомпонентных средах, кроме обычного теплового отклика, связанного с тепловым расширением среды, могут возникать концентрационные потоки, обусловленные явлением термодиффузии (эффект Соре) [1]. Возникающие при этом процессы массопереноса могут значительно изменять параметры тепловой линзы, возникающей в слое среды под действием падающего пучка излучения.

Целью данной работы является анализ процессов тепломассопереноса в двухкомпонентной среде под действием гауссова пучка излучения, определяющих параметры стационарной тепловой линзы.

Рассмотрим двухкомпонентную жидкофазную среду, коэффициент поглощения которой α целиком определяется одним компонентом с массовой концентрацией C ($\alpha = \beta C$, где $\beta = (\partial\alpha/\partial C)$ – константа среды). Для гауссова пучка распределение интенсивности падающего излучения в плоскости слоя $I = I_0 \exp(-2r^2/\omega^2)$, где ω – радиус пучка, r – расстояние от оси пучка.

Систему балансных уравнений для концентрации C и теплового потока запишем следующим образом:

$$c_p \rho \partial T / \partial t = -\operatorname{div} J_T + \alpha I_0 \exp(-2r^2/\omega^2), \quad (1)$$

$$\partial C / \partial t = -\operatorname{div} J_C, \quad (2)$$

где c_p, ρ – удельные теплоемкость и плотность среды, T – температура среды, J_T и J_C – тепловой и концентрационный потоки соответственно: $J_T = -D_{11} \operatorname{grad} T$, $J_C = -D_{21} C \operatorname{grad} T - D_{22} \operatorname{grad} C$, D_{11}, D_{22} – кинетические коэффициенты, D_{21} – коэффициент термодиффузии.

В стационарном режиме, считая, что для малых толщин слоя среды d и окна кюветы L ($d, L \ll \omega$) можно пренебречь радиальным (вдоль r) тепловым потоком, и решая одномерную тепловую задачу, для фокусного расстояния термолинзы [3] окончательно получим:

$$F_T = \left[-d \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right) \frac{FD_{22}}{D_{21}} \frac{4}{\omega^2} C_0^2 [1 + 2F] \right]_{r=0}^{-1}, \quad (3)$$

где $F = \beta d (L\chi_0^{-1} + \gamma^{-1} + d\chi_c^{-1}/2) D_{21} D_{22}^{-1}$; χ_0, χ_c – коэффициенты теплопроводности материала окон кюветы и двухкомпонентной среды соответственно, γ – коэффициент конвективной теплоотдачи.

Как видно из последнего выражения, кроме обычного термолинзового отклика, в двухкомпонентной среде появляется дополнительный, обусловленный термодиффузионным изменением концентрации поглощающей компоненты. Величина этого вклада может быть достаточно большой и иметь разный знак для разных сред, в зависимости от знака коэффициента термодиффузии. Во-вторых, на величину термолинзового отклика влияет и изменение пропускания слоя среды. Наконец, из-за существенно различных времен установления теплового и концентрационного квазистационарных режимов, динамика термолинзового отклика может значительно отличаться от классического случая простого теплопереноса.

Таким образом, самоиндуцированную модуляцию коэффициента поглощения необходимо учитывать при анализе термолинзового отклика в многокомпонентных средах [1-3]. Полученные выражения могут быть использованы при экспериментальном определении величин коэффициентов тепломассопереноса в многокомпонентных жидкофазных средах.

Список литературы

1. Giglio M., Vendramini A. // Appl. Phys. Lett. 1974. V.25. N.10. P.555-557.
2. Vicary L. // Philosoph. Mag. B. 2002. V.82. №4. P.447-452.
3. Иванов В.И., Окишев К.Н., Карпец Ю.М., Ливашвили А.И. // Известия Томского политехнического университета. 2005. Т.308. N5. С.23-24.

А.П. МЕЛЕХОВ, Д.В. ЛАВРУХИН

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

ПРИМЕНЕНИЕ ТЕРМОСТАТИРОВАНИЯ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ВЛИЯНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА АКУСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВОДЫ

Рассмотрена необходимость фиксирования температуры образца для корректной оценки влияния магнитного поля величиной 0.1-0.4 Тл на параметры акустических сигналов в воде и водных растворах. Величина разброса температуры ΔT термостата $\leq 0.7^\circ\text{C}$.

Известно, что некоторые свойства воды и водных растворов изменяются в сильном магнитном поле [1]. В работе [2] сообщалось о регистрации сдвига фазы ультразвуковой волны в присутствии магнитного поля величиной 0.1-0.4 Тл. Дополнительные эксперименты показали неоднозначность такого вывода. Сложность заключается в постоянном изменении температуры образца, обусловленная колебаниями внешней и внутренней температур, т.к. кювета с образцом слегка подогревается за счет поглощения ультразвука водой.

Чтобы снизить влияние нестабильности температуры был применен термостат на основе термомодуля из элементов Пельтье. За счет естественной конвекции воздуха в термостате измерительная кювета с образцом охлаждается до нужного диапазона температур. На рис. 1 показано характерное поведение температуры образца в течение эксперимента.

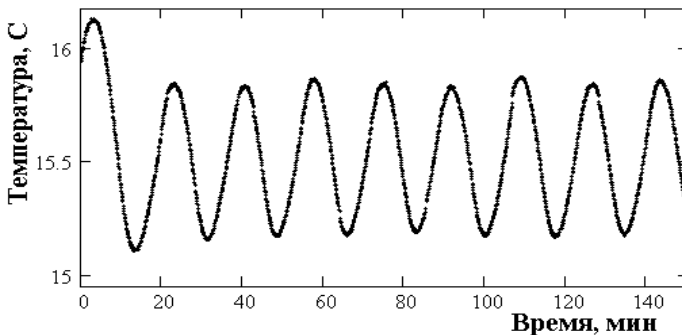


Рис. 1. Изменение температуры образца за время эксперимента

За 150 минут эксперимента записывается 2100 акустических сигналов для 2100 значений температуры. Точность измерения температуры $\pm 0.01^\circ\text{C}$. На рис. 2 показаны две группы акустических сигналов для разных температур. Виден характерный разброс сигналов по фазе для каждой группы. Для температуры $T=15.20^\circ\text{C}$ разброс существенно меньше.

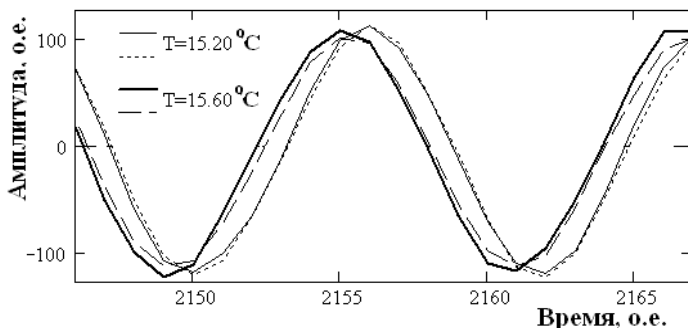


Рис. 2. Изменение фазы акустических сигналов для разных температур. Точность измерения температуры $\pm 0.01^\circ\text{C}$

Очевидно, что величина случайного изменения (шума) фазы акустических сигналов для одной температуры будет являться мерой изменения фазы при нагреве и любом ином воздействии на вещество.

При немалом диапазоне стабилизации температуры термостата ($\Delta T \leq 0.7^\circ\text{C}$) метод “осциллирующей температуры” позволяет использовать многократные повторения участков с одной и той же температурой (рис. 1) для статистической обработки акустических сигналов. Это дает возможность получать корректные оценки шума фазы акустических импульсов, температурные зависимости скорости звука в образце и проводить более точные измерения влияния магнитного поля, как на фазу, так и другие параметры акустических сигналов.

Список литературы

1. Refractive indices of water and aqueous electrolyte solutions under high magnetic fields / H. Hosoda, H. Mori, N. Sogoshi, A. Nagasawa, S. Nakabayashi // J. Phys. Chem. A. 2004. V.108. P.1461-1464.
2. Мелехов А.П., Лаврухин Д.В. Особенности применения импульсного ультразвука для акустооптического метода исследования влияния магнитного поля на свойства воды // Науч. сессия НИЯУ МИФИ-2011, Науч.-техн. конф. по фотонике и информационной оптике, Сб. науч. тр. М.: НИЯУ МИФИ, 2011. С.55-56.

Т.Д. ДУДКИНА, А.В. ЕГОРЫШЕВА¹, В.Д. ВОЛОДИН¹,
А.А. ЧИСТЯКОВ, В.С. ЛОБАЗНИКОВА²

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

¹*Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН, Москва*

²*Средняя школа № 978, Москва*

АКТИВИРОВАННЫЕ ЕВРОПИЕМ ВИСМУТ-БАРИЙ-БОРАТНЫЕ СТЕКЛА

Исследованы спектрально-люминесцентные характеристики барий-висмут-боратных стекол, легированных Eu^{3+} . Проведен анализ спектров люминесценции в рамках теории Джадда-Офельта. Определены параметры интенсивности, рассчитаны вероятности спонтанного излучения, радиационное время жизни, коэффициенты ветвления люминесценции, квантовый выход люминесценции и сечения вынужденного излучения для переходов ${}^5\text{D}_0 \rightarrow {}^7\text{F}_J$. Показано, что стекла обладают высокой лазерной эффективностью перехода ${}^5\text{D}_0 \rightarrow {}^7\text{F}_2$, узкой полосой люминесценции (~ 10 нм), большим временем затухания (1 мс), высоким показателем преломления (1.8), что указывает на перспективность их использования в качестве эффективных красных люминофоров.

Обладая узкой полосой излучения и большим временем затухания люминесценции легированные европием стекла хорошо зарекомендовали себя как эффективные красные люминофоры. Наиболее подходящими матрицами для РЗЭ являются стекла, содержащие оксиды тяжелых металлов, в частности Bi_2O_3 . На примере стекол состава $30\text{BaO}-25\text{Bi}_2\text{O}_3-45\text{B}_2\text{O}_3$ нами проведено изучение влияния Eu_2O_3 (4 мол.%) на их спектрально-люминесцентные характеристики.

На рис. 1 представлены спектры поглощения легированных Eu стекол. В спектре наблюдаются узкие полосы, связанные с переходами с уровней основного мультиплета ${}^7\text{F}_J$ на первый возбужденный мультиплет ${}^5\text{D}_J$. В случае ионов Eu^{3+} энергии уровней ${}^7\text{F}_0$ и ${}^7\text{F}_1$ очень близки ($\Delta E \sim 250 \text{ см}^{-1}$), поэтому в спектрах поглощения наблюдаются характерные дублеты, связанные с переходами как с основного уровня ${}^7\text{F}_0$, так и с частично заселенного при комнатной температуре ${}^7\text{F}_1$. Всего в спектре поглощения наблюдается пять полос, отнесение которых приведено на рис. 1. Полосы, относящиеся к электрическим дипольным переходам ${}^7\text{F}_0 \rightarrow {}^5\text{D}_2$, ${}^7\text{F}_1 \rightarrow {}^5\text{D}_1$ и ${}^7\text{F}_0 \rightarrow {}^5\text{D}_0$, имеют несколько большую интенсивность, чем соответствующие магнитным дипольным переходам ${}^7\text{F}_0 \rightarrow {}^5\text{D}_1$ и ${}^7\text{F}_1 \rightarrow {}^5\text{D}_0$.

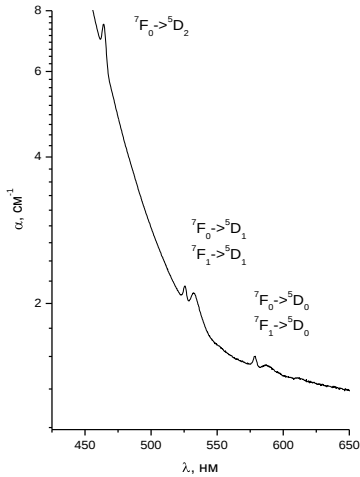
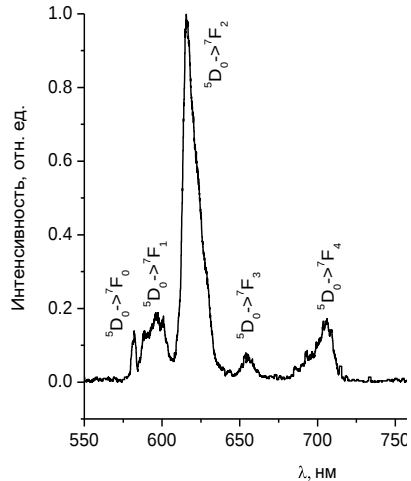


Рис. 1. Спектры поглощения стекол

Рис. 2. Спектр люминесценции стекол,
 $\lambda_{\text{возб.}} = 532 \text{ нм}$

В спектре люминесценции стекол наблюдается пять полос, связанных с переходами ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_J$ (рис. 2). Отсутствие в спектре полос, соответствующих переходам ${}^5D_1 \rightarrow {}^7F_J$, связано с быстрой безизлучательной мультифонной релаксацией с уровней ${}^5D_{J>0}$ на 5D_0 , вследствие существования в боратных стеклах высокоэнергетичных фононов ($\sim 1300 \text{ см}^{-1}$). Известно, что вид спектров люминесценции в области переходов с 5D_0 на уровни основного мультиплета 7F_J сильно зависит от локального окружения иона Eu^{3+} . Несмотря на то, что переход ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_0$ запрещен правилами отбора, ему соответствует отчетливо регистрируемая полоса с максимумом 582 нм. Магнитный дипольный переход ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_1$ (596 нм), разрешен правилами отбора, в отличие от электрического дипольного перехода ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_2$ (616 нм), интенсивность которого растет с понижением симметрии локального окружения Eu^{3+} . Отношение интегральных интенсивностей переходов ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_2$ и ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_1$ в барий-висмут-боратных стеклах $I({}^5D_0 \rightarrow {}^7F_2)/I({}^5D_0 \rightarrow {}^7F_1)$ равно 4.53. Большая величина этого отношения, присутствие полосы, отвечающей переходу ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_0$, и наблюдаемое Штарковское расщепление на три и пять компонент полос ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_1$ и ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_2$ переходов (рис. 2) указывают на низкосимметричное окружение Eu^{3+} иона. Теоретически оцененный квантовый выход люминесценции для Ва-Bi-B-O стекол составил 53 %.

Р.В. РОМАШКО, М.Н. БЕЗРУК, Ю.Н. КУЛЬЧИН

Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток

АДАПТИВНАЯ ТОМОГРАФИЧЕСКАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ДЛЯ РЕКОНСТРУКЦИИ ПАРАМЕТРОВ СЛАБЫХ ВИБРАЦИОННЫХ ПОЛЕЙ

Разработана и реализована многоканальная адаптивная томографическая система, в которой оптические сигналы с распределенных волоконно-оптических сенсоров мультиплексируются и демодулируются в фоторефрактивном кристалле. Система апробирована в задаче реконструкции пространственного распределения слабых поперечных колебаний упругой мембраны.

При решении ряда фундаментальных и прикладных проблем в геофизике, авиационно-космической технике, микроэлектронике и др. часто возникает необходимость восстановления функций пространственного распределения параметров физических полей. Томографические методы позволяют успешно решать подобные проблемы [1]. При этом зачастую возникает необходимость регистрации слабых полей, например, колебаний, амплитуда которых не превышает десятков микрометров. Востребованными в таких случаях становятся интерферометрические системы, однако возможности их практического применения в реальных условиях ограничены из-за значительной подверженности интерферометров влиянию внешних факторов. Одно из решений указанной проблемы заключается в построения интерферометрических систем динамических голограмм, формируемых в фоторефрактивном кристалле (ФРК), благодаря которым интерферометр становится адаптивным. В настоящей работе разработана и реализована многоканальная волоконно-оптическая адаптивная интерферометрическая система томографического типа на основе динамических голограмм, мультиплексированных в фоторефрактивном кристалле, апробированная в задаче восстановления пространственного распределения амплитуды слабых поперечных колебаний упругой мембраны.

Измерительная часть системы представляет собой сенсорную сеть из 6 многомодовых волоконно-оптических линий. Одновременная обработка сигналов с измерительных линий осуществлялась с помощью динамических голограмм, мультиплексируемых в диффузионном режиме в ФРК кубической симметрии CdTe:V [2]. Голограммы были сформированы в ортогональной геометрии взаимодействия волн в ФРК

[3], что позволило упростить оптическую схему мультиплексирования каналов за счет устранения линз и поляризаторов из трактов световых пучков, идущих из волоконных световодов.

В качестве исследуемого объекта была использована упругая мембрана размером 20х20см. Воздействием на центр мембраны при помощи электромеханического устройства возбуждались ее собственные колебания на частотах 54 Гц, 107 Гц и 163 Гц с амплитудой 70 мкм. Шесть сенсоров были уложены на измерительном поле в несколько этапов таким образом, чтобы выполнить процедуру томографического сканирования в двух направлениях по сетке 19х19. Собранные с сенсоров данные подвергались обработке, суть которой заключалась в реализации обратного преобразования Радона [1]. Результат томографического восстановления распределения амплитуды поперечных колебаний мембраны представлен на рис. 1а. Наблюдается хорошее соответствие между томографически восстановленными экспериментальными данными и теоретически рассчитанным распределением колебаний собственных мода мембраны 1:1, 2:2 и 3:2 (рис. 1б).

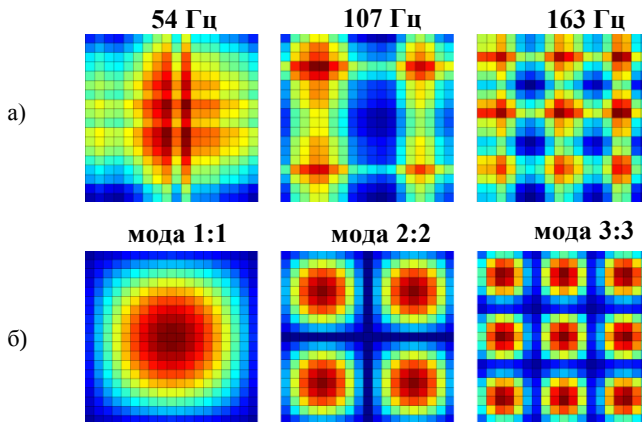


Рис. 1. Результат томографического восстановления трех мод колебаний упругой мембраны (а); результат расчета трех мод колебаний мембраны (б)

Список литературы

1. Наттерер Ф. Математические аспекты компьютерной томографии. М.: Мир, 1990.
2. Kamshilin A.A., Romashko R.V., Kulchin Yu.N. Adaptive interferometry with photorefractive crystals // J. Appl. Phys. 2009. 105. 031101.
3. Di Girolamo S., Romashko R.V., Kulchin Yu.N., Kamshilin A.A. Orthogonal geometry of wave interaction in a photorefractive crystal for linear phase demodulation // Opt.Com. 2010. 283. 128.

К.М. ЛАПИЦКИЙ, Д.В. СИМАНЖЕНКОВ
Национальный исследовательский университет «МЭИ»

МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕФРАКЦИОННЫХ КАРТИН В КОМПЬЮТЕРНО-ЛАЗЕРНОЙ СИСТЕМЕ ВИЗУАЛИЗАЦИИ ГАЗОВЫХ ПОТОКОВ

Рассматривается методика моделирования рефракционных картин плоского лазерного пучка при прохождении через газовый поток. В качестве примера выбрана тепловая воздушная струя высокой температуры. Показана возможность определения параметров потока по рефракционным картинам.

Лазерный рефракционный метод исследования оптически неоднородных сред хорошо зарекомендовал себя при исследовании как потоков жидкости, так и потоков газа [1]. Он основан на явлении рефракции лазерного излучения в неоднородной среде, цифровой регистрации рефракционной картины и ее компьютерной обработке. Данный метод в силу своей практической безинерционности позволяет визуализировать и проводить количественные исследования прозрачных неоднородных сред и получить информацию об исследуемых потоках.

Рассмотрена задача исследования тепловой воздушной струи в следующей постановке. Тепловая струя конической формы выходит из сопла и направлена вертикально вверх (ось x). Радиус струи у основания сопла равен R_0 , угол расходимости – α . Температура воздуха в струе вдоль радиального направления (координата r) в зависимости от удаления от сопла задается гауссовой функцией, а размер струи a в вертикальном направлении меняется по линейному закону согласно формулам

$$T(x, r) = T_0 + \Delta T \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{a^2(x)}\right), \quad a(x) = R_0 + x \operatorname{tg} \alpha.$$

Параметры моделирования: $T_0 = 20^\circ\text{C}$, $\Delta T = 380^\circ\text{C}$, $R_0 = 15$ мм, $\alpha = 45^\circ$. Графики распределения температуры для различных координат по оси x приведены на рис. 1. Параметры моделирования подобраны таким образом, чтобы градиент температуры по оси x был в несколько раз меньше, чем градиент температуры по радиальной координате r . Поскольку отклонение пучков при распространении в конической струе горячего воздуха будет сопровождаться отклонением по двум осям, удобнее результаты моделирования представить в виде рефракционных картин (алгоритм рассмотрен в [2]) (рис. 2). В данной конфигурации

представляется возможным провести количественные исследования градиента неоднородности в потоке струи по всему сечению с учетом, что отклонение излучения происходит в сторону увеличения показателя преломления, т.е. в сторону уменьшения температуры.

Сравнение расчетных и экспериментальных [1] данных указывает на их качественное совпадение. Поэтому для количественного определения параметров струи необходимо проводить расчеты параметров, наиболее приближенных к эксперименту.

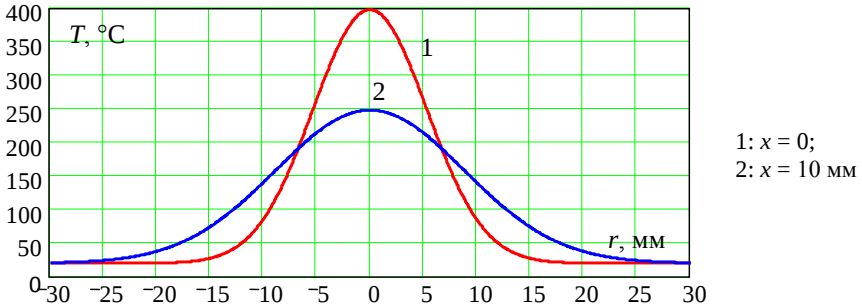


Рис. 1. Распределение температуры в поперечном сечении воздушной струи

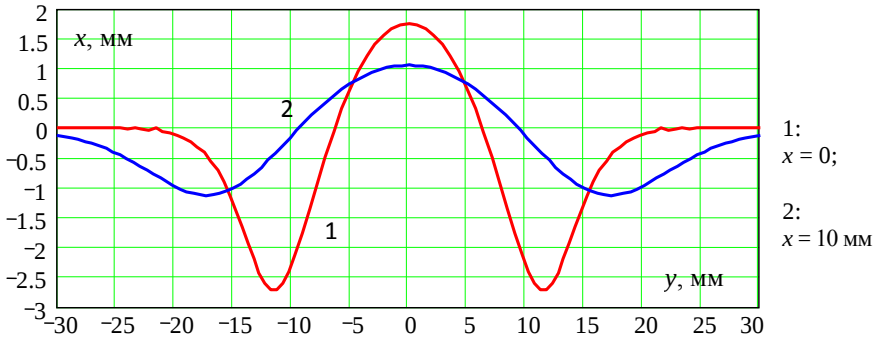


Рис. 2. Расчетные рефракционные картины плоского лазерного пучка на расстоянии 10 м от сопла (для удобства сравнения картины совмещены)

Список литературы

1. Евтихьева О.А., Лапицкий К.М., Толкачев А.В. Анализ параметров тепловой воздушной струи лазерным рефрактографическим методом // Оптические методы исследования потоков: XI Межд. науч.-техн. конференция [Электронный ресурс]: труды конференции. М.: МЭИ (ТУ), 2011. Доклад №6, 12 с.
2. Лапицкий К.М., Расковская И.Л., Ринкевичюс Б.С. Алгоритм расчета рефрактограмм плоского лазерного пучка в оптически неоднородной среде.// Изм. техн. 2009. №5. С.36–40.

С.В. КОРНЫШЕВА, Г.Н. ВИШНЯКОВ
*Всероссийский научно-исследовательский институт
оптико-физических измерений, Москва*

ИЗМЕРЕНИЕ ДИСПЕРСИИ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

Предложен метод измерения дисперсии показателя преломления с помощью аргон-криптонового лазера с перестраиваемой длиной волны.

Основными оптическими характеристиками стекол оптических бесцветных являются показатель преломления и дисперсия. Согласно ГОСТ 13659-78 для вычисления дисперсии стекла необходимо измерить значения показателя преломления на следующих длинах волн: F' (Cd 480,0 нм), F (H 486,1 нм), e (Hg 546,1 нм), d (He 587,6 нм), C' (Cd 643,8 нм) и C (H 656,3 нм). Однако не всегда представляется возможным измерения показателя преломления на данных длинах волн. Так, например, в Государственном первичном эталоне единицы показателя преломления измерения показателя преломления ГЭТ 138-2010 измерения выполняются в динамическом режиме [1, 2]. Для угловой привязки применяется интерференционный нуль-индикатор, в силу специфики работы которого спектральные лампы не могут быть использованы в качестве источников излучения. Поэтому в качестве источника излучения был применен Ag-Kr лазер с перестраиваемой длиной волны, модель GS-200АКМ, производство ЗАО «Вариоракурс», г. Рязань.

Процедура изменения рабочей длины волны намного упрощается, так как не требуется механической замены источника излучения, как в случае со спектральными лампами, и его дополнительная юстировка. Кроме того, мощность и монохроматичность излучения лазера значительно выше, чем у спектральной лампы с интерференционным светофильтром.

Однако длины волн излучения лазера не совпадают с перечисленными выше длинами волн спектральных ламп. Поэтому возникла необходимость разработки метода пересчета измеренных значений показателя преломления на требуемые длины волн, используя дисперсионные формулы.

В настоящей работе используется формула Зельмейера [3], которая задает эмпирическую зависимость показателя преломления прозрачного вещества от длины волны:

$$n^2(\lambda) = 1 + \frac{B_1\lambda^2}{(\lambda^2 - C_1)} + \frac{B_2\lambda^2}{(\lambda^2 - C_2)} + \frac{B_3\lambda^2}{(\lambda^2 - C_3)}, \quad (1)$$

где $B_1, B_2, B_3, C_1, C_2, C_3$ – численные коэффициенты.

Суть разработанного метода заключается в выполнении следующей последовательности операций:

1. Проводится серия измерений показателя n преломления образца по методике работы на ГЭТ 138-2010 на следующих длинах волн аргон-криптонового лазера (476,5; 487,9; 496,5; 501,7; 514,5; 632,8 нм).

2. Полученные экспериментальные данные аппроксимируются зависимостью (1) и методом минимизации среднеквадратического отклонения подбираются коэффициенты $B_1, B_2, B_3, C_1, C_2, C_3$.

3. Используя выражение (1) с вычисленными значениями коэффициентов производится пересчет показателя преломления на любую длину волны, в том числе и на длины волн, рекомендованные ГОСТ 13659-78.

Для оценки точностных характеристик предложенного метода было проведено математическое моделирование. В качестве исходных данных были выбраны значения $n(\lambda_i) = n_0(\lambda_i) \pm \Delta n$, где $n_0(\lambda_i)$ – теоретические значения показателя преломления, Δn – аддитивный шум, определяющий погрешность измерения показателя преломления. Значение шума Δn для каждого i является равномерно распределенным случайным числом в интервале $[-n_{\text{шум}}, n_{\text{шум}}]$.

Значения длин волн λ_i ($i = 5..10$) для математического моделирования выбирались из набора длин волн, на которых проводятся экспериментальные измерения показателя преломления: 404,7 нм; 435,8 нм; 472,6 нм; 476,5 нм; 487,9 нм; 496,5 нм; 501,7 нм; 514,5 нм; 589,3 нм и 632,8 нм.

В результате проведенных исследований было получено, что если расширенная неопределенность измерения показателя преломления не превышает $6 \cdot 10^{-6}$, и измерения показателя преломления выполнены не менее, чем на 6 длинах волн, то неопределенность вычисления значений показателя преломления по формуле Зельмейера (1) не превысит $2 \cdot 10^{-6}$.

Список литературы

1. Вишняков Г.Н., Левин Г.Г., Корнышева С.В. Государственный первичный эталон единицы показателя преломления // Изм. техника. 2004. №11. С.3-6.
2. Вишняков Г.Н., Левин Г.Г., Корнышева С.В., Зюзев Г.Н., Людомирский М.Б., Павлов П.А., Филатов Ю.В. Измерение показателя преломления на гониометре в динамическом режиме // Оптический журнал. 2005. Т.72. №12. С.53-58.
3. Борн М., Вольф Э. Основы оптики / под ред. Г.П. Мотулевича. М.: Наука, 1970.

И.А. ШАШКОВА, Н.М. СКОРНЯКОВА
Национальный исследовательский университет «МЭИ»

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ПРОЦЕССА ИСПАРЕНИЯ КАПЕЛЬ ЖИДКОСТИ ТЕНЕВЫМ ФОНОВЫМ МЕТОДОМ

Данная работа посвящена получению картин визуализации испаряющихся капель жидкости с применением теневого фонового метода. Представлены результаты для капель воды, этанола и ацетона, испаряющихся с горизонтальной плоской подложки.

Явления, связанные с течением и испарением жидкостей, широко распространены в природе и технике. Пленочное течение жидкости присутствует в аппаратах холодильной техники, двигателях внутреннего сгорания, камерах сгорания турбин [1]. Его изучение проводится для повышения энергоэффективности данных агрегатов.

Задача об испарении капель жидкости с горизонтальной подложки находит множество приложений в различных областях, таких как медицинская диагностика, изучение белков, тестирование лекарственных препаратов, а также в производстве структурированных материалов и поверхностей.

Во многих случаях необходимо наблюдать испарение жидкости и знать особенности этапов протекания этого процесса. Основным источником информации о таких процессах являются экспериментальные исследования. В связи с этим особый интерес представляют бесконтактные методы исследования потоков. Отсутствие воздействия на исследуемую среду и применение современных компьютерных технологий при регистрации и обработке экспериментальных данных позволяют получать больше информации об исследуемом объекте.

Для изучения гидродинамических процессов используются следующие бесконтактные оптические методы: классические теневые методы, рефракционные методы исследования потоков, такие как метод спекл полей и компьютерно-лазерный рефракционный метод, а также метод анемометрии по изображению частиц (PIV) [2].

Особое место среди современных оптических методов занимает теневой фоновый метод (ТФМ) [3]. Его достоинства заключаются в небольшом количестве оборудования, необходимого для проведения экспериментов, и в применении компьютерных технологий для регистрации и обработки экспериментальных данных.

Этот метод очень прост в реализации. Для проведения измерений необходим только специальный фоновый экран и цифровая видеокамера. Регистрация и обработка данных эксперимента осуществляется с помощью компьютера со специально установленным программным обеспечением.

В качестве фонового экрана используется белый экран с нанесенным на него рисунком, который в зависимости от характеристик исследуемых потоков может состоять из точек, линий или других объектов, нанесенных как регулярно, так и хаотически. Также в качестве фонового экрана могут использоваться естественные изображения, например, текстуры поверхности пластин из различных материалов.

Изображение фонового экрана формируется на матричном фотоприемнике цифровой видеокамеры. Между экраном и объективом располагается оптическая неоднородность (исследуемый объект), которая и вносит искажение в изображение фонового экрана. Неоднородность характеризуется зависимостью показателя преломления от координат.

В результате получают два вида изображений: изображение фонового экрана без искажения оптической неоднородностью, – опорное изображение, и изображения фонового экрана с искажениями.

Специализированная компьютерная программа анализирует оба снимка на основе стандартного метода цифровой обработки PIV-изображений и строит векторное поле, вектора которого указывают направления градиентов оптической плотности в потоке жидкости, а модули этих векторов пропорциональны модулям искомых градиентов.

В работе представлена визуализация процесса испарения капель различных жидкостей: воды, этанола и ацетона. Для проведения эксперимента была создана установка на основе теневого фонового метода с применением цифрового микроскопа. Были получены картины визуализации капель объемом 5 мкл, испаряющихся с горизонтальной плоской подложки.

Список литературы

1. Helbig K., Alexeev A., Gambaryan-Roisman T., Stephan P. Evaporation of falling and shear-driven thin films on smooth and grooved surfaces // Flow, Turbulence and Combustion. 2005. №75. P.85-104.
2. Белозеров А.Ф. Оптические методы визуализации газовых потоков. Казань: Изд-во КГТУ. 2007. 747 с.
3. Meier G.E.A. Computerized background-oriented schlieren // Experiments in Fluids. 2002. 33. P.181-187.

В.В. ЛЫЧАГОВ, А.Л. КАЛЬЯНОВ, В.П. РЯБУХО
Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

ВЛИЯНИЕ ДИСПЕРСИИ НА СИГНАЛ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО МИКРОСКОПА С ШИРОКОПОЛОСНЫМ ИСТОЧНИКОМ СВЕТА

Дисперсионные характеристики интерференционной схемы и исследуемого объекта могут оказывать существенное влияние на возможность визуализации оптической структуры объекта в системе интерференционной микроскопии. В настоящей работе приведены результаты численного моделирования дисперсионных эффектов в интерферометрии в белом свете.

Изучение дисперсионных эффектов в когерентно-оптических методах исследования оптической структуры объектов имеет большое значение для правильной оценки разрешающей способности системы и достоверности получаемых результатов [1-3]. Влияние дисперсии может приводить к уширению интерференционного импульса, возникновению частотной модуляции и дополнительного фазового набега [2, 3]. При исследовании объектов со сложной оптической структурой такая трансформация интерференционного сигнала, кроме снижения разрешающей способности схемы, может приводить к качественному искажению сигнала. Могут формироваться ложные импульсы от несуществующих границ и неоднородностей в объекте при одновременной деградации полезного сигнала. Причин возникновения некомпенсированного диспергирующего слоя может быть несколько: дефекты оптических элементов интерферометра, главным образом, делителя; выраженные дисперсионные свойства самого объекта; необходимость визуализации оптической структуры, расположенной за толстым слоем диспергирующего материала [3].

На рис. 1 изображены огибающие интерференционных импульсов когерентности, представленные в шкале смещений опорного зеркала Δz_M . Импульсы рассчитаны при условии, когда в одном из плеч интерферометра находится слой диспергирующего материала геометрической толщины d . На рис. 2 приведены зависимости контраста интерференционных полос, наблюдаемых в интерференционном микроскопе, а также зависимость смещения центра интерференционного импульса в шкале Δz_M от геометрической толщины диспергирующего слоя.

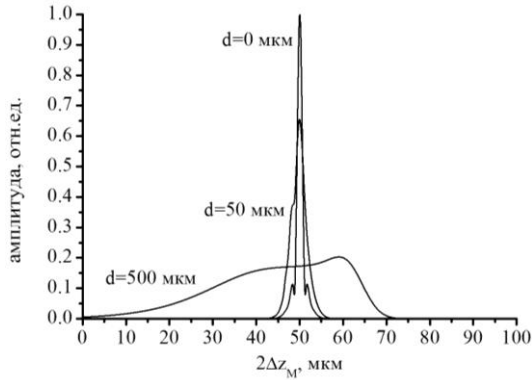


Рис. 1. Огибающие интерференционных импульсов когерентности при различной толщине диспергирующего слоя в одном из плеч интерферометра

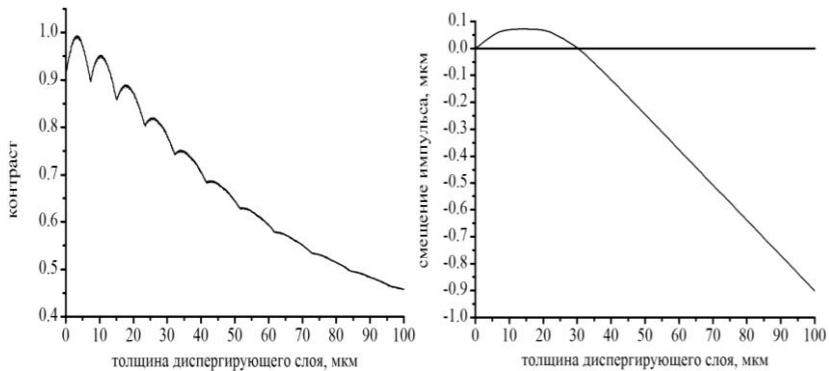


Рис. 2. Зависимость контраста интерференционных полос и смещения интерференционного импульса от геометрической толщины диспергирующего слоя

Список литературы

1. Лычагов В.В., Рябухо В.П., Кальянов А.Л., Смирнов И.В. Низкокогерентная интерферометрия слоистых структур в полихроматическом свете с цифровой записью и обработкой интерферограмм // Компьютерная оптика. 2010. Т. 4. №4. С.23-36.
2. Danielmeyer H.G., Weber H.P. Direct measurement of the group velocity of light // Phys. Rev. A. 1971. V.3. P.1708.
3. Hitzengerber C.K., Baumgartner A., Fercher A.F. Dispersion induced multiple signal peak splitting in partial coherence interferometry // Opt. Commun. 1998. V.154. P.179.

В.И. БУСУРИН, ЗВЕЙ НЭЙ ЗО,
О.Д. ДВОРНИКОВА, О.А. МИЩЕНКО
*Московский авиационный институт
(национальный исследовательский университет)*

ИССЛЕДОВАНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ДАВЛЕНИЯ НА ОСНОВЕ ОПТИЧЕСКОГО ТУННЕЛЬНОГО ЭФФЕКТА

Рассмотрено влияние неравномерности прогиба воспринимающего элемента преобразователя давления на основе оптического туннелирования на его характеристики.

В преобразователе давления на основе оптического туннельного эффекта вид функции преобразования, определяется в основном двумя зависимостями: зависимостью отражательной способности границ раздела сред «призма–воздух–мембрана» от зазора d между основанием призмы и мембраной $R_d=f(d)$ и зависимостью зазора d между основанием призмы и мембраной от приложенного внешнего давления $d=f(p)$ [1]. Приблизительно мощность оптического излучения $P_{\text{ФП}}$ можно определять по центральному лучу источника излучения мощностью $P_{\text{ИИ}}$ на модулируемой грани призмы. Для определения мощности оптического излучения на фотоприемнике $P_{\text{ФП}}$ предлагается использовать уточненную математическую модель, которая учитывает переменность зазора для различных точек контакта оптического излучения с модулируемой гранью призмы [2]. Если источник излучения создает круглое оптическое пятно радиусом $r_{\text{св}}$ на перпендикулярной направлению излучения поверхности, то мощность оптического излучения $P_{\text{ФП}}$ определяется путем численного интегрирования в пределах получаемой эллиптической области с учетом переменности зазора $d(p, r, \varphi)$ вдоль границы раздела «мембрана–призма».

Производя расчеты по предложенной уточненной модели с учетом переменности зазора, определено влияние величины радиуса $r_{\text{св}}$ круглого оптического пятна на мощность оптического излучения $P_{\text{ФП}}^{\text{уточн}}$ (рис. 1) при параметрах преобразователя: $P_{\text{ИИ}}=1\text{мВт}$, $k_{\text{потерь}}=0,1$, $R_{\text{м}}=1,5\text{мм}$, $h_{\text{м}}=0,5\text{мм}$, $d_0=1\text{мм}$, $p=0\dots 10\text{МПа}$.

При этом, если производить расчет мощности оптического излучения $P_{\text{ФП}}$ по приближенной модели, то указанного влияния не наблюдается. В результате реальная выходная мощность оптического преобразователя (с фиксированными конструктивными параметрами) при измерении максимального давления будет принимать большие значения,

чем получаемые по приближенной модели. При увеличении радиуса круглого оптического пятна $r_{\text{св}}$ увеличивается погрешность расчетов мощности оптического излучения по приближенной модели $P_{\text{ФП пригл}}$ (при радиусе пятна, равном радиусу мембраны, погрешность составит до 75%) (рис. 2), и необходимо пользоваться уточненной моделью $P_{\text{ФП уточн}}$.

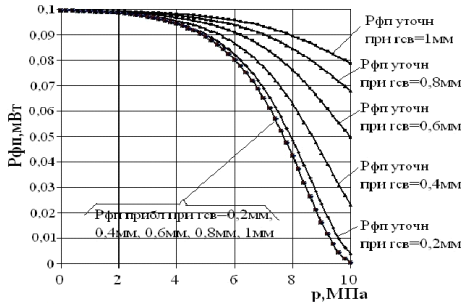


Рис. 1. Зависимость мощности оптического излучения $P_{\text{ФП уточн}}$ и $P_{\text{ФП пригл}}$ от давления

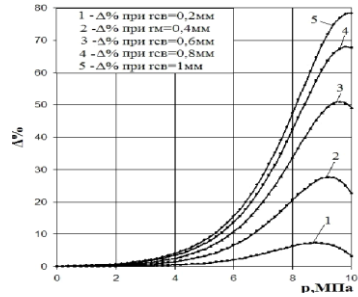


Рис. 2. Зависимость погрешности расчётов $P_{\text{ФП уточн}}$ по сравнению с $P_{\text{ФП пригл}}$ от давления

При увеличении радиуса мембраны диапазон измерения давления становится меньше, что может быть скомпенсировано увеличением толщины мембраны. С увеличением радиуса мембраны и уменьшением толщины мембраны происходит уменьшение погрешности расчетов мощности оптического излучения при использовании уточненной модели $P_{\text{ФП уточн}}$ по сравнению с приближенной моделью $P_{\text{ФП пригл}}$. Увеличение начального зазора d_0 приводит к увеличению диапазона измеряемых давлений с увеличением погрешности по приближенной модели $P_{\text{ФП пригл}}$ по сравнению с уточненной моделью $P_{\text{ФП уточн}}$. При моделировании характеристик преобразователя определено, например, что для получения максимального прогиба мембраны ($d \approx 1 \mu\text{м}$) с радиусом световода $r_{\text{св}} = 0,2 \text{ мм}$ могут быть выбраны следующие значения толщины и радиуса мембраны: $h_m = 0,5 \text{ мм}$, $R_m = 1,5 \text{ мм}$. Показано, что для определения мощности оптического излучения $P_{\text{ФП}}$ с меньшей погрешностью при давлениях до нескольких МПа следует использовать предложенную уточненную модель.

Список литературы

1. Бусурин В.И., Носов Ю.Р. Волоконно-оптические датчики. М.: Энергоатомиздат, 1990.
2. Бусурин В.И., Шток К.В., Звей Нэй Зо Преобразователи давления и силы на основе оптического туннельного эффекта // Приборы. 2010. № 2. С.1–5.

М.И. БЕЛОВОЛОВ², Э.Ф. ЗАЙНУЛЛИН^{1,2}, С.Н. ТУРТАЕВ^{1,2}¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»²Научный центр волоконной оптики РАН, Москва

ГИДРОФОН НА ОСНОВЕ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА

В работе исследована зависимость дополнительных оптических потерь у ряда стандартных одномодовых оптических волокон в зависимости от Δn и радиуса намотки волокна. Проведено сравнение чувствительности волоконных интерферометров Саньяка и Майкельсона к акустическим воздействиям. Опираясь на полученные данные создан волоконно-оптический гидрофон.

Волоконно-оптические гидрофоны разрабатывались в расчете на применение в многоэлементных гидроакустических антеннах с временным методом мультиплексирования [1], по схеме рис. 1, а сами датчики могут строиться по схеме равноплечевого волоконного интерферометра Майкельсона (б) или Саньяка с несимметричной чувствительностью (в). Предполагаемое число гидрофонов Γ_i в одной антенне составляет $N \sim 50$.

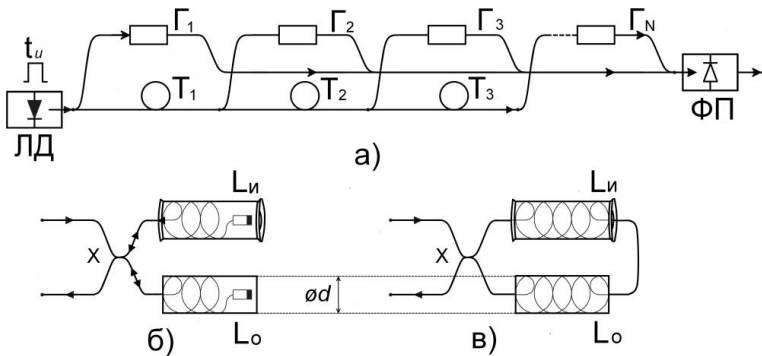


Рис. 1. Оптические схемы N-элементной гидроакустической антенны (а) и гидрофонов на базе волоконных интерферометров Майкельсона (б) или Саньяка (в)

При построении многоэлементных гидроакустических антенн важно достижение минимальных оптических потерь в отдельно взятом гидрофоне[2]. При этом основным источником оптических потерь являются дополнительные потери при намотке волокна на цилиндры в конструкциях датчиков-гидрофонов.

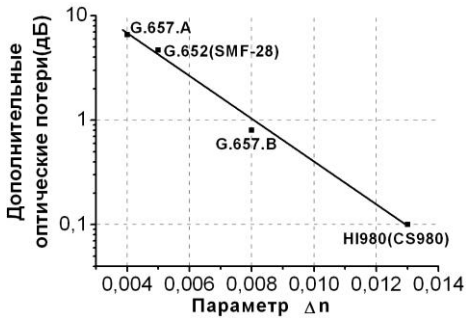


Рис. 2. Экспериментальная зависимость дополнительных оптических потерь от параметра Δn в одномодовых оптических волокнах длиной 25 м, намотанных на цилиндр диаметром 32 мм

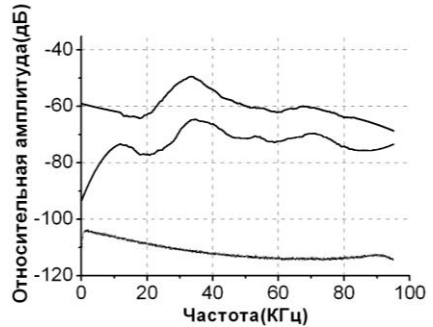


Рис. 3. Сравнительная АЧХ волоконных гидрофонов в схемах Майкельсона с длиной плеч 25 м (верхний) и Саньяка длиной 530 м (средний). Нижняя кривая соответствует уровню шумов

В данной работе исследована зависимость дополнительных оптических потерь у ряда стандартных одномодовых оптических волокон в зависимости от разности показателей преломления сердцевины и оболочки (Δn) при намотке волокна длиной 25 м на катушку диаметром 32 мм. График полученной зависимости показан на рис. 2. Из полученных экспериментальных данных следует, что для создания гидроакустических антенн с малыми оптическими потерями необходимо выбирать оптические волокна с параметрами, близкими к стандарту HI980 (CS980) с $\Delta n \sim 0,014$, а минимальный диаметр катушек в конструкции гидрофонов должен быть около $d = 30 \pm 2$ мм.

Измерены АЧХ волоконных гидрофонов на основе интерферометров Саньяка и Майкельсона (рис. 3). Сравнительный анализ показал, что удельная чувствительность (на метр волокна) гидрофона в схеме Майкельсона примерно в 200 раз выше, чем в схеме Саньяка.

Опираясь на проведенные исследования, был разработан и изготовлен волоконно-оптический гидрофон по схеме интерферометра Майкельсона с общими потерями ~ 1 дБ, что позволит реализовать квазираспределенную систему с временным мультиплексированием из 50 чувствительных элементов.

Список литературы

1. Kirkendall C.K, Dandridge A. Overview of high performance fiber-optic sensing // J.Phys. D: Appl.Phys. 2004. V.37. P.R197-R216.
2. Peng G.D., Chu P.L. Optical fiber hydrophone systems // Ch.9. In "Fiber optic sensors", Second Edition / Edited by P.B. Ruffin, F.T.S. Yu. CRC Press, 2008. P.367.

Ю.Н. КУЛЬЧИН, О.Б. ВИТРИК, Н.П. КРАЕВА

*Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток***БЕСКОНТАКТНЫЙ ЛАЗЕРНЫЙ МЕТОД МОНИТОРИНГА ПАРАМЕТРОВ ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ**

Разработан оптический бесконтактный метод мониторинга параметров гидроакустических колебаний, позволяющий измерять характеристики низкочастотных сигналов, из воздушной среды, без механического контакта с водой. Метод обеспечивает пороговую чувствительностью ~ 40 Па, и имеет линейную амплитудно-частотную характеристику в диапазоне $10 \div 90$ Гц.

Сейсмическая активность границ геологических разломов находящихся большей частью под водой, является источником широкого диапазона гидроакустических сигналов, низкочастотная составляющая которых слабо затухает в морской воде и может распространяться на десятки километров с наименьшими потерями. Регистрация параметров таких колебаний актуальна не только для обеспечения безопасной жизнедеятельности населения в сейсмоактивной области Земли, но важна для решения фундаментальных проблем геодинамики [1]. Всё более важную роль в решении задач мониторинга гидроакустических сигналов приобретают бесконтактные оптические методы, позволяющие измерять параметры низкочастотных сигналов из воздушной среды без механического контакта с водой. Поэтому целью работы является разработка оптического бесконтактного метода регистрации параметров гидроакустических колебаний.

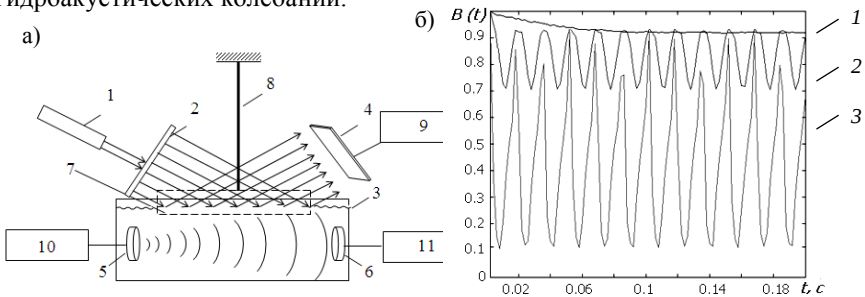


Рис. 1. Экспериментальные исследования. схема установки (а); зависимости корреляционной функции (б): 1 – в отсутствии акустического давления; 2 – модуляции $B(t)$ при возбуждении в водной среде акустического сигнала частотой 60 Гц; 3 – модуляции $B(t)$ при наличии стеклянной плоскости на водной поверхности

Рис. 1а поясняет схему эксперимента. Когерентное излучение He-Ne лазера ($\lambda = 633$ нм) 1 рассеивается диффузным объектом 2, отражается поверхностью воды 3, и направляется на ПЗС матрицу высокоскоростной видеокамеры 4. При возбуждении в водной среде низкочастотного акустического сигнала, спекловая картина испытывает дополнительные изменения, следствием чего является модуляция корреляционной функции по закону близкому к синусоидальному, с частотой равной частоте акустического сигнала (рис. 1б, кривая 2).

Минимальное зарегистрированное акустическое давление в бассейне определялось шумами регистрирующей ПЗС системы и оказалось равным ~ 40 Па. Оно оказывается приблизительно в 70 раз более высоким, чем минимальное давление, зарегистрированное контрольным высокочувствительным гидрофоном низкочастотного диапазона (тип МПУ 2575). Как видно, чувствительность предлагаемого метода оказывается хуже чувствительности методов основанных на использовании погружных пьезокерамических гидрофонов, однако она представляется высокой по сравнению с чувствительностью других бесконтактных методов измерения низкочастотного акустического давления [2]. Проведённые измерения также показали, что предлагаемый метод имеет линейную амплитудно-частотную характеристику по крайней мере в диапазоне $10 \div 90$ Гц. В реальных условиях использование предлагаемого метода возможно в случае неподвижной водной поверхности или если частотный диапазон поверхностного волнения лежит вне исследуемого акустического диапазона. В лабораторных условиях метод может оказаться полезным в случае, когда присутствие погружного гидрофона может существенно повлиять на распределение гидроакустического поля. Проведённые нами измерения показали, что наличие низкочастотного акустического давления может быть зарегистрировано предлагаемым методом в предельно малых бассейнах объёмом ~ 4 см³.

Список литературы

1. Баханов В.В., Зуйкова Э.М., Кемарская О.Н. Титов В.И. Определение спектров волнения по оптическому изображению морской поверхности. Известия высших учебных заведений. Радиофизика. 2006. Т.49. №1. С.53-63.
2. Лямшев Л.М. Лазеры в акустике. Успехи физических наук. 1987. Т.151. №3. С.479-527.

Е.В. БАСИСТЫЙ, В.А. КОМОЦКИЙ, Ю.М. СОКОЛОВ

*Российский университет дружбы народов, Москва***МОДУЛЯТОР КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
ДИФРАКЦИОННОГО ТИПА**

Предлагаемое устройство обеспечивает линейную модуляцию мощности излучения, пропорциональную механическому отклонению модулирующего блока и может применяться в широком диапазоне длин волн когерентного излучения видимого и инфракрасного диапазона. Проведено экспериментальное исследование макета модулятора.

Модулирующий блок, состоит из дифракционной решетки на подвижной платформе, закрепленной на оси поворота. Решётка имеет прямоугольный профиль типа «меандр», и её поверхность характеризуется высоким коэффициентом отражения (нанесена металлическая пленка). Глубина решетки h составляет величину порядка нескольких длин световой волны λ .

Пучок излучения лазера направляется на дифракционную решетку под углом Θ и дифрагирует на ней. С помощью щелевого пространственного фильтра выделяют излучение нулевого порядка дифракции. К платформе присоединён электромеханический вибратор, при включении которого, платформа совершает угловые колебания с амплитудой $\Delta\Theta$ вокруг оси. В результате углового отклонения решетки изменяется мощность лазерного излучения в нулевом порядке дифракции, а также изменяется угловое положение нулевого порядка в пространстве. Возникает модуляция мощности выходного пучка и пространственная модуляция

График расчётной зависимости мощности нулевого порядка дифракции, от угла падения, полученный ранее в [2], изображен на рис. 1.

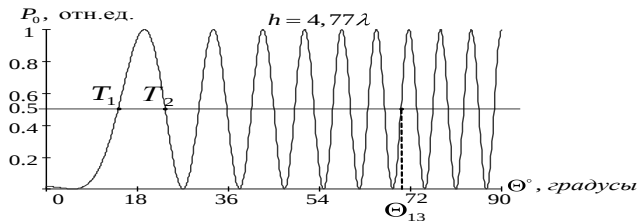


Рис. 1. График зависимости мощности нулевого порядка дифракции от угла падения лазерного пучка P_0 Θ при глубине рельефа $h = 4,77\lambda$

Направив излучение лазера на решётку под углом Θ_{13} , который обозначен на рис. 1 пунктиром и соответствует середине линейного участка зависимости $P_0(\Theta)$, можно добиться линейности модуляционной характеристики. Экспериментальное исследование макета модулятора производилось, с использованием полупроводникового лазера с длиной волны $\lambda = 0,65 \text{ мкм}$.

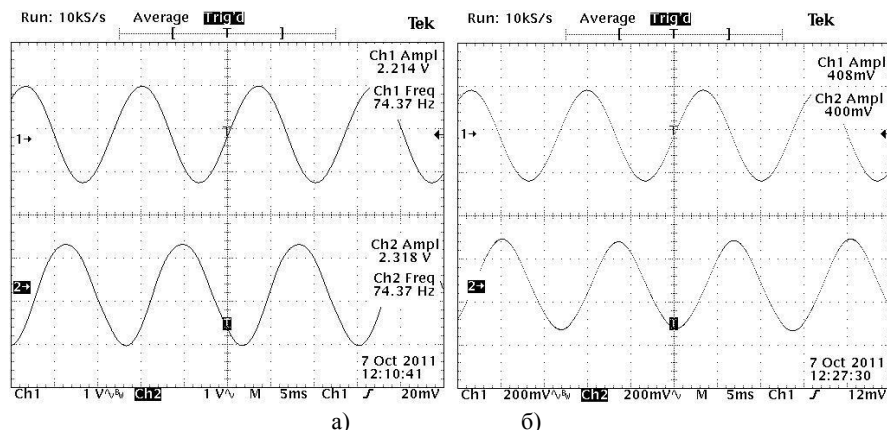


Рис. 2. Осциллограммы напряжения на электромеханическом вибраторе (верхние кривые) и на выходе фотодетектора (нижние кривые):
 а) размах напряжения на электромеханическом вибраторе 2.2 В,
 б) размах напряжения на электромеханическом вибраторе 0.4 В

В ходе экспериментов было установлено, что в широком динамическом диапазоне (более 20 дБ) зависимость выходной мощности лазера от входного напряжения, задаваемого генератором, близка к линейной. На рис. 2 наблюдается визуально неискаженная гармоническая зависимость выходной мощности от входного воздействия.

Модулятор этого типа может быть применен в различных диапазонах длин волн.

Список литературы

1. Комоцкий В.А., Соколов Ю.М. Модулятор лазерного излучения. Патент на изобретение № 2411620 от 13.08.2009г.
2. Комоцкий В.А., Соколов Ю.М., Басистый Е.В. Метод измерения глубины периодических рельефных отражателей поверхностных акустических волн лазерным зондированием // Радиотехника и электроника. Т.56. №.2. С.243-248.

И.А. ЛЕВИН

Пензенский государственный университет архитектуры и строительства

ВОЗМОЖНОСТИ ДИФРАКЦИОННО-РЕФРАКЦИОННЫХ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ ВАКУУМНОГО УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ДИАПАЗОНА

Показаны возможности компоновки фотолитографического объектива для целей ВУФ-литографии на основе дифракционных линз. Предложены методы коррекции хроматизма таких систем, и пути снижения пространственной частоты дифракционной микроструктуры формируемой на поверхности подложки.

Проекционная фотолитография на сегодняшний день является основным технологическим процессом формирования топологического рисунка интегральных схем. Всевозрастающие требования к оптике фотолитографического оборудования вынудили освоить коротковолновую часть электромагнитного спектра и прежде всего вакуумную ультрафиолетовую (ВУФ-) область. Существующие рефракционно-линзовые фотолитографические объективы, работающие в указанном интервале, имеют весьма сложную оптическую схему, состоящую из нескольких десятков элементов. В то же время известно, что объективы, содержащие не более трех плоских дифракционных линз (ДЛ), обладают уникальными коррекционными возможностями, так как могут быть свободны одновременно от всех монохроматических aberrаций двух низших порядков за исключением второй комы пятого порядка. Увеличение числа ДЛ до пяти, чьи дифракционные структуры размещены на сферических поверхностях, открывает возможность эффективной коррекции монохроматических aberrаций высших порядков. В результате по размеру поля высококачественного изображения такие чисто дифракционные объективы могут конкурировать с традиционными рефракционно-линзовыми аналогами.

Недостатком чисто дифракционных объективов является невозможность устранения хроматизма первого порядка, что приводит к существенному падению разрешения даже при использовании квазимонохроматических источников с шириной спектральной линии в несколько десятых долей пикометра. Кроме того, ДЛ из которых состоит оптическая система, обладают высокой пространственной частотой дифракционных микроструктур, что ограничивает практически достижимую дифракционную эффективность (ДЭ). Действительно периоды микроструктур ДЛ на краю апертуры близки к длине волны

используемого излучения и в ВУФ-области это допускает изготовление лишь бинарной структуры с $DЭ \leq 40\%$. С целью коррекции хроматических аберраций, а также придания механической стабильности дифракционным оптическим элементам, в схему чисто дифракционного объектива были введены асферические подложки. Придание подложкам небольшой оптической силы позволило снизить не только хроматизм системы, но и пространственную частоту микроструктур ДЛ. Один из фотолитографических объективов с такими подложками был рассчитан, в частности, на излучение AgF-эксимерного лазера с центральной длиной волны квазимонохроматической линии 193 нм и увеличение $\times 0,2$ [1]. Максимальная пространственная частота микроструктур ДЛ объектива составила 1131 мм^{-1} , а интенсивность Штреля более 0,99 по всему полю изображения 24 мм при допустимой ширине квазимонохроматической линии используемого излучения $\pm 0,4 \text{ пм}$. Однако значения пространственных частот дифракционных микроструктур рассчитанного фотолитографического объектива не позволяют изготавливать ДЛ с высокой ДЭ. Поэтому для дальнейшего снижения пространственной частоты микроструктур требовалось уменьшить оптические силы высокочастотных ДЛ. Это достигалось включением в схему асферической рефракционной линзы (РЛ) изготовленной из того же материала, что и подложки. Оптическая сила, а также место расположения этой РЛ ограничивались с тем, чтобы вносимые ею полевые аберрации были минимальны. В итоге, пространственную частоту микроструктур всех ДЛ удалось снизить до значений $\leq 795 \text{ мм}^{-1}$, сохранив поле высококачественного изображения 24 мм при допустимой ширине квазимонохроматической линии используемого излучения $\pm 0,4 \text{ пм}$.

На заключительном этапе снижения пространственной частоты микроструктур ДЛ требовалось перейти на второй порядок дифракции. В результате пространственная частота микроструктур всех ДЛ снизилась до $\leq 320 \text{ мм}^{-1}$. При этом в пределах поля 24 мм при допустимой ширине квазимонохроматической линии используемого излучения $\pm 0,4 \text{ пм}$ интенсивность Штреля не ниже 0,99, что свидетельствует о дифракционно-ограниченном качестве получаемого изображения.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009–2013 годы (Госконтракт 16.740.11.0145).

Список литературы

1. Greisukh G.I., Ezhov E.G., Levin I.A., Stepanov S.A. Design of the double-telecentric high-aperture diffractive-refractive objectives // Applied Optics. 2011. V.50. №19. P.3254-3258.

А.А. ЕЗЕРСКАЯ, О.А. СМОЛЯНСКАЯ, И.В. РОМАНОВ¹,
С.Е. ПАРАХУДА, Я.В. ГРАЧЁВ, А.О. ГОНЧАРЕНКО²

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

¹*Томский государственный университет*

²*Краснодарский филиал ФГУ «МНТК «Микрохирургия глаза» им. С.Н. Федорова»*

ТГЦ СПЕКТРЫ ПРОПУСКАНИЯ И ОТРАЖЕНИЯ ПАТОЛОГИЧЕСКИ ИЗМЕНЁННЫХ ХРУСТАЛИКА ГЛАЗА И ТВЁРДЫХ ТКАНЕЙ ЗУБА ЧЕЛОВЕКА

Показана корреляция между интенсивностью отражённого ТГц излучения и степенью патологии, выявлены характерные для кариеса ТГц линии поглощения, что дает уникальную возможность достаточно достоверно диагностировать патологии *in vivo*, в том числе на ранних стадиях. Временная структура сигнала ТГц рефлектометрического томографа позволяет определить пространственное распределение плотности в хрусталике.

В связи с актуальностью реализации ряда задач в работе исследованы ТГц спектры пропускания и отражения катарактально измененных хрусталиков глаза человека с различной степенью плотности ядра и твёрдых тканей зуба человека с различной степенью поражения кариесом. Для хранения хрусталиков использовалась среда Борзенка-Мороз, для твёрдых тканей зуба – хлорамин. Материал сохранялся в течение 7 суток при температуре +5–+8 градусов по Цельсию.

Экспериментально установлено, что пропускание кариозной эмали (КЭ) составляет около 10%, а характерные линии поглощения – 0,66 ТГц

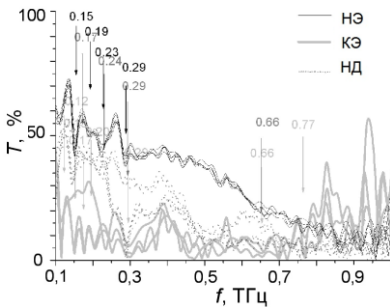


Рис. 1. Спектры пропускания
КЭ, НЭ и НД

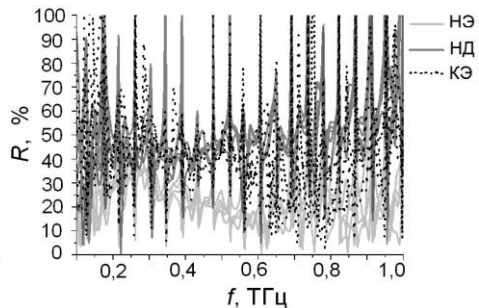


Рис. 2. Спектры отражения КЭ, НЭ и НД

и 0,77 ТГц, нормального дентина (НД) – около 30%, нормальной эмали (НЭ) – около 40%. (рис. 1-2). Отражение от НЭ в интервале 0,44–0,64 ТГц находится на уровне 20–15%, в то время, как для кариозных эмали и дентина отражение порядка 40% (рис. 4). Отражение ТГц излучения диапазона частот 0,6 - 0,9 ТГц от хрусталика с 4-й степенью плотности ядра составляет 20-30 %, а от хрусталика с 3-й степенью - порядка 5-15 % (рис. 3). Временная задержка между отражёнными от хрусталика с 3-й степенью плотности ядра импульсами составляет 6 пс, что соответствует оптической длине в 1,8 мм (рис.4). При 4-й степени катаракты плотность занимает весь объем хрусталика, происходит лишь одно отражение от поверхности хрусталика.

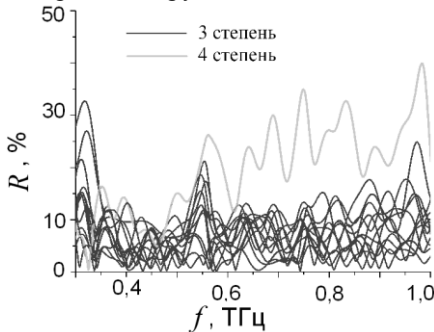


Рис. 3. Спектры отражения катарактально изменённого хрусталика с различной степенью плотности ядра

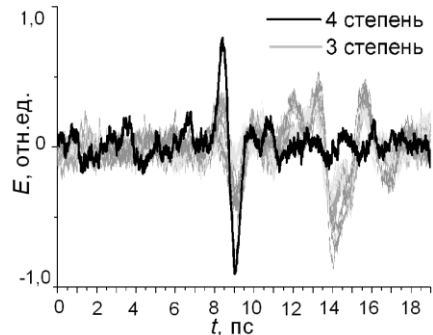


Рис. 4. Временная форма ТГц импульса, отражённого от катарактально изменённых хрусталиков

Отражательная способность рассмотренных патологий в ТГц диапазоне 0,1–1 ТГц с усугублением степени поражения увеличивается, что дает уникальную возможность достаточно достоверно диагностировать патологии *in vivo*, в том числе на ранних стадиях за счёт характерных линий поглощения. Временная структура сигнала ТГц рефлектометрического томографа позволяет определить пространственное расположение плотности в хрусталике.

Список литературы

1. Линник Л.А., Король А.Р., Задорожный О.С. Этапы становления и развития отечественной лазерной офтальмологии. ГУ Институт глазных болезней и тканевой терапии им. В.П. Филатова АМН Украины». Газета «Новости медицины и фармации» Офтальмология (363) 2011 (тематический номер) / Достижения и перспективы.
2. Назаров М.М., Шкуринов А.П., Кулешов Е.А., Тучин В.В.. Терагерцовая импульсная спектроскопия биологических тканей // Квантовая электроника. 2008. Т.38(7). С.647–654.
3. Stomatlife. Диагностика кариеса [Электронный ресурс]. Режим доступа: свободный. <http://www.stomatlife.ru/articles/stomat/240-diagnostikakariesa> (дата обращения 10.07.2011).

Р.В. РОМАШКО, Т.А. ЕФИМОВ, А.В. НЕПОМНЯЩИЙ,
Ю.Н. КУЛЬЧИН

Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток

СЕНСОР СВЕРХМАЛЫХ МАСС НА ОСНОВЕ АДАПТИВНОГО ГОЛОГРАФИЧЕСКОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА

Разработан и реализован сенсор для измерения масс микро- и наномасштабных объектов на основе адаптивного голографического интерферометра с использованием ортогональной схемы записи динамической голограммы в фоторефрактивном кристалле.

Фундаментальные и прикладные исследования в области нанометрологии не обходятся без измерения сверхмалых масс [1]. Наиболее предпочтительным подходом к определению массы микро и нанообъектов является резонансное микровзвешивание, которое заключается в определении частоты собственных колебаний самих микрообъектов, либо колебательных систем, к которым эти микрообъекты присоединятся [2].

В настоящей работе разработан и реализован сенсор сверхмалых масс на основе адаптивного голографического интерферометра [3]. Ключевым элементом сенсора является механический микроосциллятор, в качестве которого использовался микрокантилевер. Собственные колебания кантилевера возбуждались лазерным импульсом наносекундной длительности на длине волны 532 нм. В свою очередь, регистрация колебаний осуществлялась с помощью адаптивного голографического интерферометра на основе динамической голограммы, формируемой в кристалле CdTe в ортогональной геометрии двухволнового векторного взаимодействия.

Микрообъекты, массы которых подлежали измерению, помещались на кантилевер методом напыления. Под воздействием лазерных импульсов часть микрообъектов отделялась от кантилевера (рис. 1), что вызывало увеличение частоты собственных колебаний (рис. 2).

На графике, изображенном на рис. 2, частота собственных колебаний кантилевера вначале практически не меняется, затем в течении 2 импульсов увеличивается на 1380 Гц, что соответствует уменьшению массы кантилевера на $233 \pm 24 \times 10^{-12}$ г.

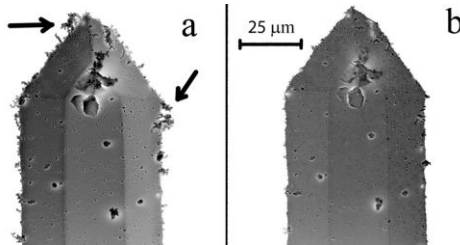


Рис. 1. Снимки кантилевера: до воздействия лазерных импульсов (а), после воздействия 30 лазерных импульсов (б). Стрелками указаны микрообъекты

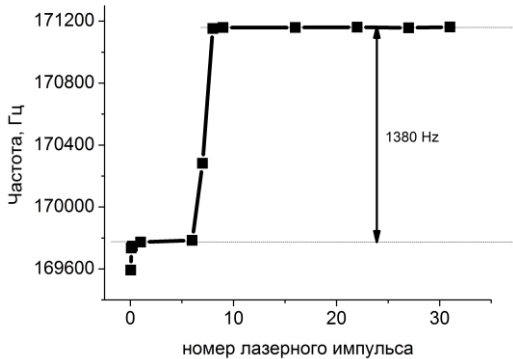


Рис. 2. Экспериментально полученная зависимость частоты собственных колебаний кантилевера от номера лазерного импульса

Разработанный сенсор сверхмалых масс может найти применение в метрологии для измерения масс различных микро- и нанообъектов, в биологических и биомедицинских исследованиях (детектирование вирусов, молекул ДНК, белков).

Работа поддержана Министерством образования и науки РФ (ГК 11.519.11.3002).

Список литературы

1. Wilkening G., Koenders L. Nanoscale calibration standards and methods: dimensional and related measurements in the micro- and nanometer range. Weinheim: Wiley-VCH Verlag, 2005.
2. Gupta S.V. Nano-technology for detection of small mass difference // J. Metrology Society of India. 2008. V.23. No.3. P.177-192.
3. Stepanov S.I. Adaptive interferometry: a new area of applications of photorefractive crystals // International Trends in Optics. New York, London: Academic Press, Inc., 1991. Ch.9.

О.Т. КАМЕНЕВ, Ю.С. ПЕТРОВ, В.А. КОЛЧИНСКИЙ
Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток

СОЗДАНИЕ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОЙ СЕТИ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ПАРАМЕТРОВ ДЕФОРМАЦИОННЫХ ВОЗДЕЙСТВИЙ

Данная работа посвящена исследованию физических и технологических основ построения волоконно-оптической измерительной сети (ВОИС) для регистрации параметров деформационных воздействий.

В данной работе использовался метод оптической временной рефлектометрии (OTDR) [1]. Разработан чувствительный элемент (ЧЭ), при воздействии на который его центральный стержень опускается и изгибает волоконный световод (ВС), что в свою очередь приводит к изменению мощности обратно отраженного оптического излучения; после прекращения воздействия волокно приводилось в исходное состояние, так как упругая среда возвращала свою форму (рис. 1а). В связи с тем, что мощность отраженного оптического излучения при изгибе ВС зависит от радиуса кривизны, что в свою очередь зависит от расстояния между опорными стержнями (рис. 1б), для выбора оптимального расстояния между ними было проведено исследование, в котором воздействие на ЧЭ производилось двумя существенно разными массами ($m_1=3 \cdot m_2$), а также изменялось расстояние между стержнями.

Измерительная линия (ИЛ) на основе одномодового ВС представлена на рис. 2а. Для обеспечения оптимальной работы разработанной ИЛ необходимо знать минимальное расстояние между ЧЭ (рис. 2б).

На основании полученных данных, был реализован макет ВОИС, который представляет собой твердую основу, на которую уложена мягкая амортизирующая подложка, поверх которой размещаются ЧЭ на основе

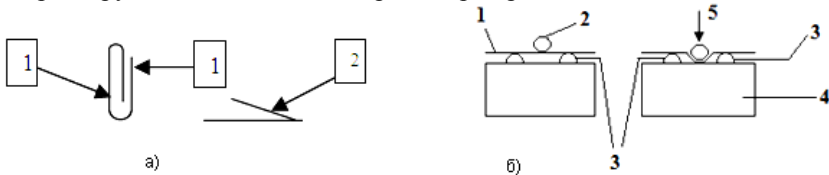


Рис. 1. ЧЭ амплитудного датчика: 1 - опорные стержни, 2 - давящий стержень (а); экспериментальная установка для исследования пригодности различных типов ВС для ВОИС (1 - волоконный световод, 2 - давящий стержень, 3 - опорные стержни, 4 - упругая среда, 5 - воздействие массой (б))

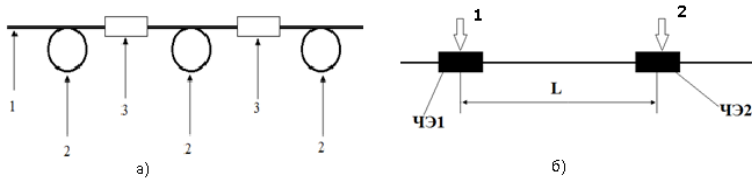


Рис. 2. ИЛ на основе одномодового ВС: 1 - ВС, 2 - кассета с запасом ВС, 3 - ЧЭ (а); установка для исследования минимального расстояния между ЧЭ: L – расстояние, 1 и 2 – воздействия массой, производимые соответственно на ЧЭ1 и ЧЭ2 (б)

одно- и многомодового ВС, объединенные в ИЛ (рис. 3а). Принцип работы ВОИС заключается в следующем. При воздействии на участок волоконно-оптической измерительной сети, происходит деформация ВС, что приводит к изменению мощности оптического излучения, передаваемого по ним. Это воздействие отображается на рефлектограмме в виде «ступеньки», обозначающей уменьшение уровня оптической мощности, по местоположению которой и локализуется место воздействия (рис. 3б). Одновременно с изгибом одномодового ВС происходит деформация многомодового ВС, также приводящая к изменению мощности оптического излучения. Эти изменения регистрируются на выходе ИЛ при помощи блока из 8 фотоприемников (один на каждую ИЛ), соединенных с компьютером. На ПК эти изменения при помощи нейронной сети преобразуются в данные о массе и скорости объекта, воздействующего на сегмент ВОИС [2].

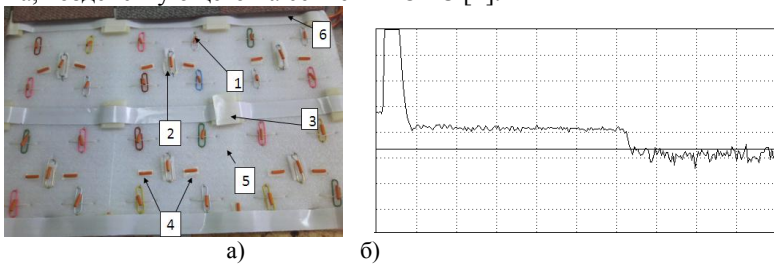


Рис. 3. Макет ВОИС: 1 - ЧЭ на основе многомодового ВС, 2 - ЧЭ на основе одномодового ВС, 3 - пружинящая подкладка, 4 - направляющая для одномодового ВС, 5 - упругая подложка, 6 - защитное покрытие из твердого материала (а); рефлектограмма (б)

Список литературы

1. Кульчин Ю.Н. Распределенные ВОД и измерительные сети. Вл-к: Дальнаука, 1999.
2. Kulchin Yu.N., Notkin B.S., Kim A.Yu., Kamenev O.T. Application of neural network in fiber-optics system of perimeter defense // Pacific Science Review. 2010. 12(1). P.98-101.

В.Д. ЗВЕРЖХОВСКИЙ, И.В. КЛЕМЯШОВ, В.П. ТЫЧИНСКИЙ
*Московский государственный технический университет радиотехники,
 электроники и автоматики*

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ СУБМИКРОННЫХ КОНГЛОМЕРАТОВ НАНОЧАСТИЦ АЛМАЗА МЕТОДОМ КОГЕРЕНТНОЙ ФАЗОВОЙ МИКРОСКОПИИ

Рассматривается метод определения оптических параметров отдельных частиц алмазов при помощи когерентной фазовой микроскопии (КФМ). На примере мелкодисперсной суспензии алмазов получены фазовые изображения и определены оптические параметры отдельных частиц диаметрами от 100 до 500 нм. Проведенные исследования демонстрируют высокое разрешение метода КФМ и могут быть использованы для визуализации частиц в клетках при их попадании в организм человека. Предложен метод визуализации частиц размером до 100 нм.

В известной литературе даётся описание ультраструктуры конгломератов наноалмазов на основании результатов полученных с помощью рентгеновской [1] и электронной микроскопии. Данными по публикациям об определении оптических параметров отдельных частиц мы не располагаем. При исследованиях использовались образцы наноалмазов, предоставленные немецкой кампанией PlasmaChem. Они представляют собой сферические конгломераты ультрадисперсных алмазов (УДА) диаметрами около 100, 150, 200 и 550 нм, состоящие из отдельных частиц - углеродных наноструктур, с характерными размерами одного нанокристалла 4-100 Å°.

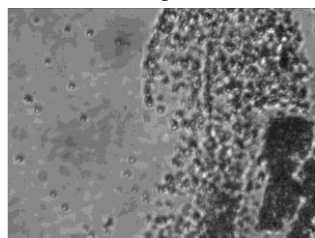


Рис. 1. Конгломераты
 УДА диаметром 550 нм

Конгломераты УДА представляли собой водную суспензию. В образцах преобладали конгломераты УДА диаметрами 100, 250 и 550 нм. Сначала препараты были исследованы на микроскопе ЛЮМАМ, оснащённом окулярной камерой DCM310. На рис. 1 показаны конгломераты УДА размером 550 нм на просвет с 60 кратным объективом. Видна круглая форма отдельных частиц УДА (левая часть рисунка). Справа - группа, состоящая из нескольких слоёв частиц.

Дальнейшие измерения проводились на КФМ Эйрискан. Для этого суспензия частиц наносилась на модифицированную для КФМ камеру Горяева. После высушивания проводились измерения. Частицы визуализировались в оптическом канале

микроскопа, затем производилась запись фазовых изображений (топограмм) выбранных частиц.

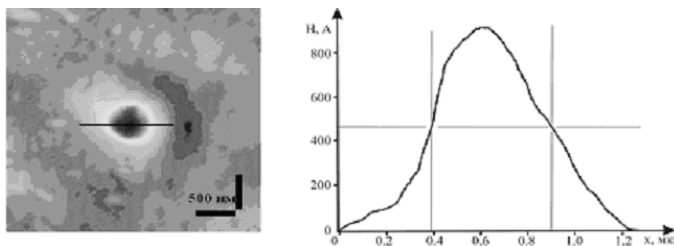


Рис. 2. Топограмма и профиль конгломерата УДА диаметром 550 нм

На рис. 2 показана топограмма конгломерата УДА диаметром 550 нм и его фазовый профиль. Определен показатель преломления частиц: $n=1,7$. Несоответствие показателя преломления табличному (для алмаза $n=2,4$) можно объяснить структурой конгломерата – наличием полостей и присутствием в частицах связанной воды. КФМ визуализирует и частицы, не различимые при помощи обычных световых микроскопов (рис. 3). Конгломераты имеют следующие диаметры: 1й – 110 нм, 2й – 220 нм, 3й – 160 нм. В контроле методом КФМ измерялись показатели преломления сфер полистирола размером 250 нм. Статистика показала отклонение измеренных значений в пределах 5 % от табличного значения 1.588. Дальнейшие измерения проводились на КФМ Эйрискан. Для этого суспензия частиц наносилась на модифицированную для КФМ камеру Горяева. После высушивания проводились измерения. Частицы визуализировались в оптическом канале микроскопа, затем производилась запись фазовых изображений (топограмм) выбранных частиц.

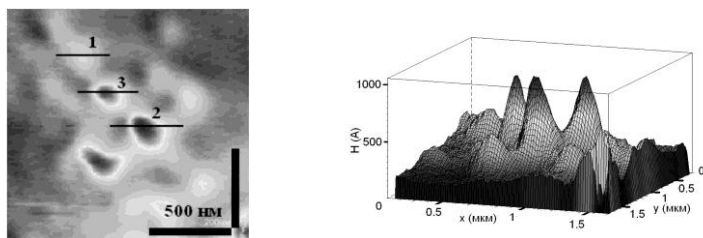


Рис. 3. Топограмма и 3D изображение группы конгломератов различных размеров

Список литературы

1. Долматов В.Ю. Ультрадисперсные алмазы детонационного синтеза: свойства и применение // Успехи химии. 2001. 70 (7). С.687-703.

С.В. КОРНЫШЕВА

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

ЗАВИСИМОСТЬ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ГОНИОМЕТРИЧЕСКОГО МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЯ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ОТ КАЧЕСТВА ИЗГОТОВЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Исследовано влияние качества изготовления оптических элементов на величину стандартной неопределенности измерения показателя преломления гониометрическим методом.

Измерения показателя преломления твердых веществ на Государственном первичном эталоне единицы показателя преломления ГЭТ 138-2010 выполняются по методу наименьших отклонений на динамическом гониометре в автоматическом режиме [1-3]. Материальными носителями единицы показателя преломления являются меры показателя преломления из комплекта, содержащего три трехгранные призмы, изготовленные из стекол оптических бесцветных различных марок. Измерения показателя преломления на эталоне ГЭТ 138-2010 выполняются методом наименьшего отклонения через измерение преломляющего угла призмы α и угла наименьшего отклонения $\varepsilon_{\min}$ [4].

Угол наименьшего отклонения $\varepsilon_{\min}$ определяется оригинальным способом, описанным ранее в статьях [1-3]. Схема реализации метода наименьших отклонений приведена на рис. 1.

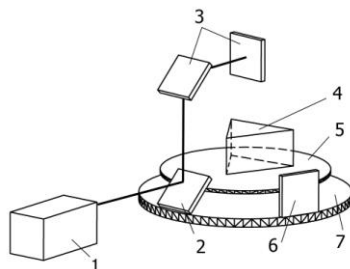


Рис. 1. Схема измерительной установки:

- 1 – нуль-индикатор, 2-3 – зеркала, 4 – трехгранная призма,
5 – неподвижная платформа, 6 – двустороннее зеркало,
7 – вращающаяся платформа

Основными оптическими элементами эталона ГЭТ 138-2010 являются трехгранная призма 4 и двустороннее плоское зеркало 6. На практике каждый из этих элементов изготавливается с определенными отклонениями от идеальной формы, такими как: неплоскостность рабочих граней призмы, пирамидальность рабочих граней призмы, клиновидность двустороннего зеркала. Неплоскостностью можно назвать дефекты, выраженные в местных отклонениях (неровностях) поверхности от идеальной плоскости, что приводит к изменению величины преломляющего угла призмы и, как следствие, угла отклонения луча призмой [5]. Ошибка пирамидальности заключается в неперпендикулярности рабочих граней основанию призмы. В результате луч, прошедший сквозь призму, отклоняется относительно оптической оси измерительной установки в вертикальном направлении, что приводит к виньетированию отраженного пучка и уменьшению его интенсивности. Наличие клиновидности подложки двустороннего зеркала вносит ошибку в результат угловых измерений: как следствие он отличается от истинного значения на величину, равную углу клина ξ . Таким образом, указанные дефекты оптических элементов эталона будут вносить дополнительный вклад в суммарную стандартную неопределенность измерения преломляющего угла призмы α , угла наименьшего отклонения $\epsilon_{\min}$ и угла падения φ .

В результате проведенных исследований получено, что для измерения показателя преломления на динамическом гониометре в автоматическом режиме по методу, реализованному в ГЭТ 138-2010 с расширенной неопределенностью $U_p = 2 \cdot 10^{-6}$ необходимо предъявлять высокие требования к качеству изготовления мер показателя преломления. Отклонение от плоскостности рабочих граней призм должно быть не хуже $\lambda/18$, а пирамидальность – не более $1'$. Влияние клиновидности подложки двустороннего зеркала на результат измерений показателя преломления можно исключить, внося соответствующие поправки.

Список литературы

1. Вишняков Г.Н., Левин Г.Г., Корнышева С.В. Государственный первичный эталон единицы показателя преломления // Изм. техника. 2004. №11. С.3-6.
2. Вишняков Г.Н., Левин Г.Г., Корнышева С.В., Зюзев Г.Н., Людомирский М.Б., Павлов П.А., Филатов Ю.В. Измерение показателя преломления на гониометре в динамическом режиме // Оптический журнал. 2005. Т.72. № 12. С.53-58.
3. Вишняков Г.Н., Корнышева С.В. Обеспечение единства измерений в рефрактометрии твердых, жидких и газообразных веществ // Изм. техника. 2005. №11. С.40-42.
4. ГОСТ 28869-90. Материалы оптические. Методы измерений показателя преломления.
5. Tentori D., Lerma J.R. Refractometry by minimum deviation: accuracy analysis // Optical Engineering. 1990. 29 (2). P.160-168.

И.Л. РАСКОВСКАЯ

Национальный исследовательский университет «МЭИ»

КОЛИЧЕСТВЕННАЯ ЛАЗЕРНАЯ ДИАГНОСТИКА ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ЖИДКОСТИ

Представлены методы количественной диагностики физических процессов в жидкости на основе лазерных измерений. Алгоритмы решения обратных задач адаптированы для случая сильной рефракции в градиентных неоднородностях. Приведены результаты моделирования и экспериментальной диагностики для динамических температурных, плотностных и акустических полей.

В работе [1] были описаны лазерные методы визуализации фазовых объектов в прозрачной жидкости, которые возникают при наличии градиентных полей температуры, давления, плотности, солёности и др. Экспериментальные изображения, полученные в результате зондирования фазовых неоднородностей узкими (сканирование), широкими (теневой метод) [2] и структурированными (лазерная рефрактография) лазерными пучками [3], могут быть использованы для количественной диагностики фазовых объектов при условии разработки методов решения обратной задачи, адаптированных к наличию сильной рефракции, характерной для жидких сред.

Методика диагностики фазовых объектов при наличии слабой рефракции (например, в случае газовых сред) во многом схожа с классической томографией, когда осуществляется послойное зондирование неоднородности и зондирующее излучение не отклоняется от исходного направления распространения. В этом случае традиционно используются приближения фазового экрана и геометрической оптики. При наличии сильной рефракции требуется учет объемных эффектов в неоднородности, приводящих к изменению интенсивности зондирующего излучения и отклонению его от исследуемого сечения [4]. Кроме того, формирование каустик в протяженной неоднородности и в области регистрации изображений не позволяет использовать указанные приближения и требует применения волновых методов описания распространения лазерных пучков.

Для решения обозначенных проблем в представленной работе были разработаны методы количественной диагностики фазовых неоднородностей, адаптированные к условиям распространения лазерных пучков при наличии выраженных градиентов физических характеристик жидкости в ее объеме и пограничных областях. Объектами исследования

являются температурные поля в пограничном слое, солестратифицированные жидкости пикноклинного типа [5] и волновые процессы в них, акустические поля в объеме жидкости и др.

На основе введения понятия структурированных пучков [6] и разработки метода лазерной рефрактографии проведено обобщение понятия плоскости зондирования на понятие области зондирования, представляющей собой семейство поверхностей, например, цилиндрических, конических или др. типа. Одновременность исследования пространственного фазового объекта во всей области зондирования позволяет исследовать динамические, в том числе волновые, характеристики физического процесса.

В рамках исследования акустических полей в жидкости рассмотрены особенности интерференционного метода диагностики ультразвука при наличии рефракции. Проведено моделирование волнового поля лазерного пучка в объеме жидкости и в плоскости регистрации [7].

Для решения обратных задач использовались: метод Абеля [8], обобщенный для случая сильной рефракции структурированного излучения; рекуррентный алгоритм реконструкции плоскостойких сред на основе трехмерных рефрактограмм [9], метод минимизации целевой функции. Представлены результаты моделирования и экспериментальной диагностики исследуемых процессов.

Особенностью предложенных алгоритмов является использование строгих аналитических и асимптотических методов, что позволяет минимизировать вычислительные ресурсы и в ряде случаев осуществлять обработку экспериментальных результатов в реальном времени.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект №10-08-0936а) и Минобрнауки РФ (ГК №14.740.11.0594).

Список литературы

1. Евтихиева О.А., Расковская И.Л., Ринкевичус Б.С. Лазерная рефрактография. М.: Физматлит, 2008.
2. Белозеров А.Ф. Оптические методы визуализации газовых потоков. Казань: изд-во Казан. гос. техн. ун-та, 2007.
3. Расковская И.Л. // Радиотехника и электроника. 2009. Т.54. №12. С.1524.
4. Кравцов Ю.А., Орлов Ю.И. Геометрическая оптика неоднородных сред. М.: Наука, 1980.
5. Расковская И.Л., Сергеев Д.А., Ширинская Е.С. // Измерительная техника. 2010. №11. С.36.
6. Дифракционная компьютерная оптика / под ред. В.А. Сойфера. М.: Физматлит, 2007.
7. Расковская И.Л. // Радиотехника и электроника. 2004. Т.49. №11. С.1382.
8. Зимин В.Д., Фрик П.Г. // ЖТФ. 1976. № 2. С.408.
9. Yesin M.V., Rinkevichius B.S., Tolkachev A.V. // Proc. SPIE. 2002. V.4900. P.1140.

А.С. МИХАЛЕВ, Е.М. МИХАЛЕВА
Национальный исследовательский университет «МЭИ»

ОСОБЕННОСТИ ВЫБОРА ЭЛЕМЕНТОВ УСТАНОВКИ ДЛЯ ТЕНЕВОГО ФОНОВОГО МЕТОДА

Целью данной работы является исследование особенностей выбора элементов для реализации теневого фонового метода на примере экспериментальной установки визуализации градиентов температуры и концентрации и установки для визуализации температурного и концентрационного полей, учитывающее как общие особенности указанных экспериментальных установок, так их различия.

Для создания экспериментальной установки, позволяющей визуализировать градиенты температуры и концентрации, а также получать температурные поля и поля концентраций, на основе теневого фонового метода необходимо рассмотреть, чем такая установка отличается от стандартной, и разработать методику подготовки и сборки специализированной установки для регистрации полей концентрации и температурных полей на основе теневого фонового метода.

Первым существенным отличием является необходимость добавления нового оборудования, которое позволяет получать граничные условия концентрации или температуры, зарегистрированные одновременно в двух точках исследуемой области [1], необходимые для нормировки полей градиентов показателей преломления, концентрации или температуры, которые можно получить с помощью стандартной установки теневого фонового метода, с целью получения поля концентраций или температурного поля.

Кроме общих отличий, свойственных как экспериментальной установке для получения поля концентраций, так и экспериментальной установке для получения температурного поля, для каждого из указанных установок есть отдельные отличия, связанные с величинами градиентов показателя преломления, возникающих при том или ином физическом явлении, а также вследствие особенностей регистрации температуры и концентрации.

В экспериментальной установке для регистрации температурных полей вместо источника освещения можно использовать обычное дневное или комнатное освещение без дополнительных источников света, так как погрешности, возникающие из-за малой освещенности намного меньше исследуемого эффекта, и, следовательно, не могут внести существенных изменений в получаемое значение температурного поля.

В качестве датчиков граничных параметров можно использовать термопары, а в качестве анализатора мультиметр.

К экспериментальной установке для регистрации полей концентрации применяются более строгие требования, так как градиенты показателя преломления, возникающие вследствие изменений концентрации газа, на несколько порядков меньше градиентов, возникающих вследствие изменений температуры, и, соответственно, на получаемом поле концентраций гораздо сильнее сказывается влияние погрешностей, вносимых элементами установки.

При регистрации полей концентрации в установке должен использоваться дополнительный источник света, так как погрешности, возникающие из-за малой освещенности, примерно равны изменениям, вызванным исследуемым процессом.

В качестве датчиков граничных условий могут быть использованы датчики концентрации газа, а в качестве анализатора газоанализатор.

Учитывая описанные выше особенности измерений была разработана последовательность действий, которую необходимо соблюдать при подготовке и сборке экспериментальных установок для регистрации температурных полей и полей концентрации.

На основе разработанной последовательности была создана инструкция по сборке экспериментальной установки, позволяющая значительно сократить время, затрачиваемое на ее подготовку и сборку для конкретной задачи, а также на настройку элементов экспериментальной установки при проведении исследований.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (ГК №16.740.11.0579 и 14.740.11.1097).

Список литературы

1. Мансурова Н.Г., Михалев А.С., Попова Е.М. Исследование температурных полей теневым фоновым методом // «Современные проблемы радиотехники и телекоммуникаций РТ-2010»: Материалы 6-ой международной молодежной научно-технической конференции, Севастополь: Изд-во СевНТУ, 2010. 519 с.

А.С. НАЗИМОВ

Научный руководитель – Г.И. ШТЕЙН¹*Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет
информационных технологий, механики и оптики**¹Институт цитологии РАН, Санкт-Петербург*

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ ЛАЗЕРНОГО СКАНИРУЮЩЕГО КОНФОКАЛЬНОГО МИКРОСКОПА

Разработаны методики и алгоритмы для проверки параметров конфокального микроскопа, а также специальный тест-объект, выполненный методом электронно-лучевой литографии и представляющий собой радиально расходящиеся лучи переменного размера.

Лазерная сканирующая конфокальная микроскопия в настоящее время широко применяется при проведении медико-биологических исследований, в материаловедении и других областях. Конфокальный микроскоп является сложным оптико-электронным прибором, и получение изображения высокого качества зависит не только от правильного выбора типа объектива, длины волны и мощности лазерного излучения, спектрального диапазона и усиления фотоприемников, параметров сканера, размера конфокальной диафрагмы, но и от юстировки и калибровки, осуществляемой фирмой-изготовителем и ее сервисными службами. Специалисты используют для этого техническую документацию, специальную аппаратуру, тестовые программы, электронные ключи, которые пользователям не предоставляются. Поэтому нами разработаны несложные методики, алгоритмы и тест-объекты для проверки параметров конфокального микроскопа.

Основным его параметром является разрешающая способность, которая подразделяется на латеральную и аксиальную. Пределы латеральной (d_{xy}) и аксиальной (d_z) разрешающей способности конфокального микроскопа зависят от одних и тех же величин [1]:

$$d_{xy} = 0.51 \lambda_v / NA; \quad d_z = 0.88 \lambda_v / (n - \sqrt{n^2 - NA^2})$$

где: λ_v – длина волны возбуждающего света; NA – числовая апертура объектива; n – показатель преломления иммерсии.

Поэтому измерив d_z с помощью простого теста с использованием зеркала [2], можно оценить и d_{xy} . По зеркалу также оцениваются хроматические aberrации микроскопа (рис. 1). Для прямого измерения d_{xy} и его асимметрии нами разработан специальный тест-объект, выполненный методом электронно-лучевой литографии и

представляющий собой радиально расходящиеся лучи переменного размера (min 50 нм) (рис. 2).

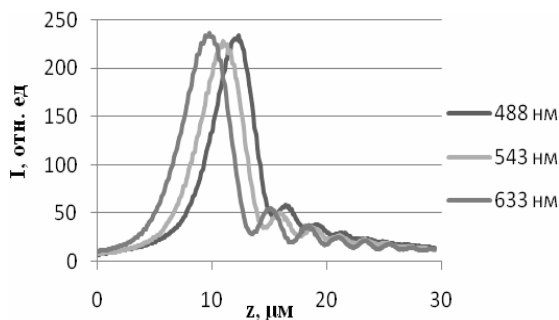


Рис. 1. Хроматические aberrации конфокального микроскопа (тест по зеркалу)

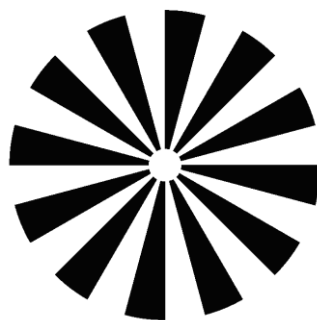


Рис. 2. Тест-объект для измерения латеральной разрешающей способности

Стабильность лазерных источников света, равномерность освещенности оцениваются по люминесценции стекла марки ЖС19. Геометрическая калибровка проверяется по объект-микрометру для обычной микроскопии, а спектральная калибровка – по отраженному излучению какой-либо лазерной линии в режиме спектрального сканирования. Юстировку лазерных источников света можно проверить по смещению изображений окрашенных несколькими флуорохромами микросфер (1 мкм) в разных спектральных диапазонах.

Комплексная проверка правильности работы прибора проводится по широко используемому в конфокальной микроскопии препарату – поперечному срезу корня ландыша (*Convallaria majalis*), обладающего автофлуоресценцией в широком спектральном диапазоне и имеющего тонкие хорошо различимые клеточные стенки.

Список литературы

1. Штейн Г.И. Руководство по конфокальной микроскопии. СПб: Изд-во СПбГПУ, 2007. 77 с.
2. Handbook of biological confocal microscopy. 2-nd ed. / Ed. J. Pawley. N.Y.: Plenum Press, 1995. 632 p.

С.С. АНУФРИК, И.А. ЛЯВШУК, А.М. ЛЯЛИКОВ, Е.В. СВИРИДОВ

Гродненский государственный университет им. Я. Купалы, Беларусь

АНАЛИЗ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИХ СПОСОБОВ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ «СЛАБОЙ» ОПТИЧЕСКОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ С МАЛЫМИ ПОПЕРЕЧНЫМИ РАЗМЕРАМИ

Проведен сравнительный анализ основных интерференционных способов, которые наиболее перспективны для исследования оптических неоднородностей с малыми поперечными размерами.

В случае, если размеры исследуемой оптической неоднородности ограничены и меньше диаметра светового пучка, то при описании фазы световой волны, прошедшей такую оптическую неоднородность, волновой фронт можно разбить на зоны: возмущенную оптической неоднородностью и определяемую функцией $\varphi(x, y)$ и невозмущенную, фаза в которой постоянна. Предположим, что система координат хуз выбрана таким образом, что оптическая неоднородность расположена в I и IV квадрантах плоскости ху, а ось z совпадает с направлением распространения зондирующей световой волны.

В двухлучевой интерферометрии с опорной волной интерференционная картина образуется при наложении световой волны, прошедшей исследуемую оптическую неоднородность, и опорной волны. В этом случае при настройке на полосы конечной ширины P , ориентированные параллельно оси x , уравнения «темных» интерференционных полос в интерферограмме можно записать для двух зон:

$$y = \begin{cases} P(2N+1) - \frac{P}{2\pi} \varphi(x), & \text{для } x > 0, \\ P(2N+1), & \text{для } x < 0, \end{cases} \quad (1)$$

где $N = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Вид интерференционных полос в двухлучевой интерферометрии согласно (1) в области оптической неоднородности в определенном масштабе повторяет поведение функции $\varphi(x, y)$.

В интерферометрии бокового сдвига интерференционная картина образуется при наложении двух волн, полученных при делении по амплитуде световой волны, прошедшей исследуемую оптическую неоднородность, но сдвинутых друг относительно друга на величину s . В случае сдвига вдоль оси x , превышающего геометрические размеры оптической неоднородности, ход интерференционных полос в сдвиговой интерферограмме в области оптической неоднородности идентичен ходу полос в двухлучевой интерферограмме с опорной волной, при этом уравнения «темных» интерференционных полос в картине также можно записать для двух зон:

$$y = \begin{cases} P(2N+1) - \frac{P}{2\pi} \varphi(x), & \text{для } x > 0, \\ P(2N+1) + \frac{P}{2\pi} \varphi(x+s), & \text{для } x < 0. \end{cases} \quad (2)$$

В данном случае при образовании интерференционной картины происходит наложение зоны волнового фронта, возмущенного оптической неоднородностью, с зоной - невозмущенной объектом. Для этого случая согласно выражению (2) интерференционная полоса имеет максимум и минимум, разнесенные на величину s вдоль оси x . Для такой интерферограммы величина $\varphi(x_0)$ может быть определена по расстоянию между максимумом и минимумом интерференционной полосы одного порядка, что позволяет удвоить чувствительность способа по сравнению с двухлучевой интерферометрией с опорной волной, особенно при исследовании «слабых» оптических неоднородностей с малыми поперечными размерами. На рис. 1 приведены интерферограммы «слабой» оптической неоднородности типа нитевидной свили шириной 600 мкм, расположенной в стеклянной пластине.

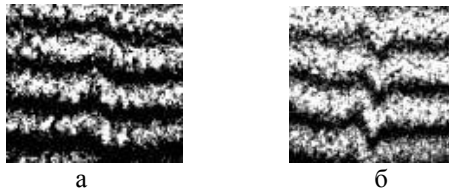


Рис. 1. Интерферограммы, полученные методом двухлучевой интерферометрии с опорной волной (а), и методом сдвиговой интерферометрии при величине бокового сдвига, равного ширине нитевидной свили (б)

А.М. ЛЯЛИКОВ

Гродненский государственный университет им. Я. Купалы, Беларусь

УМЕНЬШЕНИЕ ПОГРЕШНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ КЛИНОВИДНОСТИ ПЛАСТИН В СДВИГОВОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

Предложена и теоретически обоснована методика измерений клиновидности прозрачных пластин, основанная на последовательной обработке пары интерференционных изображений пластины с удвоенным количеством интерференционных полос, позволяющая уменьшить в два раза погрешность измерений по сравнению с традиционными интерферометрическими методами.

В данной работе показана возможность снижения погрешности измерений клиновидности прозрачных пластин в сдвиговой интерферометрии за счет последовательной обработки пары интерференционных изображений исследуемой пластины. Обязательным условием реализации данного метода является то, что пара интерференционных изображений клиновидной пластины должна быть сформирована таким образом, чтобы приращения функций, описывающих интерференционные полосы, в направлении перпендикулярном изображению ребра клина, имело противоположные знаки. Такие условия реализуются в интерферометрии большого бокового и реверсивного сдвига при образовании пары интерферограмм.

Если клиновидная пластина имеет вид прямоугольника с ориентацией ребра клина параллельно оси x , то схематическое изображения такой интерференционной картины (левое и правое интерференционные изображения пластины в виде прямоугольников A и C разделены невозмущенной зоной в виде прямоугольника B) будет иметь вид, приведенный на рис. 1а. Настройка интерференционной картины, в частном случае – бесконечно широкая «темная» полоса, определяется равномерной освещенностью в области прямоугольника B . Изображения клиновидных пластин будут промодулированы полосами конечной ширины, ориентированными параллельно ребру клина, где $P = \frac{\lambda}{\alpha}$ – период полос в изображениях клиновидной пластины (для случая малых углов клина), λ – длина волны источника света, $\alpha \approx \gamma(n-1)$ – угол отклонения светового пучка клином, γ – угол клина, n – показатель преломления материала пластины.

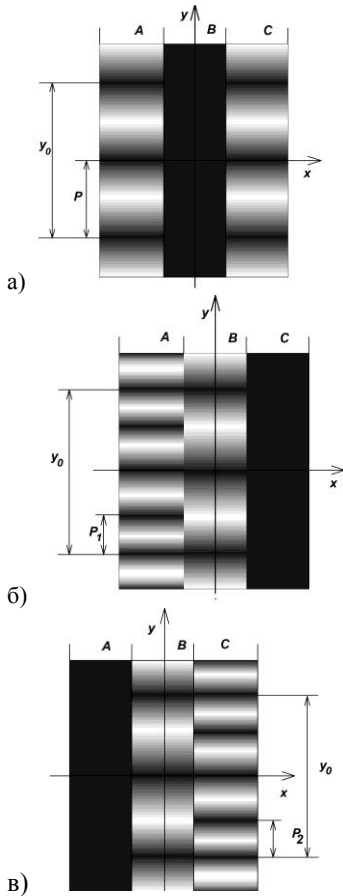


Рис. 1. Схематическое изображение интерференционных картин при различных настройках

Угол клина при обработке интерференционной картины определяется по формуле

$$\gamma = \frac{\lambda}{P(n-1)} \quad (1)$$

Для уменьшения погрешности измерений можно использовать поочередную настройку полос в областях A и C (рис. 1а), ограниченных контурами изображений исследуемой клиновидной пластины, до получения бесконечно широкой полосы. Для поочередного получения бесконечно широкой полосы в областях C (рис. 1б) и A (рис. 1в), можно изменять направление распространения одной из световой волны, участвующей в образовании интерференционной картины.

Угол клина при поочередном определении периодов полос P_1 и P_2 в областях A (рис. 1б) и C (рис. 1в) определяется по формуле

$$\gamma = \frac{2\lambda}{(P_1 + P_2)(n-1)} \quad (2)$$

Относительная погрешность измерений угла клина при этом в отличие от традиционного интерферометрического способа в связи с удвоением количества интерференционных полос уменьшается вдвое.

Таким образом, предложенная методика измерения клиновидности прозрачных пластин за счет последовательной обработки пары интерферограмм с удвоенным количеством интерференционных полос позволяет уменьшить в два раза погрешность измерений по сравнению с традиционными интерферометрическими методами.

М.Е. БЕЛКИН

*Московский государственный технический университет радиотехники,
электроники и автоматики*

АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ КОМПОНЕНТНОЙ БАЗЫ НА КАЧЕСТВО КАНАЛА ПЕРЕДАЧИ АНАЛОГОВОЙ ВОСП С ПОЛОСОЙ В СВЧ-ДИАПАЗОНЕ

Анализируются известные подходы к уменьшению потерь электрооптического и оптико-электрического преобразований. Предлагается новый метод построения аппаратуры аналоговой ВОСП, основанный на принципах проектирования современных мощных усилителей СВЧ-диапазона.

В настоящее время многоканальные аналоговые волоконно-оптические системы передачи (АВОСП) занимают достаточно обширную нишу в телекоммуникационных сетях доступа, например, в мультисервисных сетях абонентского доступа волоконно-коаксиальной структуры [1]. В последние годы АВОСП получили новый импульс в связи с развитием волоконно-эфирной технологии (Radio-over-Fiber) построения сетей, что открывает дорогу для практического внедрения высокоскоростной персональной связи.

Как известно, одним из основных показателей качества канала передачи аналоговой телекоммуникационной системы является динамический диапазон, нижняя граница которого определяется шумовыми характеристиками ключевой компонентной базы и узлов системы, а верхняя – их линейностью в режиме модуляции большим сигналом. Для анализа его в АВОСП получил распространение также широко известный в радиотехнических системах параметр, называемый свободный от помех динамический диапазон (Spurious Free Dynamic Range, SFDR), который определяется как разность в дБ между мощностью сигнала и помех вследствие шумов и продуктов интермодуляционных искажений при равенстве уровней этих помех. В относительно узкополосных аналоговых ВОСП с полосой поднесущих частот в СВЧ-диапазоне наибольшее влияние оказывают интермодуляционные искажения третьего порядка (типа $2\omega_i \pm \omega_j$, где ω_i, ω_j – частоты поднесущих). С учетом их динамический диапазон может быть рассчитан как [2]:

$$SFDR = \frac{2}{3} (IP_3 - F_N + 174 - 10 \lg B_{\omega}) \text{ , дБ / Гц}^{2/3}$$

В данном выражении B_ω - полоса анализа, F_N - коэффициент шума канала передачи, дБ; IP_3 - так называемая, входная условная мощность насыщения (input intercept point) третьего порядка:

$$IP_3 = P_{in} - \frac{M_{2i+j}}{2}, \text{ дБ}$$

где P_{in} - входная мощность каждого из воздействующих модулирующих сигналов, дБм; M_{2i+j} - коэффициент интермодуляционных искажений третьего порядка, дБ.

Из вышеприведенных выражений следует, что при заданной полосе пропускания аналоговой ВОСП ее динамический диапазон ограничивается нелинейными искажениями и вносимыми шумами канала передачи. В корректно спроектированной аналоговой ВОСП первый параметр в основном связан с линейностью характеристики электрооптического преобразования при непосредственной модуляции тока лазера либо внешней модуляции интенсивности его излучения, второй параметр – с шумами интенсивности лазера (RIN) и потерями при прямом и обратном электрооптических преобразованиях.

Фундаментальная проблема повышения качества канала передачи современных аналоговых ВОСП с полосой в СВЧ-диапазоне состоит в чрезмерно больших потерях, которые достигают 30-40 дБ при прямой модуляции и 40-50 дБ при внешней модуляции [3]. Для их уменьшения используются различные подходы: согласование импедансов [3], применение лазеров с повышенной квантовой эффективностью и схем предкоррекции [4]. В работе анализируются различные известные подходы, и предлагается новый метод построения аппаратуры аналоговой ВОСП, основанный на принципах проектирования современных мощных усилителей СВЧ-диапазона.

Список литературы

1. Белкин М.Е. Аналоговые волоконно-оптические системы // LAMBERT Academic Publishing, 2011. 636 с.
2. Radio over fiber technologies for mobile communications networks / Editors H. Al-Raweshidy, S. Komaki. Artech House, 2002. 436 p.
3. Белкин М.Е., Сигов А.С. Новое направление фотоники – сверхвысокочастотная оптоэлектроника // Радиотехника и электроника. 2009. Т.54, № 8. С.901–914.
4. Lau K.Y. Ultra-high frequency linear fiber optic systems. Springer, 2010. 211 p.

Н.Г. ФАТЪЯНОВА, Б.Н. ВАСИЧЕВ

*Московский государственный институт электроники и математики
(технический университет)*

ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩИЙ ПРОЦЕССОР

Рассматриваются основные вопросы моделирования и разработки электронно-лучевого быстродействующего процессора. Электронно-лучевая микропроцессорная система рассматривается как частный случай электронной системы, предназначенной для обработки входных сигналов и выдачи выходных сигналов.

Электронные пучки, распространяясь в вакууме, позволяют преобразовывать информацию в широком частотном диапазоне. Вакуумные электронно-лучевые вычислители в отличие от твёрдотельных компьютеров обладают более высокой (более чем на три порядка) скоростью вычислений. Это позволяет использовать их в экстремальных условиях, например, в автономной навигации, в аэрокосмическом мониторинге, при обнаружении и распознавании движущихся объектов, в повышении тактико-технических характеристик высоко прицельного оружия и т.д.

Лёгкость управления электронными линзами – элементами компьютерной электронной оптики, позволил приступить к созданию новых быстродействующих систем обработки больших массивов информации [1, 2]. В вакуумном корпускулярном компьютере длительность фурье-преобразования даже в двумерном случае выполняется всего за один машинный такт современного компьютера.

Моделирование и проектирование сверхминиатюрных электронно-лучевых систем несколько отличается от традиционных методов, имеющих дело с макросистемами. Моделирование миниатюрных электронно-лучевых устройств, таких как вакуумные электронно-лучевые процессоры и вычислительные системы, связано с решением задач по выбору и наиболее эффективному синтезу элементов и их “рабочих” характеристик

Базисная логическая функция, с помощью которой можно построить любой, сколь угодно сложный цифровой компьютер, имеет множество электронно-оптических реализаций. Построение многовходовой функции ИЛИ-НЕ/И-НЕ возможно с помощью электронной линзы и порогового устройства-инвертора. Возможна также обработка двумерных структур.

Схема электронно-оптического процессора, например, реализующего операцию свертки двух изображений, лежит в основе работы многих устройств ассоциативной памяти и распознавания образов. Простейшая электронно-оптическая схема состоит из источника электронов, электронных линз, электронно-оптических транспарантов (которые выступают в роли как источника изображений, так и в роли пространственного фильтра) и матричного приемника электронов.

Использование третьего измерения для ввода/вывода объемной информации создает дополнительные возможности электронно-лучевым вычислителям. У проводниковых схем нет никаких аналогов. С переходом к электронно-оптическим технологиям при создании микропроцессоров мы получаем возможность применять методы обработки пространственных функций и обработки процессов, изменяющихся во времени. Вакуумная электроника позволяет использовать временные процессы в качестве исходных объектов. Возможна фильтрация сигналов, характеризующихся определенной частотой. Собственно, сам процесс спектрального анализа здесь приобретает форму распознавания пространственного образа. Если во входном сигнале присутствует некоторая пространственная гармоника, то в соответствующем месте задней фокальной плоскости электронной линзы – процессора появляется “светящийся” рефлекс с присущими ему координатами – отклик пространственно-согласованного фильтра, который фиксируется матричным детектором. Использование схем с обратными связями и нелинейными элементами значительно расширяет возможности вакуумных электронно-лучевых вычислителей.

В электростатической линзе электроны изменяют свою энергию (скорость), длину волны, зависящую от скорости (закон Луи де Бройля) и фазу электромагнитной волны пучка электронов. Эти линзы могут работать в режиме электронного зеркала, то есть изменять направление движения электронов и прерывать электронный пучок. По этой причине для изготовления управляемого электронного транспаранта лучше использовать электростатические линзы.

Список литературы

1. Васичев Б.Н. Электронно-лучевые вычислители на базе микровакуумных ячеек // Прикладная физика. 1999. №4. С.38-48.
2. Фатьянова Н.Г. Васичев Б.Н. Анализ процесса формирования электронно-лучевых голограмм Фурье с помощью управляемых электронно-оптических транспарантов // Известия РАН. Сер. физич. 2002. Т.66. №9. С.1358-1364.

Л.А. АРОНОВ, С.В. ГРАЧЁВ, В.Н. УШАКОВ

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

АКУСТООПТИЧЕСКИЙ СПЕКТРОАНАЛИЗАТОР С ВРЕМЕННЫМ ИНТЕГРИРОВАНИЕМ И ШИРОКОЙ ПОЛОСОЙ АНАЛИЗА

Спектральный анализ сигналов является одной из основных процедур в радиотехнике. Выполняющие его устройства должны обеспечивать широкую полосу анализа при сохранении высокого разрешения по частоте за относительно короткий промежуток времени. В случае если требуется обнаружение одиночных импульсов, устройство не должно иметь пропусков по времени и частоте. Акустооптические спектроанализаторы удовлетворяют всем выше перечисленным требованиям, но в ряде случаев уступают цифровым аналогам. В работе рассматривается алгоритм осуществления спектрального анализа радиосигнала оптическими методами, позволяющий вдвое увеличить полосу анализа, обеспечивая при этом потенциально высокое разрешение по частоте.

Акустооптические процессоры спектрального типа в зависимости от метода формирования ядра преобразования Фурье делятся на устройства с временным интегрированием и устройства с пространственным интегрированием. Акустооптические спектроанализаторы с временным интегрированием (АОСВИ) способны обеспечить высокое разрешение по частоте, но это приводит к существенному сужению полосы анализа. На сегодняшний день такие устройства неконкурентноспособны в сравнении с цифровыми аналогами, реализующими БПФ. Устройства с пространственным интегрированием обеспечивают широкую полосу анализа (до единиц ГГц) и относительно низкое разрешение по частоте (единицы МГц) [1].

Известно [1], что полоса анализа акустооптического спектроанализатора с пространственным интегрированием (АОСПИ) определяется рабочей полосой частот акустооптического модулятора (АОМ), а его временная апертура естественным образом ограничивает разрешающую способность АОСПИ по частоте. На рис. 1 представлена оптическая схема акустооптического процессора спектрального типа, сочетающего в себе достоинства устройств с временным и пространственным интегрированием. В состав схемы входят: 1 – лазерный источник света с модуляцией по интенсивности, 2 – коллимирующая оптика, 3, 4 – встречновключенные АОМ, 5 – линза

Фурье, 6 – матричный фотоприемник (МФП) с накоплением, расположенный в фокусе линзы 5.

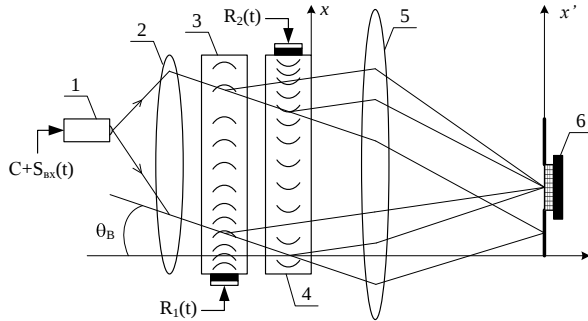


Рис.1. Оптическая схема акустооптического процессора спектрального типа

Анализируемый сигнал $S_{вх}(t)$ с некоторым постоянным смещением C подается на модулирующий вход источника излучения. Для получения информации о спектре сигнала в качестве опорных сигналов $R_1(t)$ и $R_2(t)$ необходимо взять ЛЧМ-импульсы с встречными законами изменения частоты, а матричным фотоприемником регистрировать две квадратурные составляющие спектра.

Анализ математической модели представленной схемы показывает, что полоса анализируемых частот равна удвоенному значению рабочей полосы частоты используемых АОМ. В свою очередь, современные оптоволоконные излучающие модули позволяют осуществлять аналоговую модуляцию интенсивности излучения в полосе частот до 16 ГГц [2] и не ограничивают полосу анализа. При этом алгоритм формирования спектра соответствует процедуре временного интегрирования. Последнее является основанием того, что разрешающая способность по частоте для рассматриваемой схемы определяется временем накопления заряда в МФП, а не временной апертурой модулятора.

Отметим, что схема на рис. 1 может быть модифицирована с целью организации многоканальной архитектуры с несколькими излучающими модулями, что позволит существенно расширить полосу анализа.

Список литературы

1. Гринёв А.Ю., Наумов К.П., Пресленев Л.Н., Тигин Д.В., Ушаков В.Н. Оптические устройства в радиотехнике. М.: Радиотехника, 2005.
2. <http://www.dilas.ru/pom/>

Ю.В. ВЕКШИН, А.П. ЛАВРОВ

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

ДИФРАКЦИЯ ОПТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ НА ТОЛСТОЙ ФАЗОВОЙ РЕШЕТКЕ. РАСЧЕТ В ПАКЕТЕ GLAD

Исследуется перспективность применения пакета GLAD для расчетов сложных распределений световой волны в когерентных оптических системах.

Дифракция оптической волны на толстом фазовом транспаранте (решетке) исследовалась многими авторами [1, 2]. Эта задача решена аналитически в строгой постановке и в разных приближениях, весьма широкий обзор работ в этом направлении представлен в [2]. Основные закономерности дифракции хорошо известны. В настоящее время в связи с развитием технологических возможностей дифракция излучения оптического диапазона на периодических структурах приобретает все большее значение во многих областях ее технического применения. Поэтому представляется, что помимо знания основных закономерностей дополнительное исследование разнообразных деталей процесса дифракции является продуктивным подходом для его более полного понимания и использования. Целью работы являются исследования деталей трехмерного распределения световой волны внутри плоской тонкой и толстой фазовой решетки, на ее выходе и в дальней зоне в зависимости от толщины решетки, ее структуры, угла падения волны и др. Такие исследования проводились нами путем численных расчетов с применением специализированного пакета GLAD (General Laser Analysis and Design), предназначенного для расчета когерентных оптических систем [3]. Он позволяет задавать разнообразные амплитудно-фазовые распределения (АФР) на плоскости и пересчитывать их при распространении излучения, учитывая действие установленных различных оптических элементов, проводить диагностический анализ характеристик АФР и многое другое [3, 4].

В основу численных расчетов положен метод амплитудного пропускания, широко используемый в оптике [3, 5] и применяемый при анализе дифракции на пластинах, линзах, диафрагмах и объектах более общего вида, включая решетки. Расчет АФР при дифракции внутри решетки нами выполнялся split-step методом, а в дальней зоне – спектральным методом – разложением по плоским волнам. АФР определены на массивах 512x512 точек (возможно до 4096x4096),

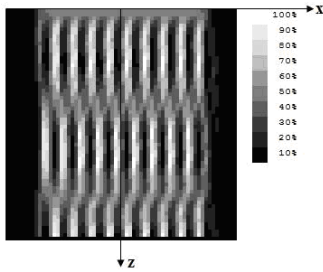


Рис. 1. Распределение
внутри решетки

возмущение показателя преломления – по гармоническому закону с относительной амплитудой доли процента, исследовалась дифракция Брегга и Рамана-Ната. Поляризация оптической волны – линейная, и ее вектор E и волновой вектор k лежат в плоскости (x, z) , а вектор решетки K параллелен оси x . Для примера на рис. 1 представлено распределение интенсивности внутри решетки толщиной 1.25 мм (расчет с разбиением на 250 слоев по 5 мкм) в ее центральном сечении – в плоскости (x, z) при $y = 0$ при падении волны на решетку под оптимальным углом. На рис. 2 приведены распределения интенсивности оптической волны в центральном сечении пучка для случая двухчастотного возмущения показателя преломления с одинаковой амплитудой при толщине решетки 200 мкм. Расчеты при изменении толщины решетки иллюстрируют динамику формирования в режиме дифракции Брегга двух равных по интенсивности составляющих в 1-м дифракционном порядке.

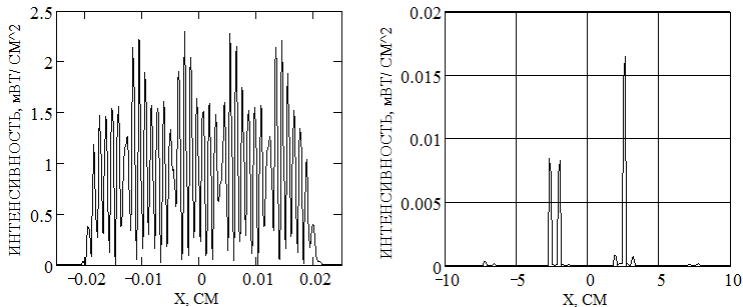


Рис. 2. Распределения интенсивности волны на выходе решетки
(слева) и в ее дальней зоне (справа)

Список литературы

1. Kogelnik Н. Coupled wave theory for thick hologram gratings // Bell Syst. Tech. J. 1968. V.48. P.2909-2947.
2. Гейлорд Г.К., Мохарам М.Г. Анализ и применения оптической дифракции на решетках // ТИИЭР. 1985. Т.73. №5. С.53-103.
3. web page: www.aor.com.
4. Краснов А.В., Лавров А.П. Сжатие ЛЧМ радиосигналов в акустооптическом процессоре. Моделирование работы процессора с применением пакета GLAD // Науч. сессия МИФИ-2010. Сборник научных трудов. М.: Изд-во НИЯУ МИФИ, 2010. С.52-53.
5. Гудмен Дж. Введение в Фурье-оптику. М.: Мир, 1973.

М.Г. КУЗЬМИНА¹, Е.С. ГРИЧУК, Э.А. МАНЬКИН²*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*¹*Институт прикладной математики РАН им. М.В. Келдыша, Москва*²*Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва*

СИСТЕМЫ СТОХАСТИЧЕСКИХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ И ОДНОНАПРАВЛЕННЫЕ КВАНТОВЫЕ ВЫЧИСЛЕНИЯ

Системы стохастических осцилляторов предельного цикла используются для построения кластеров перепутанных кубитов, фигурирующих в однонаправленных квантовых вычислениях. Кубит, смоделированный в виде суперпозиции двух осцилляторов, адекватно имитирует как чистые, так и перепутанные по поляризации состояния.

Однонаправленные квантовые вычисления были предложены в 2001 году [1, 2], и с тех пор активно развиваются, в том числе, экспериментально. Последовательность измерений, производимых над первоначально приготовленным кластером кубитов в максимально перепутанном состоянии, явным образом включена в построение квантового вычислительного алгоритма, так что в процессе вычислений происходит необратимая эволюция кластера, сопровождающаяся постепенным уменьшением степени его перепутанности. Выбор последовательности измерений и определяет сам квантовый алгоритм.

Мы строим модель кубита как суперпозицию двух идентичных осцилляторов предельного цикла с хаотически модулированным размером предельного цикла и частотой. Предельными циклами осцилляторов являются окружности радиусов ρ_1 и ρ_2 , возмущенные стационарными случайными процессами с нулевым средним. Аналогичным образом возмущены собственные частоты осцилляторов. Систему двух уравнений, управляющих динамикой кубита, можно записать в виде:

$$\dot{z}_{1,2} = [\tilde{\rho}_{1,2}^2 + i\tilde{\omega}_{1,2} - |z_{1,2}|^2] z_{1,2}$$

где $z_{1,2} = x_{1,2} + iy_{1,2}$, а радиусы предельных циклов $\tilde{\rho}_1$ и $\tilde{\rho}_2$ и собственные частоты $\tilde{\omega}_1$ и $\tilde{\omega}_2$ определены соотношениями

$$\tilde{\rho}_{1,2} = \rho_{1,2} + \xi_{1,2}(t), \quad \tilde{\omega}_{1,2} = \omega_{1,2} + \eta_{1,2}(t),$$

где $\xi_{1,2}(t)$ и $\eta_{1,2}(t)$ – стационарные случайные процессы с нулевым средним. ОДЕ для функций $u = 2^{-1/2}(z_1 + z_2)$ и $v = 2^{-1/2}(z_1 - z_2)$,

определяющие динамику суперпозиций колебаний осцилляторной пары, легко получается из уравнений для $z_{1,2}$:

$$\dot{u} = 0.5 \{ [\tilde{\rho}_1^2 + i\tilde{\omega}_1 - 0.5|u+v|^2](u+v) + [\tilde{\rho}_2^2 + i\tilde{\omega}_2 - 0.5|u-v|^2](u-v) \}$$

$$\dot{v} = 0.5 \{ [\tilde{\rho}_1^2 + i\tilde{\omega}_1 - 0.5|u+v|^2](u+v) - [\tilde{\rho}_2^2 + i\tilde{\omega}_2 - 0.5|u-v|^2](u-v) \}$$

На рис. 1 представлены типичные картины суперпозиции колебаний пары двух осцилляторов с $\rho_1 = \rho_2$ и $\omega_1 = -\omega_2$, что соответствует суперпозициям пары циркулярно поляризованных фотонов в состояниях правой и левой циркулярной поляризации.

Построенная осцилляторная модель позволяет изучать когерентные и некогерентные суперпозиции из заданного числа осцилляторов-кубитов, моделировать измерения одиночных кубитов и вычислять корреляционную матрицу кластера кубитов, определяющую степень когерентности состояния. Модель предназначена для построения алгоритмов однонаправленных квантовых вычислений и изучения их возможностей в вычислительных экспериментах [3].

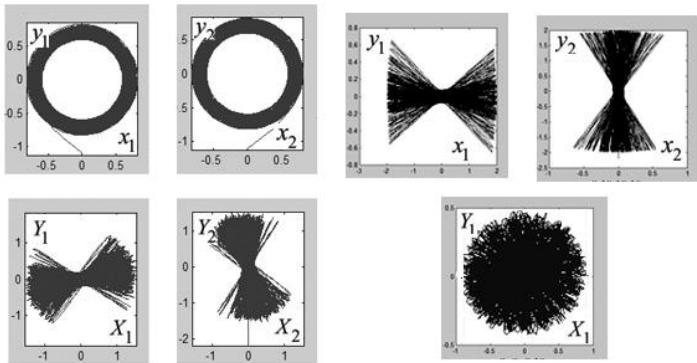


Рис. 1. Состояния поляризации кубита: слева – состояния с горизонтальной и вертикальной линейными поляризациями; справа – неполяризованное состояние.

$$X_1 = Reu, Y_1 = Imu, X_2 = Rev, Y_2 = Imv.$$

Список литературы

1. Raussendorf R., Breigel H.J. A one-way quantum computer // Phys. Rev. Lett. 2001. 86. P.5188.
2. Raussendorf R., Breigel H.J. Computational model underlying the one-way quantum computer // Quant. Inf. Comp. 2002. 6. P.443.
3. Гричук Е.С., Кузьмина М.Г., Маныкин Э.А. Нелинейные связанные осцилляторы и однонаправленные квантовые вычисления // в сб. тр. конф. «Нейроинформатика-2010». М.: МИФИ, 2010. Ч. 2. С.263.

З.С. БЕКЯШЕВА, А.В. ПАВЛОВ

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

ГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ ПРЕДСКАЗАТЕЛЬ СЛУЧАЙНЫХ ПРОЦЕССОВ: ВЛИЯНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗОБРАЖЕНИЯ И ФИЛЬТРА НА ОЦЕНКИ СТАТИСТИЧЕСКИХ МОМЕНТОВ

Применительно к голографической реализации линейного предсказателя исследована зависимость статистических моментов от характеристик фильтров и изображений.

Известна модель линейного предсказателя [1], которая строит наилучшую по критерию минимума среднего квадрата ошибки оценку реализации стационарного случайного процесса вне области наблюдения. В [2] показана реализуемость модели в схеме голографии Фурье с обращением волнового фронта. Однако реальные изображения как правило не однородны, а неизбежная фильтрация меняет статистические характеристики, что влияет на корректность предсказания. В предыдущих работах исследовано влияние ограниченности реализации [3, 4] на точность предсказания. В данной работе получены зависимости двух первых статистических моментов от характеристик изображений и фильтров.

Оценки определялись как разность моментов левой и правой частей реализации, нормированная на момент более высокого порядка, в зависимости от обобщенной частоты – отношения длины реализации к радиусу корреляции. Получены аналитические оценки для изображений с экспоненциальным амплитудным спектром при нулевом фазовом, для остальных спектров аналитические оценки громоздки. Для учета спектра фаз методом численного моделирования получены оценки с усреднением по ансамблю из 10^3 реализаций с равномерно распределенным случайным фазовым спектром. Эти оценки лежат выше аналитических. Для экспоненциального спектра амплитуд оценки различаются постоянным коэффициентом 1.3, что позволяет применить аналитические оценки вместо чрезвычайно громоздких вычислений. Оценки растут с ростом обобщенной частоты – как с уменьшением доли низких частот в спектре, так и/или с увеличением размера реализации, и имеют ярко выраженный участок насыщения в области высоких обобщенных частот (рис. 1а).

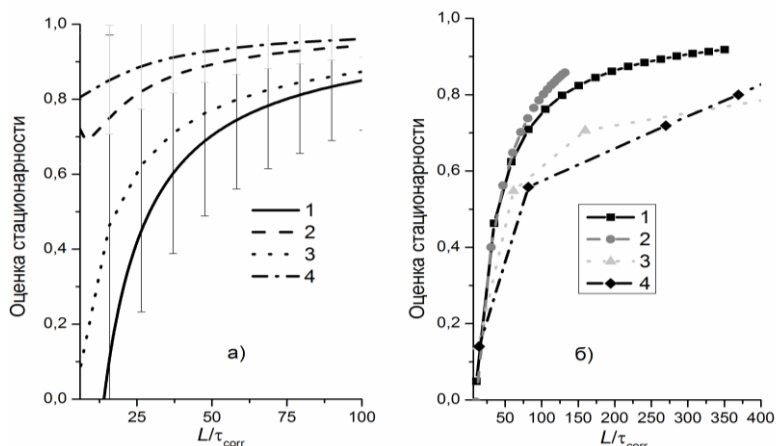


Рис. 1. Оценки стационарности: 1-аналитическая по матожиданию, 2-аналитическая по дисперсии, 3-численная по матожиданию, 4-численная по дисперсии (а); оценки стационарности по матожиданию для фильтров: 1-без фильтра, 2-Гаусса, 3-сигмоидальный, 4-смещенная функция Гаусса (б)

Фильтрация ведет к изменению формы корреляционной функции – глобальный максимум сужается при высокочастотной фильтрации и уширяется при низкочастотной. Изменение формы максимума ведет к изменению обобщенной частоты. Поскольку при этом изменяются и значения оценок, то в результате совместного влияния этих факторов кривые сдвигаются влево или вправо в зависимости от вида фильтрации, и имеют другой наклон, отличный от оценки до фильтрации (рис. 1б).

Таким образом, стационарность определяется преимущественно низкими частотами в спектре и размером изображения.

Список литературы

1. Grimmet G.R., Sterzaker D.R. Probability and random processes. Oxford: Oxford Sc. Publ., Clarendon Press, 1992.
2. Павлов А.В. Реализация регрессионных моделей обработки информации методом фурье-голографии // Известия АН. Сер.: Теория и системы управления. 2005. №2. С.29-36.
3. Бекашева З.С., Павлов А.В. Голографический предсказатель случайных процессов: влияние характеристик реализации на ошибку предсказания // Науч. сессия НИЯУ МИФИ-2011. Науч.-техн. конф. по фотонике и информационной оптике. Сб. науч. тр. М.: НИЯУ МИФИ, 2011. С.216-217.
4. Бекашева З.С., Павлов А.В. Голографический предсказатель случайных процессов: влияние характеристик обрабатываемой реализации на точность предсказания // Науч. сессия НИЯУ МИФИ-2010. XIII Межд. конф. «Молодёжь и наука». Сб. науч. тр. М.: НИЯУ МИФИ, 2010. Ч.3. С. 136-137.

А.Н. МАЛОВ¹, П.В. ПАВЛОВ, Н.В. ПЕТРОВ², И.А. СЕНИЦЫН

Военный авиационный инженерный университет, Воронеж

¹ООО «Технологии прогресса», Иркутск

²Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет
информационных технологий механики и оптики

КОРРЕЛЯЦИОННАЯ ОБРАБОТКА СПЕКЛ-КАРТИН СПИРАЛЬНЫХ ПУЧКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ЗОНДИРОВАНИИ ШЕРОХОВАТЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

Показано, что при использовании в качестве зондирующего волнового фронта спирального пучка на участках измерения параметров шероховатости с R_a менее 0,3 мкм чувствительность системы возрастает на 40 %, что позволяет расширить диапазон измерения параметров R_a и тем самым увеличить разрешающую способность системы.

Ранее в [1, 2] была рассмотрена математическая модель метода зондирования шероховатой поверхности сложноструктурированным лазерным излучением с распределением интенсивности в виде логарифмической спирали. Для формирования спиральных пучков лазерного излучения использовался фазовый дифракционный оптический элемент (ДОЭ). В качестве источника когерентного излучения применялся He-Ne лазер ЛГН-40 с длиной волны 630 нм и мощностью 40 мВт. Регистрирующим элементом выступала ПЗС-матрица с разрешением 640×480 pixel, позволяющая регистрировать изображения в черно-белых тонах. В качестве объектов исследования использовалась заготовка в виде металлического параллелепипеда, каждая грань которого была предварительно обработана шлифовальным аппаратом с разными параметрами зернистости (параметры шероховатости были измерены профилометром тип 296). Каждая из поверхностей параллелепипеда подвергалась зондированию сначала плоским волновым фронтом, затем спиральным, часть рассеянного излучения фиксировалась матрицей ПЗС-приемника и передавалась на компьютер, где проводилась корреляционная обработка [3] регистрируемых спекл-картин и определялась их функция автокорреляции.

Для определения эффективности использования в качестве зондирующего спирального волнового фронта была рассчитана характеристика интервала корреляции спекл-картин, зарегистрированных при измерении параметров шероховатости исследуемого параллелепипеда от параметров шероховатости R_a и размеров дефекта a , b , c :

$$r_k = \frac{\int_0^{\infty} R(r) dr}{R(0)}.$$

Из результатов эксперимента (рис. 1) видно, что тангенс угла наклона кривой возрастает, следовательно, прирост сигнала на единицу изменения шероховатости растет, что и говорит о повышении чувствительности и разрешающей способности системы. Чувствительность есть отношение прироста сигнала при изменении шероховатости на 0,1 мкм.

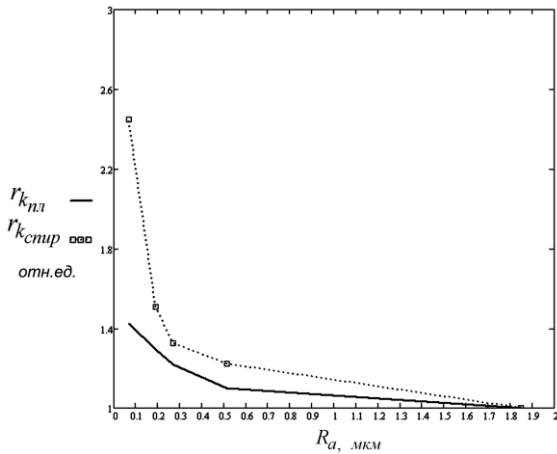


Рис. 1. Зависимость интервала корреляции спекл-картин при зондировании плоским и спиральным волновым фронтом излучения

Список литературы

1. Малов А.Н., Павлов П.В., Вольф И.Э. Оценка состояний поверхностей авиационных деталей с применением спиральных пучков лазерного излучения // Науч. сессия НИЯУ МИФИ -2011. Науч.-техн. конф. по фотонике и информационной оптике. Сб. науч. тр. М.: МИФИ, 2011. С.169-170.
2. Павлов П.В., Петров Н.В., Малов А.Н. Определение параметров шероховатости и дефектация поверхностей деталей воздушного судна с применением спиральных пучков лазерного излучения. // Научно- технический вестник СПбГУ ИТМО. 2011. №6 (76). С.84-88.
3. Кульчин Ю.Н., Витрик О.Б., Камшилин А.А., Ромашко Р.В. Адаптивные методы обработки спекл-модулированных оптических полей. М.: Физматлит, 2009. 288 с.

П.А. ИВАНОВ

Ярославский государственный технический университет

ПРИМЕНЕНИЕ МСЭК-ФИЛЬТРОВ ДЛЯ РАСПОЗНАВАНИЯ ОБЪЕКТОВ, ПОДВЕРГНУТЫХ ПРЕОБРАЗОВАНИЯМ ГЕОМЕТРИИ

Приводятся результаты моделирования на ПЭВМ распознавания двумерных полутоновых изображений, подвергнутых преобразованиям геометрии, с помощью инвариантных корреляционных фильтров с минимальной средней энергией корреляции.

Одной из наиболее быстроразвивающихся в последнее время областей квантовой электроники является оптическая обработка информации. Среди широкого круга задач, имеющих в данной области, 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 входных данных с эталонным объектом, реализованным в виде голографического фильтра. Возникает вопрос о выборе указанного эталонного объекта.

К сожалению, выбор в качестве эталона оригинала распознаваемого изображения является крайне неудачным. При корреляционном распознавании изображений, подвергнутых геометрическим преобразованиям, выходной корреляционный пик резко деградирует при самых малейших изменениях геометрии распознаваемого объекта. Довольно популярным вариантом выбора эталона является применение составного инвариантного корреляционного фильтра [2]. Весьма привлекательным подходом для решения задач распознавания изображений, подвергнутых преобразованиям геометрии, являются алгоритмы синтеза фильтров на основе вычисления инвариантного параметра, в первую очередь, фильтров с минимальной средней энергией корреляции (МСЭК) и их модификаций [3]. Вид фильтра представлен выражением (1):

$$h = D^{-1} X (X + D^{-1} X)^{-1} u \quad (1)$$

X – вектор, представляющий из себя преобразование Фурье исходного изображения.

D – вектор с элементами диагональной матрицы, на главной диагонали которой стоят величины квадрата амплитуд компонент преобразования Фурье вектора X

U -вектор распознаваемого объекта, его элементы равны 1 для “истинного” и 0 – для “ложного” изображений

В работе был проведен синтез на ПЭВМ и моделирование применения вышеуказанного КФ 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 объекта типа “самолет”, подвергнутых преобразованию поворота в плоскости на углы от 0 до 355° с шагом 5°, 10° и 15°, всего соответственно 72, 36 и 24 изображения, а также преобразованию изменения масштаба в диапазоне от -100% до +100% от первоначального с шагом 5%, 10% и 15%, всего соответственно 21, 11 и 7 изображений (отдельно для увеличения и уменьшения масштаба).

Результаты моделирования показывают рост качественных характеристик корреляционного пика для распознавания изображений, подвергнутых преобразованию поворота и изменению масштаба, с ростом разрешения. К сожалению, отмеченное улучшение характеристик достигается ценой увеличения машинного времени, требуемого на синтез фильтра и расчет корреляционной функции. 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. Результаты моделирования позволяют надеяться на успешное применение данного КФ для подобного класса задач.

Список литературы

1. Евтихийев Н.Н., Евтихьева О.А., Компанец И.Н., Краснов А.Е., Кульчин Ю.Н., Одинокоев С.Б., Ринкевичюс Б.С. 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.
3. Casasent D., Ravichandran G., Bollapragada S. Gaussian-minimum average correlation energy filters. Appl. Opt. 1991. V.30. P.5176-5181.

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

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

РАЗРАБОТКА МЕТОДОВ ПРИМЕНЕНИЯ ИНВАРИАНТНЫХ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ФИЛЬТРОВ ДЛЯ ОБРАБОТКИ ПОЛУТОНОВЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ, ПОЛУЧЕННЫХ ПРИ АЭРОФОТОСЪЁМКЕ

Приводятся результаты исследований по исследованию возможностей инвариантной корреляционной обработки изображений полученных при аэрофотосъёмке.

Авторами проводятся исследования по применению инвариантных корреляционных фильтров (КФ) при обработке изображений местности, полученных при аэрофотосъёмке. Требования задачи предполагают поиск на полутонном, возможно зашумлённом изображении малых деталей определённой формы. Полная размерность обрабатываемого изображения около 550х700 пикс. Тип обрабатываемого изображения - полутонное с 256 градациями яркости. Пример обрабатываемого изображения представлен на рис. 1.



Рис. 1. Пример обрабатываемого изображения

Исследуются возможности применения для решения указанной задачи составных КФ следующих типов: КФ с максимальной высотой корреляционного пика, КФ с минимумом средней энергии корреляции и КФ с минимумом шума и энергии корреляции (см. также [1] и статью Е.Ю. Злоказова, И.А Курбатова, Е.К. Петровой, Р.С. Старикова и Д.В. Шаульского «Исследование информативной ёмкости и шумовых характеристик инвариантных корреляционных фильтров с оптимизацией параметров корреляционного пика» в настоящем сборнике).

Рассматриваются возможности синтеза КФ перечисленных выше типов для поиска деталей изображения размерности от 16х16 до 128х128 пикс. В рамках исследования проведён синтез различных вариантов КФ и моделирование распознавания с их использованием. В качестве корреляционных метрик использованы амплитуда корреляционного пика и модификации отношения пик/склон.

Полученные результаты моделирования функционирования КФ для каждого из исследуемых типов фильтров позволили:

- 1) определить минимальное число отсчётов эталона, при котором возможен синтез фильтра обеспечивающего распознавание;
- 2) оценить минимальное число настроечных изображений, используемых при синтезе фильтра;
- 3) выработать требования к числу настроечных изображений используемых при синтезе фильтра;
- 4) определить необходимость использования равномерного фона в настроечных изображениях;
- 5) оценить допустимый уровень пространственных шумов во входном изображении.

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

Список литературы

1. Злоказов Е.Ю., Курбатов И.А., Стариков Р.С., Шаульский Д.В. Исследование дискриминационных свойств инвариантных корреляционных фильтров с оптимизацией параметров корреляционного пика // Науч. сессия НИЯУ МИФИ-2011. Науч.-практ. конф. по фотонике и информационной оптике. Сб. науч. тр. М.: НИЯУ МИФИ, 2011. С.187-188.

А.Ю. БЫКОВСКИЙ¹, Б.Ю. РАГЕР

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

О СПОСОБАХ ОБУЧЕНИЯ И КОРРЕКТИРОВКИ ЗАЩИЩЕННОЙ МОДЕЛИ МИРА МОБИЛЬНОГО ОПТОЭЛЕКТРОННОГО АГЕНТА

Обсуждается способ построения методики обучения аппаратного агента, совместимой с принципом хранения модели знаний в памяти агента в виде защищенного кода. Методика комбинирует несколько алгоритмов, использующих представление древовидных структур для описания задач, информативных признаков объектов и многозначно-логических криптокодов.

Роботизированные устройства, реализуемые на основе многоагентных моделей [1], должны уметь самостоятельно обучаться в коллективном и индивидуальном режиме, что предполагает интенсивную корректировку содержимого памяти. В то же время, в ряде задач желательно обеспечить криптографическую защиту сохраняемых в памяти агента знаний [2, 3].

Для решения указанной задачи и построения динамически обновляемой защищенной модели сцены, предлагается использовать алгоритм, объединяющий сразу несколько ранее разработанных процедур. Для эффективного построения гетерогенной математической модели, сочетающей модули двоичной, многозначной и нечеткой логики [2, 3], следует использовать модель древовидных структур, единую структуру описания переменных и общее адресное пространство для всего коллектива агентов. Помимо преимуществ исчисления древовидных структур, обсуждавшихся в [4] применительно к глобальным распределенным вычислениям на базе языка ПАРСЕК в P2P сетях, следует особо подчеркнуть их удобство для выполнения процедур защищенного многозначно-логического кодирования [3].

Чтобы при этом реализовать удобную модель расчетов параметров маневрирования мобильного агента, целесообразно применить модифицированный алгоритм выбора траектории в дискретном пространстве параметров (“алгоритм волны”), адаптированный под приближенное нечетко-логическое описание размеров объектов. Но чтобы далее обеспечить компактное описание нечеткого дерева для действий с группами объектов и расчетных точек, а также добиться инвариантности полученной приближенной схемы маневрирования относительно масштаба карты, вышеуказанный “алгоритм волны” следует дополнить

алгоритмом описания групповых точечных объектов [5, 6], обычно используемым в системах ориентации по звездам. На основе данных, полученных с помощью алгоритма волны, для ближней окрестности агента выбирают характерные расчетные точки переключений приводов, отображают их на дискретной сетке измерений в виде группового точечного объекта, и далее представляют в виде замкнутого контура векторов [6], описываемого, например в двумерном коде Е2К (см. рис. 1а) и как набор пар чисел (5,0; 2,-1;-2,-1;-5,0; 0,2) – рис. 1б. Для корректного моделирования произвольного набора точек, например, 2,3,4 на рис. 1в, контур следует замкнуть из точки 4 в точку 2. Если же требуется задать контур для описания маневров агента, где точка 1 задает точку местоположения агента, то замкнутый контур можно задать условно, выбрав на нижнем обрезе сетки на рис. 1в вектор 5-1 как точки проекции.

Указанные векторные контуры удобно записываются в виде числовых последовательностей, наглядны для контроля процедур обучения, а также легко преобразуются в защищенные коды.

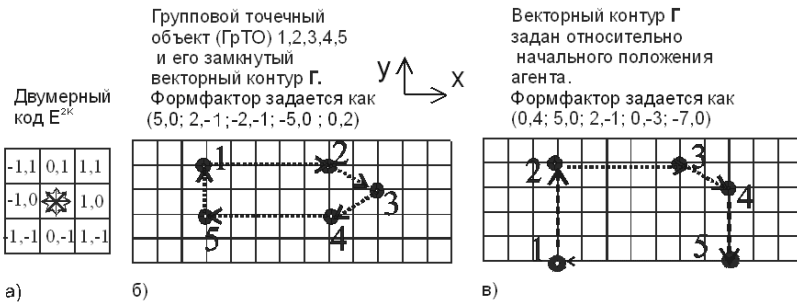


Рис. 1. Представление данных

Список литературы

1. Каляев И.А., Гайдук А.Р., Капустян С.Г. Модели и алгоритмы коллективного управления в группах роботов. М.; Физматлит. 2009.
2. Antipov A.L., Bykovsky A.Yu., Vasiliev N.A., Egorov A.A. Protected query coding in multi-agent optoelectronic system // Optical Memory and Neural Networks. 2007. V.16. P.211-226.
3. Bykovsky A.Yu., Egorov A.A., Rager B.Yu. Multiple-valued logic protected coding for optoelectronic systems distant control via the global network // Pacific Science Review. 2011. N4.
4. Zatuliveter Yu.S., Toporishev A.V. PARSEK language: programming in globally distributed computing within the model of tree-structured calculus // Control Sciences. 2005. N4. P.12-20.
5. Быковский А.Ю., Егоров А.А., Рагер Б.Ю. Методы многозначной логики для избирательной криптографической защиты знаний в агентах с оптоэлектронной обработкой // Материалы 4-й Всеросс. Мультиконф. по проблемам управления МКПУ-2011. Дивногорское, 2011. Т.1. С.221-223.
6. Введение в контурный анализ /под. ред. Я.А. Фурмана. М.; Физматлит, 2003.

С.Б. ОДИНОКОВ, Г.Р. САГАТЕЛЯН

*Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана***ПРИМЕНЕНИЕ ИОННО-ПЛАЗМЕННОГО ТРАВЛЕНИЯ
СТЕКЛА ДЛЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ДОО-ГОО**

Рассматривается возможность создания эшелеттов методом ионно-плазменного травления. При наклонном падении света на дифракционную решетку, бинарный прямоугольный микрорельеф фазовой решетки превращается в пилообразный, что позволяет создать эшелетт на основе прямоугольного микропрофиля. Приведены экспериментальные данные, свидетельствующие о том, что пропускающий эшелетт для работы во втором порядке спектра может быть создан методом плазмохимического травления.

Такие изделия микрооптики как эшелетты могут быть созданы на основе применения метода плазмохимического травления. Недостатком плазмохимического травления является то, что этим методом с практической точки зрения можно формировать лишь бинарный микрорельеф, т.е., применительно к дифракционным решеткам, прямоугольный микропрофиль рабочей поверхности, нехарактерный для эшелетта. Однако, при наклонном падении света на дифракционную решетку, бинарный прямоугольный микрорельеф фазовой решетки превращается в пилообразный, что позволяет создать эшелетт, изготовленный методом плазмохимического травления (рис. 1).

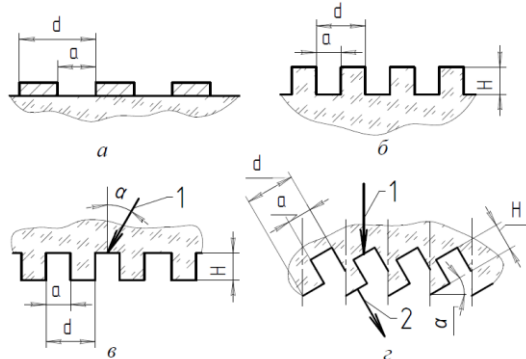


Рис. 1. Схема изготовления ДОО, работающего как пропускающий эшелетт (1 и 2 – падающий и дифрагированный лучи): создание маски(а); плазмохимическое травление (б); падение луча на фазовую решетку (в); эквивалентный эшелетт (г)

Результаты анализа условий для концентрации энергии эшелеттом, т.е закономерности формирования излучения нулевого порядка от отдельного преломляющего элемента для излучения, дифрагированного на фазовой решетке, представлены на рис. 2. Этот анализ показывает совпадение требуемой глубины травления $H = 1,3$ мкм как для максимализации интенсивности излучения в требуемом направлении дифракции (см. рис. 2б), так и для минимизации интенсивности излучения в направлении нулевого порядка для решетки в целом (см. рис. 2д). А это, в свою очередь, свидетельствует о том, что пропускающий свет эшелетт для работы во втором порядке спектра может быть создан методом плазмохимического травления.

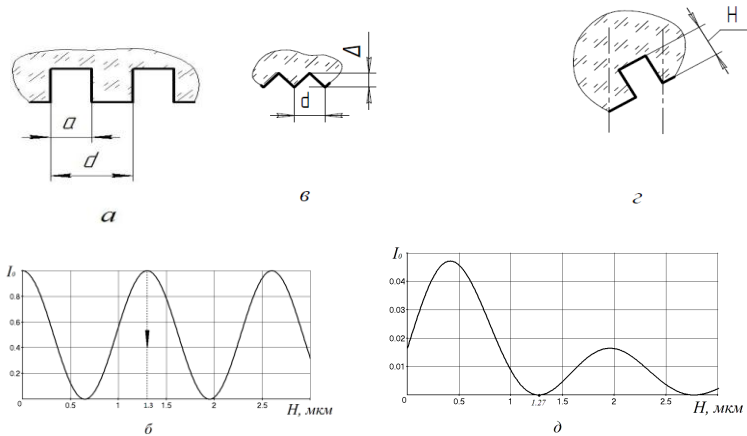


Рис. 2. Фазовые дифракционные решетки с прямоугольным (а), треугольным (в) и эквивалентным (г) профилем, а также соответствующие (б, д) относительные спектральные интенсивности нулевого порядка

Относительная интенсивность излучения второго порядка дифракции на фазовых дифракционных решетках, изготовленных методом плазмохимического травления, может составлять $I_2 = 0,3 - 0,35$.

И.Н. КОМПАНЕЦ¹, Т.А. НЕЕВИНА

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

КОММУТАЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ КАНАЛОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ФОТОРЕФРАКТИВНОГО МАТЕРИАЛА

Работа посвящена разработке нового оптоэлектронного NxN коммутатора параллельного типа с поразрядной коммутацией оптических каналов, сформированных в фоторефрактивном материале. Перевод сигналов из канала в канал осуществляется при параллельной оптической адресации соединений фоторефрактивных волноводов с помощью пространственно-временного модулятора света (ПВМС).

Рассматривается вариант поразрядной коммутации оптических каналов по описанной ранее схеме [1], но с использованием фоторефрактивного материала в волноводах и параллельной оптической адресации всех соединений волноводов, в которых должен осуществляться перевод сигнала из канала в канал.

Предлагаемый оптоэлектронный коммутатор содержит (рис. 1) оптический затвор, выполненный на основе модуляторов света, являющихся входными портами коммутатора {1}; полупрозрачные кубы, составленные из двух призм {2', 2'', 2'''}; линейки модуляторов, используемые для адресации сигналов {3', 3'', 3'''}; фоторефрактивные волноводы {4', 4''}. На рисунке также показаны соединения фоторефрактивных волноводов {5', 5''}, где под действием оптических сигналов {8', 8''}, формируемых в ПВМС {6', 6''}, изменяется коэффициент преломления материала, что заставляет повернуть информационный оптический поток в соседний волновод. Для каждой комбинации световых пучков на входе коммутатора компьютер рассчитывает соответствующую комбинацию управляющих оптических сигналов, которые параллельно считываются с ПВМС и с помощью голографических оптических элементов (ГОЭ) {7', 7''} направляются в заданные соединения фоторефрактивных волноводов {5', 5''}. Входные и выходные коммутируемые потоки здесь обозначены цифрами 9' и 9''.

Параллельное оптически управляемое изменение значения показателя преломления во всех переключаемых соединениях волноводных каналов, реализуемое с помощью фоторефрактивных волноводов и ПВМС,

существенно упрощает описанную в [1] схему коммутации оптических каналов, повышает ее надежность и улучшает быстродействие.

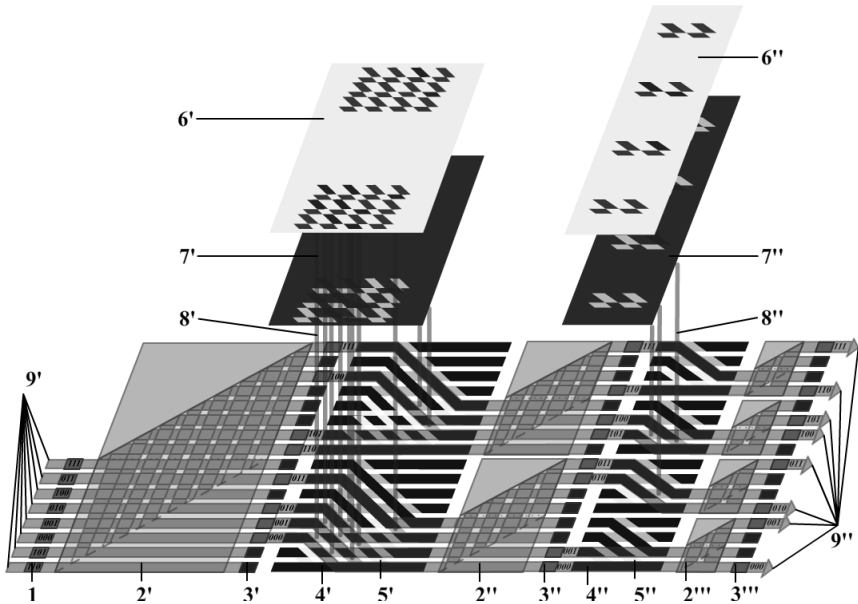


Рис. 1. Принципиальная схема многоканального коммутатора (на примере 8-канального устройства), находящегося в рабочем состоянии (информационный оптический поток направляется по заданным адресам)

Список литературы

1. Компанец И.Н., Неевина Т.А. Оптоэлектронный $N \times N$ коммутатор параллельного типа. Сб. трудов XIII межд. телекоммуникационной конф. студентов и молодых ученых «Молодёжь и наука». М.: НИЯУ МИФИ, 2010. Т.3. С.122-123.

П.С. ГОНЧАРОВА, В.В. КРИШТОП

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск

ВЛИЯНИЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ ПОЛОСЫ ИСТОЧНИКА ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПАРАМЕТРЫ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОГО МОДУЛЯТОРА

Рассмотрены результаты влияния ширины спектральной полосы источника излучения на основные параметры электрооптического модулятора широкополосного излучения, такие как, полуволновое напряжение, коэффициент контраста и глубину модуляции.

Электрооптические модуляторы (ЭОМ) находят широкое применение во многих оптических устройствах, в частности, в волоконно-оптических системах передачи информации [1], хотя их применение до сих пор ограничивается жесткими требованиями на монохроматичность излучения для достижения эффективной модуляции.

Наиболее распространенными источниками излучения являются различные полупроводниковые светодиоды и лазерные диоды, из которых в волоконной оптике используются только некоторые их разновидности. Это связано с тем, что параметры данных устройств в значительной степени определяют характеристики систем передачи и поэтому должны отвечать выдвигаемым им требованиям.

С точки зрения спектрального состава излучения полупроводниковые светодиоды имеют достаточно большую ширину спектра, составляющую обычно от 40 до 80 нм, что приводит к снижению полосы частот вследствие хроматической дисперсии. Принципиальным отличием лазерных диодов от полупроводниковых светодиодов является наличие в них встроенного оптического резонатора, обеспечивающего более узкую ширину спектра порядка 5-10 нм.

Нами была рассмотрена схема электрооптического модулятора [2] с поперечно приложенным управляющим электрическим полем. Данная схема имеет преимущество перед аналогами [3], так как может работать как на включение, так и на выключение. На основные параметры данного модулятора может оказывать влияние множество факторов [4], одним из которых является ширина спектрального диапазона источника излучения.

Так при увеличении ширины спектра излучения происходит возрастание значения полуволнового напряжения (рис.1а) и уменьшение глубины модуляции (рис.1б). Так же при изменении ширины спектра излучения на 50 нм коэффициент контраста уменьшается на 1 дБ.

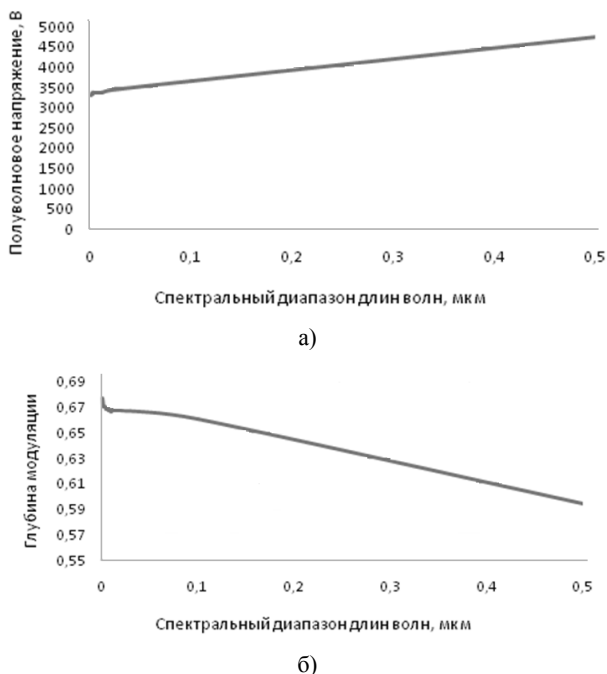


Рис. 1. Зависимости полуволнового напряжения (а) и глубины модуляции (б) от спектрального диапазона длин волн (для кристаллов 10 мм)

Компенсировать влияние ширины спектра излучения на параметры электрооптического модулятора можно за счет подбора длины кристаллов. Это необходимо учитывать при конструировании реальных устройств.

Список литературы

1. Лопатина П.С., Криштоп В.В. Электрооптический модулятор для волоконно-оптических линий связи // Изв. вузов. Приборостроение. 2009. Т.52. №12. С.67-71.
2. Толстов Е.В., Строганов В.И., Криштоп В.В., Литвинова М.Н., Рапопорт И.В., Сую А.В. Электрооптический модулятор // Патент на изобретение G02F1/00 № 2267802, приоритет 25.05.04. Зарегистрировано 10.01.2006 г.
3. Давыдов Б.Л., Крылов А.А., Ягодкин Д.И. Поляризационно-независимый электрооптический затвор-модулятор на объемных кристаллах LiNbO_3 и LiTaO_3 // Квантовая электроника. 2007. Т.37. №5. С.484-488.
4. Лопатина П.С., Криштоп В.В. Влияние различных факторов на работу электрооптического модулятора // Сборник трудов Межд. конф. «Оптика – 2011». Санкт-Петербург, 2011. Т.1. С.503.

Б.С. НОТКИН, В.А. КОЛЧИНСКИЙ

Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток

ОБРАБОТКА ДАННЫХ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОЙ СЕТИ В СОСТАВЕ ИНФОРМАЦИОННО-ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ

Данная работа посвящена сравнению двух подходов к построению волоконно-оптических сетей в составе информационно-измерительных систем, сформулированы рекомендации по практическому применению каждого из предложенных подходов.

В настоящее время все больший интерес уделяется созданию распределенных систем контроля с томографическим подходом к сбору и обработке данных. Такой томографический подход к организации сбора данных предполагает использование единой измерительной сети, состоящих из квази- и распределенных датчиков, которые фиксируют интегральную информацию о величине внешнего воздействия на чувствительные элементы (ЧЭ) вдоль линии их укладки, вследствие чего восстановление исследуемой функции распределения осуществляется при обработке сигналов сразу всех датчиков, образующих измерительную сеть [1]. Исследование описанных в работе измерительных сетей в составе информационно-измерительных систем выполнено на примере лабораторного макета системы мониторинга периметра.

Назначение таких систем состоит в определении класса движущегося в зоне мониторинга объекта, его скорости, массы и траектории движения (рис. 1). Решение этой задачи осложнено необходимостью обработки большого объема данных, который требуется для надежного принятия решения и формируется путем накопления информации, поступающей по каналам измерительной сети. Разработка экспертных систем, выполняющих обработку регистрируемых массивов данных, выполнена с привлечением методов искусственного интеллекта.

В работе представлено исследование и сравнение двух подходов к построению систем мониторинга периметра. Первый подход базируется на применении аппарата искусственных нейронных сетей [2]. Уменьшение объема исходных данных здесь достигается за счет использования метода главных компонент. Проведенные эксперименты показали, что применение этого метода позволяет сократить объем данных исходного множества. Результаты обучения нейросетевых классификаторов подтвердили эффективность этого приема.

Во втором подходе экспертная система реализуется как продукционная система. В ее основе лежит анализ кусочно-линейных функций, аппроксимирующих данные, поступающие по каждому измерительному каналу. Предложенная система правил позволяет надежно классифицировать объекты и определять траектории их движения, а так же выполнять выбор эвристического алгоритма, осуществляющего оценку скорости и массы движущегося объекта.

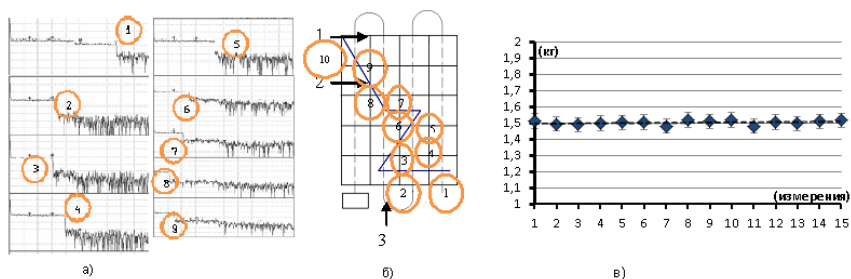


Рис. 1. Рефлектограммы, отображающие перемещение объекта с массой m_1 (а); схема укладки ИЛ на основе одноמודового ВС и траектория движения объекта с массой m_1 (б); результаты контрольных измерений по определению массы воздействующего объекта (в)

Сравнительный анализ предложенных подходов показал, что нейросетевая реализация экспертной системы представляет более унифицированное решение, требующее минимального участия человека. Недостаток этого подхода состоит в потребности подготовки большого объема данных, необходимого для обучения экспертной системы. Этого недостатка лишена продукционная система, которая строится путем формализации знаний эксперта в виде базы правил, что на практике может оказаться более сложной задачей, чем подготовка обучающей выборки для нейросетевой системы. К дополнительным преимуществам продукционных систем можно отнести удобство модификации решения и возможность получения результата в более детализированной форме. На основе этих наблюдений в работе сформулированы рекомендации по практическому применению каждого из предложенных подходов.

Список литературы

1. Седов В.А. Принципы организации распределенных амплитудных волоконно-оптических измерительных сетей. Дисс. на соискание ученой степени к.ф.-м.н, 2010.
2. Kosko B. Neural networks and fuzzy systems. Prentice Hall, Englewood Cliffs, 1992.

А.С. МАЧИХИН

Научный руководитель – В.Э. ПОЖАР

*Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, Москва***БЕЗАБЕРРАЦИОННЫЙ ЗОНДОВЫЙ
АКУСТООПТИЧЕСКИЙ 2D-СПЕКТРОМЕТР**

Рассмотрена задача регистрации изображений труднодоступных объектов в произвольных узких (2-3 нм) интервалах. Предложена схема 2D-спектрометра на основе оптоволоконного зонда и специализированного акустооптического монохроматора. В отличие от существующих аналогов данная схема обеспечивает минимальные абберрационные искажения, что позволяет использовать прибор для быстрого высокоточного измерения спектров во всех пикселях, составляющих изображение исследуемого объекта.

Фотолуминесцентные методы исследований все чаще применяются при диагностике и терапии раковых опухолей. Распространение получают 2D-спектрометры – системы для анализа не только спектральных, но также и пространственных свойств объектов. Приборы, реализующие данный подход, выгодно отличаются высокая информативность, чувствительность и способность работать в разнообразных, в том числе внелабораторных условиях. При этом особое место могли бы занять 2D-спектрометры для исследования внутренних органов *in vivo*. Несмотря на широкое распространение эндоскопических методов исследований и терапии, до сих пор не известны приборы, которые в полной мере позволяли бы решить данную задачу. Имеющиеся зарубежные разработки на основе одиночных перестраиваемых фильтров [1] дают возможность лишь качественно анализировать набор спектральных изображений в то время, как наибольший интерес представляет прецизионное измерение спектров в отдельных точках объекта. Этот недостаток объясняется, прежде всего, невозможностью обеспечения должного высокого качества передачи изображения.

В настоящей работе впервые разработана схема безабберационного зондового 2D-спектрометра для исследования труднодоступных объектов. Рассеянное исследуемым объектом 1 излучение от ультрафиолетового источника 3 собирается гибким оптоволоконным зондом 2, волокна которого уложены регулярным образом для передачи изображения, и направляется на акустооптический (АО) спектральный элемент особой конструкции. Этот элемент состоит из двух развернутых на 180° идентичных неколлинеарных АО ячеек 6 и 8 (рис. 1) изготовленных из

кристалла TeO_2 . Излучение, длина волны которого соответствует периоду дифракционной решетки, создаваемой акустической волной, дифрагирует на решетке, в результате чего поляризация излучения меняет ориентацию. Излучение других длин волн проходит через АО ячейку 6 без изменений и практически полностью отсекается скрещенным поляризатором 7. Далее происходит повторная фильтрация с помощью второй АО ячейки 8 и поляризатора 9, после чего изображение фокусируется объективом 10 на ПЗС матрице 11. Изменяя частоту акустических волн, можно получить изображение объекта на произвольных длинах волн.

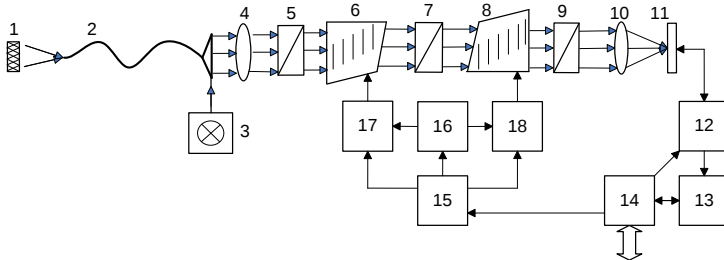


Рис. 1. Схема разработанного 2D-спектрометра:

1 – объект; 2 – оптоволоконный зонд; 3 – источник света; 4 – сопрягающая оптическая система; 5, 7, 9 – поляризаторы; 6, 8 – АО ячейки; 10 – объектив; 11 – ПЗС матрица; 12 – плата видеозахвата; 13 – блок обработки; 14 – программный интерфейс; 15 – контроллер; 16 – ВЧ генератор; 17, 18 – ВЧ усилители

Применение такой специальной конструкции АО элемента обеспечивает минимальные (менее 1 пикселя) пространственные искажения [2], а использование специально рассчитанной сопрягающей оптической системы – минимум хроматических аберраций.

Разработанный 2D-спектрометр не имеет подвижных частей и обладает высоким спектральным (3,5 нм) и пространственным ($\sim 10^3$ разрешимых элементов по каждой из координат) разрешением, малым временем перестройки ($\sim 10^{-3}$ с), произвольной спектральной адресацией в диапазоне 0,4-0,7 мкм. Все это делает его прецизионным и эргономичным инструментом для неинвазивной фотолюминисцентной диагностики при бронхоскопии, гастроскопии и других эндоскопических обследованиях.

Список литературы

1. Martin M., Wabuye M., et. al. Dual modality fluorescence and reflectance hyperspectral imaging: principle and applications // Proc. of SPIE. 2005. V.5692. P.133-139.
2. Мачихин А.С., Пожар В.Э. Искажения изображения, возникающие при передаче через двойной акустооптический монохроматор // Электромагнитные волны и электронные системы. 2009. Т.14. №11. С.63-68.

Н.В. АВЕРЬЕВ, И.А. ЧАРАЕВ, В.А. СЕЛЕЗНЁВ, А.В. СЕМЁНОВ,
А.А. КОРНЕЕВ, Г.Н. ГОЛЬЦМАН

Московский педагогический государственный университет

СКОРОСТЬ ТЕМНОГО СЧЕТА СВЕРХПРОВОДНИКОВОГО ОДНОФОТОННОГО ДЕТЕКТОРА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Представлены результаты исследований скорости темного счета сверхпроводящих однофотонных детекторов, изготовленных из ультратонкой пленки NbN. Были получены зависимости скорости темновых срабатываний детектора от тока смещения при различных температурах.

Сверхпроводниковый однофотонный детектор представляет собой наноструктуру из ультратонкой плёнки NbN толщиной 3-4 нм. Чувствительная область детектора – полоска сверхпроводника шириной 100-150 нм и длиной до 500 мкм (рис. 1) изогнутая в виде меандра для улучшения согласования с излучением.

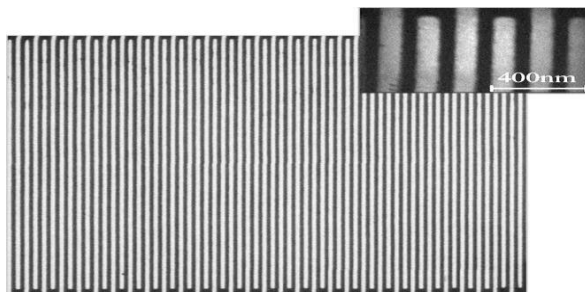


Рис. 1. Изображение детектора в электронном сканирующем микроскопе

Указанные детекторы, а также системы на их основе уже нашли практическое применение в квантовой криптографии, в исследовании излучения из полупроводниковых квантовых точек, в телекоммуникациях.

Одной из основных характеристик детектора является число ложных срабатываний (темновых отсчётов) в единицу времени. С целью изучения их природы была измерена зависимость скорости темного счета SSPD от транспортного тока при различных температурах (рис. 2).

Полученные зависимости хорошо описываются законом $\text{cps} \sim (I/I_c)^\nu$, полученным для модели термически активированных одиночных вихрей. Однако параметр ν (≈ 100) не зависит от температуры, что, возможно, указывает на существенно неравновесную природу флуктуаций.

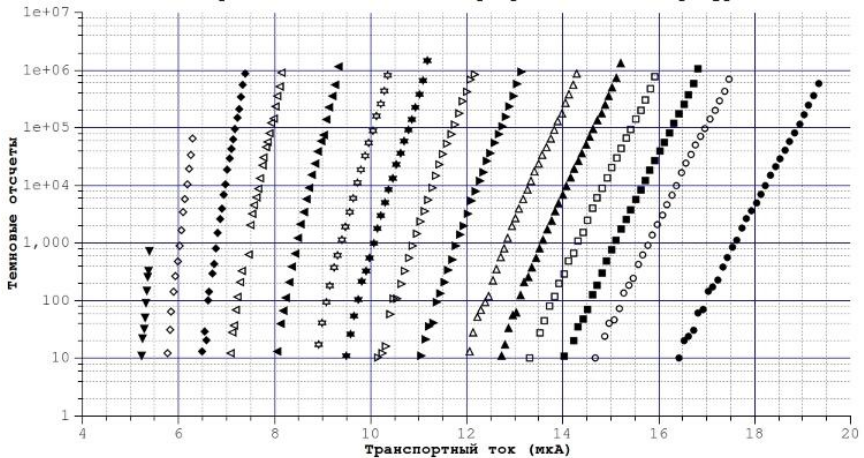


Рис. 2. Скорость темнового счета от тока смещения при различных температурах: 4,2-7 К с шагом 0,2 К (4,2 К – справа, 7 К – слева)

Список литературы

1. Vortex-induced dissipation in narrow current-biased thin-film superconducting strips / L.N. Bulaevskii, M.J. Graf, C.D. Batista, V.G. Kogan // Phys. Rev. 2011. B83.144526.

Е.Ю. ЗЛОКАЗОВ, И.А. КУРБАТОВ, Е.К. ПЕТРОВА,
Р.С. СТАРИКОВ, Д.В. ШАУЛЬСКИЙ

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

ИССЛЕДОВАНИЕ ИНФОРМАТИВНОЙ ЁМКОСТИ И ШУМОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ИНВАРИАНТНЫХ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ФИЛЬТРОВ С ОПТИМИЗАЦИЕЙ ПАРАМЕТРОВ КОРРЕЛЯЦИОННОГО ПИКА

Приводятся результаты исследования свойств инвариантных корреляционных фильтров с оптимизацией параметров корреляционного пика различных типов.

Проведены исследования информативной ёмкости и шумовых характеристик составных инвариантных корреляционных фильтров (КФ) с оптимизацией параметров корреляционного пика следующих типов:

- с минимальной средней энергией корреляции (minimum average correlation energy filter - MACE, МСЭК) [1],
- с максимальной высотой корреляционного пика (maximum average correlation high - MACH, MBK) [2],
- МСЭК со сглаживающей функцией Гаусса (gaussian MACE filter - GMACE, МСЭКГ) [3],
- с минимумом шума и энергии корреляции (minimum noise and correlation energy filter – MINACE, МШЭК) [4].

Проведено математическое моделирование распознавания полутоновых изображений с использованием КФ указанных типов.

Условия задачи распознавания предполагались аналогичными обсуждавшимся в [5] – рассматривался случай 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 128х128 или 256х256 пикс.

Исследовались возможности распознавания как незашумлённых изображений, так и изображений с пространственным шумом. В качестве корреляционных метрик использованы амплитуда корреляционного пика и несколько модификаций отношения пик/склон. Примеры изображений истинного и ложных классов представлены на рис. 1.

Результаты позволили определить в каждом случае максимально и минимально возможное количество настроечных изображений, используемых при синтезе КФ, а также оценить уровень пространственного шума, при котором сохраняется возможность распознавания.



Рис. 1. Пример изображений истинного (И) и ложных (Л1, Л2, Л3) классов

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

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. Mahalanobis A., Vijaya Kumar B.V.K., Song S., Sims S.R.F., Epperson J.F. Unconstrained correlation filters // Appl. Opt. 1994. V.33. P.3751-3759.
3. Casasent D., Ravichandran G., Bollapraggada S. Gaussian MACE correlation filters // Appl. Opt. 1991. V.30. P.5176-5181.
4. Ravichandran G., Casasent D.P. Minimum noise and correlation energy optical correlation filter // Appl. Opt. 1992. V.31. P.1823-1833.
5. Злоказов Е.Ю., Курбатов И.А., Стариков Р.С., Шаульский Д.В. Исследование дискриминационных свойств инвариантных корреляционных фильтров с оптимизацией параметров корреляционного пика // Науч. сессия НИЯУ МИФИ-2011. Науч.-практ. конф. по фотонике и информационной оптике. Сб. науч. тр. М.: НИЯУ МИФИ, 2011. С.187-188.

С.С. АНДРОСОВ, Н.В. СЕЛИНА, Н.А. ЯКОВЕНКО

Кубанский государственный университет, Краснодар

РАСЧЁТ ЭФФЕКТИВНОСТИ СОПРЯЖЕНИЯ ОДНОМODOVЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН С ПОМОЩЬЮ ПЛАНАРНЫХ МИКРОЛИНЗ

Проведено математическое моделирование распространения гауссовых пучков через планарные микролинзы, выполнен расчёт эффективности сопряжения одномодовых световодов посредством оптической системы из двух планарных микролинз, сформированных в стеклянных подложках.

На сегодняшний день актуальной задачей является создание разъёмных многоканальных соединителей для волоконно-оптических линий связи и систем оптической обработки информации. Для повышения эффективности соединения сопряжение оптических волокон может осуществляться с помощью матриц планарных интегрально-оптических микролинз, используемых в качестве фокусирующих элементов. Составляющие их микролинзы формируются в стеклянной подложке (показатель преломления $n_s = 1,5$) методом электростимулированного ионного обмена, имеют плоско-выпуклую полусферическую форму, разность показателей преломления микролинзы и подложки составляет 0,1 [1].

Целью работы является определение эффективности использования микролинз для сопряжения одномодовых оптических волокон (ООВ).

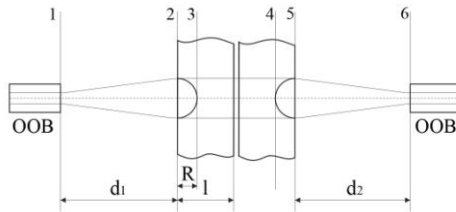


Рис. 1. Схема единичного элемента волоконно-оптического соединителя

Рассматриваемым элементом является система, состоящая из двух микролинз (коллимирующей и фокусирующей) с радиусом R в стеклянных подложках толщиной $l = 1$ мм (рис. 1). Источником и приёмником излучения являются одномодовые оптические волокна, при этом торец волокна-приёмника располагается в фокальной плоскости второй линзы ($d_2 = f$), а расстояние d_1 оптимизируется.

В ходе работы проведён расчёт эффективности передачи излучения между оптическими волокнами. Поле волокон аппроксимируется двумерной гауссовой функцией. Для расчёта параметров пучка, проходящего через оптическую линзовую систему, используется стандартный ABCD метод. Действие сферических aberrаций каждой линзы может быть учтено в виде дополнительного множителя, показывающего влияние aberrаций на фазу излучения.

Расчёт интеграла перекрытия полей источника и приёмника осуществляется по формуле:

$$\eta = \frac{\left| \int_0^\infty \psi_{\text{ист}}(x, y) \cdot \psi_{\text{ов}}^*(x, y) dx dy \right|^2}{\int_0^\infty |\psi_{\text{ист}}(x, y)|^2 dx dy \cdot \int_0^\infty |\psi_{\text{ов}}(x, y)|^2 dx dy}$$

где $\psi_{\text{ист}}$ – распределение электрического поля от источника излучения, прошедшего через оптическую систему, в плоскости приёмника, $\psi_{\text{ов}}$ – распределение электрического поля приёмного волокна.

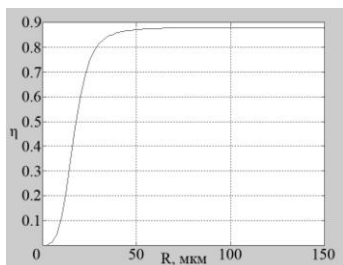


Рис. 2. Зависимость эффективности передачи излучения от радиуса микролинз

Полученная зависимость эффективности передачи излучения от радиуса микролинз при оптимальном расстоянии между волокном-источником излучения и первой микролинзой показана на рис. 2. Aberrации в первом приближении не учитывались. Как видно из рисунка, при радиусе микролинз более 50 мкм может быть достигнута достаточно высокая эффективность передачи излучения – порядка 0,87.

Подобный метод может быть использован и при расчёте эффективности сопряжения с оптическими волокнами других источников излучения (например, матриц лазерных диодов).

Список литературы

1. Элементы волноводной оптоэлектроники для устройств функциональной обработки цифровой информации / В.П. Гладкий, В.А. Никитин, В.П. Прохоров и др. // Квантовая электроника. 1995. Т.22. №10. С.1027-1033.

Н.А. ЯКОВЕНКО, В.С. СМОРЩЕВСКИЙ, А.А. ЕПИФАНОВ
Кубанский государственный университет, Краснодар

СОВРЕМЕННАЯ ОПТИЧЕСКАЯ ТЕХНОЛОГИЯ ПЕРЕДАЧИ ИНФОРМАЦИИ FTTB В УЧЕБНОМ ПРОЦЕССЕ

Данная работа посвящена разработке учебного лабораторного комплекса по современной оптической технологии передачи информации FTTB («волокну в дом»), которая широко используется для построения оптических сетей связи.

Современные оптические технологии передачи информации являются основой всех существующих телекоммуникационных сетей. В настоящее время всё более широкое распространение получает оптическая технология передачи информации «волокну в дом» (FTTB – Fiber To The Building), которая позволяет подключать абонентов многоэтажных жилых и офисных зданий к сетям связи общего пользования и обеспечить передачу каждому абоненту всех видов современной информации [1]. Для изучения оптической технологии FTTB в учебной лаборатории физико-технического факультета КубГУ разработан учебный комплекс (рис. 1), который состоит из двух серийно выпускаемых домовых узла доступа, соединенных между собой с помощью учебной волоконно-оптической линии связи (ВОЛС).

В лабораторном учебном комплексе в качестве терминального оборудования абонентов установлены 8 персональных компьютеров (ПК). Домовой узел доступа состоит из следующих элементов: 1) оптический кросс ODF к которому подключается ВОЛС и в котором происходит выделение оптических волокон для конкретного домового узла доступа; 2) коммутатор 2-уровня типа «QSW-2900» фирмы «Qtech» (Россия) на 24 электрических порта [2]. 3) коммутационная патч-панель на 24 абонента, к которой отдельными кабелями UTP подключается терминальное оборудование абонентов. Учебная волоконно-оптическая линия связи состоит из постоянных оптических аттенуаторов ОА (10дБ) и переменных оптических аттенуаторов VOA (0-30дБ), которые в сумме обеспечивают изменение затухания одного направления передачи в диапазоне 20÷50 дБ. На данном комплексе одновременно выполняются лабораторные работы 8 групп студентов, по 2-3 человека в группе.

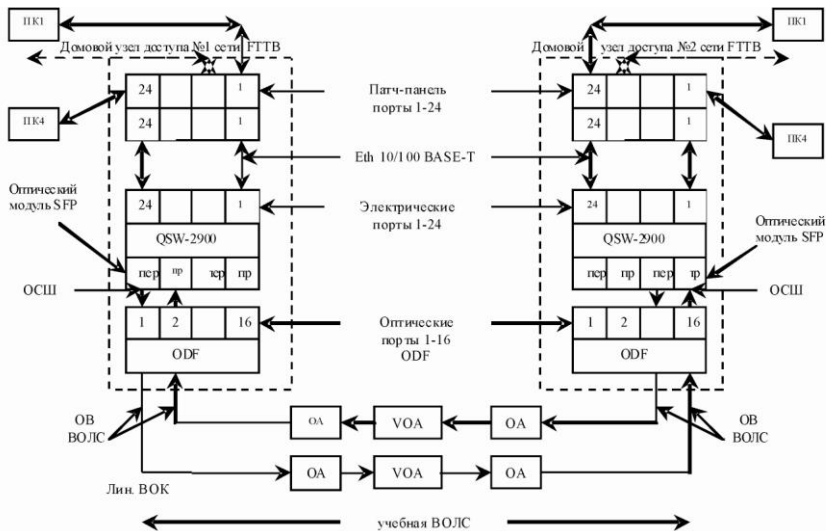


Рис. 1. Структурная схема учебного комплекса для изучения принципов построения оптической технологии FTTB

Лабораторные работы на данном учебном комплексе разделены на три модуля:

- модуль 1 посвящен изучению оптических характеристик технологии FTTB (измерение уровней передачи оптических сигналов, измерение минимально допустимого уровня приёма, расчёты максимальной протяженности ВОЛС по результатам измерений для различных типов оптических волокон);
- модуль 2 посвящен вопросам настройки коммутаторов, адресации абонентов, установлению соединений между различными абонентами;
- модуль 3 посвящен изучению влияния оптических характеристик сетей FTTB на качественные показатели передачи информации между абонентами.

В настоящее время данный комплекс внедрен в учебный процесс КубГУ по направлению бакалавриата «Инфокоммуникационные технологии и системы связи».

Список литературы

1. Барсков А.Г. FTTx: выбор технологии // Сети и системы связи. №12 (174). 11.11.2008.
2. Официальный сайт Российской компании «Qtech» www.Qtech.Ru.

В.Е. ЛЫСЕНКО, А.Л. ИВАНОВ,
Н.А. ЯКОВЕНКО, С.И. САВЕНКОВ

Кубанский государственный университет, Краснодар

ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫЙ АСТРОФИЗИЧЕСКИЙ УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС

Коллектив разработчиков оптико-электронного астрофизического учебно-методического комплекса обсуждает предварительные результаты проекта. Показано, что современный уровень развития инфокоммуникационных технологий позволяет реализовать элементы компетентностного подхода в общем образовании.

В условиях модернизации образования одним из главных направлений является усиление связи школа – вуз. Конкретным шагом в этом направлении является разработка автоматизированного оптико-электронного комплекса по астрофизике, функционирующего в системе удаленного доступа. Целью, которую поставил себе коллектив разработчиков, является создание интерактивного инструмента познания окружающего мира, предназначенного для проведения практических занятий школьников, в том числе в режиме реального времени, позволяющего визуализировать и исследовать объекты космоса.

В состав комплекса, размещенного в оптической астрофизической обсерватории, входят: автоматизированный телескоп MEADE диаметром 300 мм, ПЗС-камера SBIG ST-8XME, астроспектрограф SBIG DSS-7, солнечный фильтр CORONADO PST+125 мм НПЗ, служба времени, компьютер, с доступом в Интернет, специализированное программное обеспечение, web-сайт, набор инструкций, набор методических описаний лабораторных работ. Для обеспечения функционирования комплекса в режиме реального времени требуется технический сотрудник, так как организация съемки – достаточно трудоемкий процесс.

Основным программным средством, обслуживающим вектор телескоп – компьютер пользователя, является ПО Team Viewer 6.0 в режиме демонстрации. Вектор пользователь – астрофизический комплекс обслуживает специальный web-сайт. Web-сайт содержит порядок работы комплекса, инструкции, методические описания лабораторных работ, интерактивные элементы для приема заявок на проведение сеанса, а также комплекс снимков для реализации лабораторных работ вне режима реального времени.

Порядок функционирования астрофизического комплекса выглядит следующим образом. По получению заявки на проведение сеанса наблюдения технический сотрудник согласовывает время сеанса с заявителем с учетом погодных условий. Согласно графика производится автоматическая съемка объекта. При этом снимок виден на экране управляющего компьютера, к которому подключается пользователь для просмотра. Файл, содержащий изображение объекта, отправляется на сайт комплекса, откуда загружается пользователем.

Испытания показали, что при скорости интернет-соединения пользователя выше 300 кбит/с просмотр пользователем процесса съемки происходит удовлетворительно. Во время испытаний наблюдался спутник Юпитера Ио. За тридцатиминутный сеанс учащиеся зафиксировали смещение спутника, измерили его тангенциальную скорость.

С точки зрения компетентностного подхода к обучению физике лабораторные работы, включающие в себя измерения и вычисления, предназначены для формирования компетенций применения математических методов исследования. Примером могут служить лабораторные работы «Законы движения тел Солнечной системы на примере галилеевых спутников Юпитера» и «Изучение спектра Солнца». Использование астрофизического комплекса в режиме реального времени целесообразно для проведения кружковых и дополнительных занятий по астрофизике, уроков физики для 11 класса по теме «Строение и эволюция Вселенной».

Функционирование астрофизического комплекса в реальном времени приходится на вечернее время, но это не может помешать выполнять комплекс лабораторных работ по материалам, хранящимся в базе данных.

Данный комплекс позволяет эффективно использовать в образовательных целях современный уровень развития информационно-коммуникационных технологий в Краснодарском крае, позволяет удовлетворить как потребности классно-урочной образовательной деятельности, так и запросы индивидуальных пользователей для реализации проектной деятельности в обучении.

А.Н. ПУТИЛИН, Ю.П. БОРОДИН, С.С. КОПЕНКИН

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

ГОЛОГРАММЫ НА ПОЛНОМ ВНУТРЕННЕМ ОТРАЖЕНИИ В ОСВЕТИТЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ СХЕМ ЗАПИСИ СИНТЕЗИРОВАННЫХ 3D СТЕРЕОГРАММ

Целью работы явилось исследование методов записи интегральных осветительных устройств для компактных систем записи и тиражирования 3D синтезированных цифровых голограмм. Записывались комбинированные осветители с функциями делителя пучка, коллиматора-телескопа и формирователя фазовой бинарной маски в плоскости пространственно-временного модулятора света. В качестве регистрирующей среды использовались фотополимерные пленочные среды фирмы «Bayer»

Запись голографических осветителей-коллиматоров

В настоящее время наиболее многообещающая тенденция развития голографии является миниатюризация, как отдельных голографических элементов, так и всей системы записи и воспроизведения голограмм [1].

В данной работе мы попытались реализовать идею использования самих голографических оптических элементов для записи другого типа голограмм, для достижения максимальной компактности установки записи.

Принципиальная схема интегрального устройства записи, в данном случае отражательных, синтезированных голограмм (рис. 1) состоит из лазерного источника когерентного излучения с возможностью временной модуляции потока излучения, голографического волноводного делителя пучка (Н1), голографического коллиматора-расширителя пучка (Н2), пространственного модулятора света (SLM), фурье-преобразующей голографической или Френелевской оптической системы (Н3), оптической системы для формирования опорного пучка (Н4) и системы механического позиционирования регистрирующей среды (RM). По принципу синтеза 3D изображения система относится к пошагово записываемым параллаксным стереограммам, при синтезе хогелей может использоваться как горизонтальный, так и 2D параллакс. Аналогичная система описывается в патенте US 6330088 В1. Новизна предложенного решения заключается в использовании интегральных оптических компонентов, каждый из которых представляет собой единый не юстируемый оптический элемент, заменяющий собой большое количество отдельно расположенных и снабжённых специальными

юстировочными устройствами простых оптических элементов различной формы и конфигурации, что характерно для существующих экспериментальных схем [2].

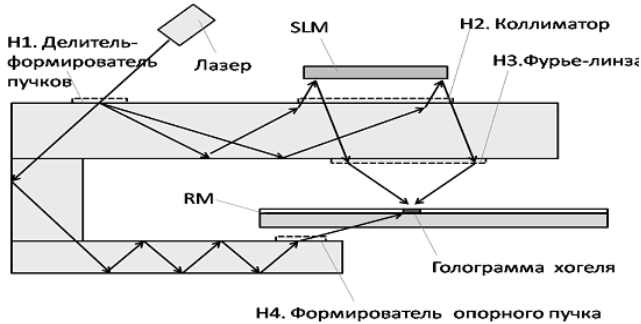


Рис. 1. Схема устройства записи отражательных синтезированных голограмм

В экспериментах по записи осветителей использовались непрерывные DPSS лазеры (532 и 473 нм) мощностью до 70 мВт. Голограммы записывались на фотополимерных композициях, полученных от фирмы “Bayer” толщиной 12 мкм. Дифракционная эффективность могла достигать 90%, чувствительность материала до 10 мДж/см².



Рис. 2. Фотография устройства

На рис. 2 показана фотография согласованной работы элементов Н1, Н2, Н3 осветителя при освещении лазерным пучком 1мм², на выходе элемента диаметр пучка составлял 12 мм, суммарная дифракционная эффективность составляла 20%.

Список литературы

1. Putilin A., Morozov A., Pyun P. Integrated optical means for micro holograms recording. US patent application 2011120312. 23.05.2011
2. Klug M., et al, Method and apparatus for recording one-step, full-color, full-parallax, holographic stereograms. US patent 6330088. 11.12.2001.

В.И. БОБРИНЕВ, Дж.-Й. СОН

Корейский институт науки и технологий, Сеул, Республика Корея

ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ ЭКРАНЫ ПРОСВЕТНОГО ТИПА ДЛЯ ОТОБРАЖЕНИЯ СТЕРЕОСКОПИЧЕСКИХ И МНОГОРАКУРСНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Рассматриваются проблемы создания голографических экранов просветного типа для отображения полноцветных стереоскопических и многоракурсных изображений. Представлена оптическая схема записи экрана и методика расчета ее параметров. Представлены результаты экспериментальных исследований по записи экранов и отображению изображений на них. Рассмотрены возможные модификации схем отображения изображений.

Для создания эффекта объемности изображения используется тот факт, что каждый глаз видит каждую точку объекта под своим углом, отличным от угла наблюдения другого глаза. При совмещении этих двух изображений в мозгу зрителя и возникает эффект объемности. Таким образом, для отображения трехмерных изображений необходимо, чтобы в каждый глаз зрителя попадало свое изображение.

Известно несколько способов решения этой проблемы. Один из них состоит в том, что изображения для каждого глаза отличаются своими свойствами – поляризацией или цветом (второй способ пригоден только для монохромных изображений). Зритель наблюдает изображение с помощью очков, стекла которых пропускают в свой глаз только соответствующее изображение. Другой, популярный в настоящее время способ, заключается в том, что изображения для левого и правого глаза появляются поочередно, причем частота переключения достаточно большая, чтобы не чувствовался эффект мерцания. Зритель наблюдает изображение сквозь очки, прозрачность каждого стекла переключается в такт с переключением изображений.

Голографический экран относится к так называемым автостереоскопическим экранам, не требующим применения специальных очков у зрителя. Такие экраны создают так называемые зрительские зоны, в которых свет от изображений для левого и правого глаза концентрируется в пространственно разделенных пятнах, расстояние между которыми соответствует расстоянию между зрачками левого и правого глаза зрителя. По сути дела зрительская зона для каждого глаза является создаваемым экраном изображением выходного зрачка проектора. Для монохромного изображения голографический экран

должен представлять собой голограмму точечного объекта, а создаваемая им зрительская зона является действительным изображением этой точки [1, 2]. В случае проекции на экран полноцветного изображения восстановленные изображения точечного объекта из-за дисперсии оказываются разнесенными в пространстве, что приводит к сильному искажению цветов изображения.

Для устранения этого недостатка вместо точечного объекта на голографический экран в качестве объекта записывается длинный узкий диффузный рассеиватель [3]. При оптимальном расположении рассеивателя в схеме записи экрана восстановленные изображения рассеивателя располагаются на одной прямой линии, и при правильно выбранной длине рассеивателя можно добиться, чтобы нашлась область, где изображения полосок всех цветов наложены друг на друга. В этом месте находится зрительская зона голографического экрана.

Экспериментальные исследования проводились с использованием фотопластинок ВРП-М и ПФГ-01 завода «Славич». Для записи использовался аргоновый лазер (Рязань, НИИГРП) с мощностью 1 ватт и длиной волны 0,488 мкм. Время экспозиции при записи составляло 3 с на пластинках ВРП-М и 40 с на пластинках ПФГ-01 при размерах экрана 60х80 см [4].

Голографический экран просветного типа можно превратить в отражательный, прикрепив к его задней стороне плоское зеркало. При этом появляется возможность изменять положение зрительских зон, просто поворачивая экран вместе с зеркалом. Также возможно увеличивать размеры экрана, если расположить вместе несколько экранов с зеркалами и отъюстировать их так, чтобы их зрительские зоны были совмещены.

Список литературы

1. Bobrinev V.I., Evtikhiev N.N., Kostrov N.A., Radominov O.E., Shestak S.A., Son J.-Y. Holographic transmission-type screens for projection of the stereoscopic or multiview color images // Proc. SPIE. 1997. V.3011. P.146-155.
2. Kim J.-S., Shin S., Choi Y.-J., Bobrinev V.I., Son J.Y. The optimum optical geometry for recording a full color transmission type holographic screen of large size // Journal of Optical Society of Korea. 2000. V.4. No.1. P.66-70.
3. Bobrinev V.I., Son J.-Y. Method of producing a holographic projection screen for displaying a three-dimensional color images // US Patent No6211977 from 03.04.2001. Patent of England No2315565 from 05.04.2000. Patent of Japan No 3035511 of 18.02.2000. Patent of Korea No 199081 of 03.03.1999.
4. Kim J.-S., Bobrinev V. I., Son J.-Y., Choi Y.-J., Shin S.-H. The optimum optical geometry for recording a full color transmission type holographic screen of large size // Proc.SPIE. 2000. V.3956. P.148-157.

Г.Н. ВИШНЯКОВ, А.В. ЯНОВСКИЙ¹

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

¹Научно-технический центр «Атлас», Москва

МИНИМИЗАЦИЯ СПЕКЛ-ШУМА ПРИ ЗАПИСИ СТЕРЕОГОЛОГРАММ

Представлен краткий обзор возможных методов подавления спекл-шумов применяемых как при записи голограмм, так и в системах оптической обработки информации. Обосновывается негативное воздействие спекл-шумов на процесс стереообразования и на изобразительные качества синтезируемого на стереоголограмме объёмного изображения. Рассмотрен частный случай минимизации спекл-шумов в схеме записи стереоголограмм.

Всякий раз, когда лазерный свет отражается от диффузно рассеивающих объектов или проходит через диффузную среду можно наблюдать возникновение мелкозернистой структуры, которую принято называть спекл-структурой или спекл-шумом. Спеклы являются неизбежным следствием когерентности, поскольку они представляют собой просто картину максимумов и минимумов интенсивности, являющихся последствием соответственно усиления или ослабления когерентного волнового фронта со случайным нерегулярным фазовым распределением. Спеклы в изображении не только неприятны, но и обуславливают потерю информации. В [1, 2] достаточно подробно проанализированы причины возникновения спекл-шума и его негативное воздействие на качество голографического изображения. Там же представлены публикации, где описываются способы борьбы с ним.

Если для случая обычной голограммы спеклы просто нежелательны, то для случая многостереопарного изображения стереограммы ситуация более критична. Рассматривая двумерное изображение как совокупность большого числа точек его формирующих, тогда в равных количествах они должны присутствовать и на изображениях стереопары, и отличаться друг от друга только знаком и величиной горизонтального параллакса. Соблюдение этого условия является одним из основных факторов возникновения ощущения объёмно-пространственного образа объекта — процесс *фузии* [3]. Хаотичное наложение спекл-структуры на изображениях стереопары, приводит к исчезновению (размытию) некоторых точек на изображениях стереопары или появлению новых, не являющихся элементами изображения. Спеклы нарушают взаимосвязь

сопряжённых точек в стереопарах [4]. Последствием этого может являться исчезновения ощущения объёмно-пространственного образа объекта на стереоголограмме. Технологическая цепочка изготовления предлагаемого типа стереоголограмм предусматривает двухэтапную голографическую запись всего массива двумерных разноракурсных изображений на светочувствительный носитель [5]. Основным источником возникновения спеклов в схеме записи стереоголограммы является наличие сэндвича из двух матовых рассеивателей, разделённых небольшим зазором. Рассеиватели расположены перед LCD-модулятором, на экран, которого в процессе формирования первичной голограммы (аспектограммы) поочерёдно выводятся разноракурсные изображения основного объекта.

Бороться с последствиями спекл-шумов очень сложно и рискованно, поскольку результат может быть совершенно непредсказуем, приводящим к ещё большей *бинокулярной асимметрии стереопар* [3]. Целесообразнее изыскать возможности по минимизации влияния спеклов ещё на этапе записи аспектограммы и принять ряд технических мер для их реализации.

Основные способы борьбы с явлением спекл-шума давно известны и с успехом применяются на практике, но они не совсем универсальны. Поэтому задачу по поиску наиболее приемлемого способа минимизации каждый раз приходится решать заново с точки зрения пригодности того или иного способа к данной конкретной схеме, поскольку не всегда возможно заранее спрогнозировать, как отреагирует оптическая схема на ваши действия и будет ли достигнут положительный результат. Так самый распространённый способ, заключающийся в введении в оптический канал вращающегося матового рассеивателя совершенно не приемлем в схемах записи голограмм, т.к. полностью разрушает пространственную когерентность лазерного излучения, а также может вносить нежелательные вибрации в оптическую схему записи голограмм. Для поиска наилучшего варианта решения задачи по минимизации воздействия спекл-шума на изобразительные качества синтезируемого на стереоголограмме объёмного изображения, проводились ряд экспериментов. Причём, определенная характерность схемы записи стереоголограммы подсказывает, что решение может быть комплексным.

1. Подбор матовых рассеивателей. В оптической схеме используется два рассеивателя. Это позволяет расширить индикатрису рассеивания и добиться более равномерной засветки объектной волной плоскости первичной голограммы. Если, например, использовать только один крупноструктурный рассеиватель, то он обеспечит при большей индикатрисе рассеивания появление низкочастотного спекл-шума. И

наоборот, мелкоструктурный рассеиватель обеспечит индикатрису с меньшим углом рассеивания с появлением уже более высокочастотного спекл-шума. Эксперименты показали, что вид суммарной индикатрисы рассеивания не зависит от взаимного положения рассеивателей относительно друг друга, а частоту спекл-шума определяет в основном, второй рассеиватель.

2. Смещение второго рассеивателя во время записи одного кадра при разбиении времени экспозиции. Время экспозиции каждого кадра разбивалось на несколько подэкспозиций. В период между ними производилось смещение второго рассеивателя. Как и предполагалось эксперимент, дал отрицательный результат: так как спекл-структура смещалась между экспозициями и на изображении возникла интерференционная картина.

3. Смещение первого рассеивателя во время записи одного кадра при разбиении времени экспозиции. Время экспозиции разбивалось на несколько подэкспозиций. В период между ними производилось смещение первого рассеивателя. В отличие от предыдущего эксперимента спекл-картина не смещалась, а видоизменялась в соответствии с корреляционной функцией рассеивателей. Эксперимент показал положительный результат.

4. Смещение второго рассеивателя в период между сменой кадров. В этом случае изображение каждого кадра имело своё распределение спекл-структуры. На итоговом изображении происходило их некогерентное суммирование, не приводящее к усилению контраста спекл-шума за счёт его усреднения по времени.

По результатам экспериментов были проделаны следующие операции:

- подбор пары матовых рассеивателей, обеспечивающих при максимальной ширине индикатрисы рассеивания возникновение только высокочастотного спекл-шума;

- смещение первого рассеивателя в период между подэкспозициями;

- смещение второго рассеивателя в период между сменой кадров;

В результате спекл-шум на изображение был подавлен полностью.

Список литературы

1. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. М.: Мир, 1973.
2. Оптическая голография / под редакцией Г. Колфилда. М.: Мир, 1982.
3. Рожков С.Н., Овсянникова Н.А. Стереоскопия в кино-, фото-, видеотехнике. Терминологический словарь. М.: Парадиз, 2003.
4. Ведёнов А.А. Математика стереоизображения. М.: Знание, 1991.
5. Яновский А.В., Гавриков В.А. Изготовление радужных стереоголограмм // Науч. сессия МИФИ-2007. Сб. науч. тр. М.: МИФИ, 2007. Т.15. С.146-149.

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

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

ИЗМЕРЕНИЕ ШУМОВЫХ И РАДИОМЕТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ФОТО- И ВИДЕОКАМЕР С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТОДИКИ ОПЕРАТИВНОГО НАХОЖДЕНИЯ ВРЕМЕННОГО ШУМА

Разработана методика получения зависимости временных шумов камеры от величины сигнала по результатам съёмки лишь одной сцены. Создана установка для экспериментальной реализации методики, измерены радиометрические функции и шумовые характеристики камер четырёх типов. Найден шумовой портрет фотосенсора камеры Canon EOS 400D.

Знание световых и темновых, как временных, так и пространственных шумов камеры, а также её радиометрической функции необходимо для правильной оценки качества регистрируемых снимков и видео. Это является важным, например, для решения таких задач как распознавание изображений, оптическое кодирование информации [1], улучшение качества цифровых голограмм [2]. Измерение характеристик по общепринятым методикам [3] является дорогостоящим, длительным и трудоёмким процессом. Поэтому целью исследования являлась разработка и реализация совокупности методов, позволяющих оперативно и на доступном оборудовании измерить характеристики камер различного назначения: от веб- и бытовых камер до научных измерительных камер.

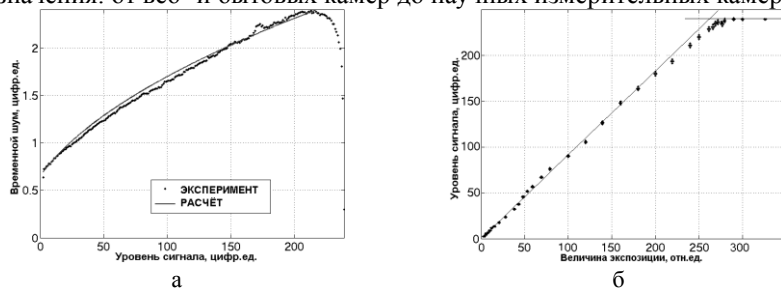


Рис. 1. Характеристики камеры Wattec LCL-902C: измеренная и расчётная зависимости временных шумов от сигнала (а); радиометрическая функция (б)

Разработана методика оперативного нахождения временных шумов камер по результатам съёмки всего одной сцены. Обычно необходимое

количество сцен достигает сотен [3]. На рис. 1а представлены полученные экспериментальная и расчётная зависимости временных шумов от величины сигнала для камеры Watec LCL-902C.

Используя разработанные методики, на собранной установке измерены характеристики четырёх камер различного типа: бытовой Canon EOS 400D, научной измерительной MegaPlus II ES11000, технического зрения PixeLink PL-B781F и видеонаблюдения с аналоговым выходом Watec LCL-902C. Получены радиометрические функции (рис. 1б), определены величины линейного и полного динамических диапазонов. Измерены световые и темновые временные и пространственные шумы камер. По результатам анализа шумов получены максимальные величины отношений сигнал/шум для исследовавшихся камер: 90 (Canon), 100 (MegaPlus), 60 (PixeLink) и 50 (Watec).

Из-за особенностей изготовления фотосенсор любой камеры имеет свойственный только ему так называемый «шумовой портрет». Его знание даёт возможность дополнительно увеличить отношение сигнал/шум. Кроме того, шумовой портрет может быть использован для идентификации камеры по снимку и определения факта редактирования снимка [4]. Используя усовершенствованную методику, получен шумовой портрет фотосенсора камеры Canon, его фрагмент приведён на рис. 2.

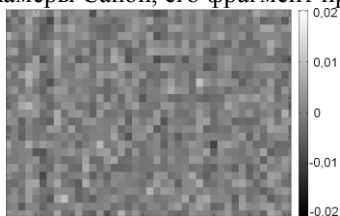


Рис. 2. Фрагмент шумового портрета фотосенсора камеры Canon EOS 400D

Разработанные методики позволяют оперативно измерять характеристики камер различного типа, предназначенных для решения прикладных задач.

Список литературы

1. Ozharar S., Reilly D., Wang S., Kanter G., Kumar P. Two-dimensional optical code-division modulation with quantum-noise aided encryption for applications in key distribution // Journal of Lightwave Technology. V.29. Issue 14. 2011. P.2081-2088.
2. Kelly D., Pandey N., Hennelly B., Naughton T. Quantization noise: An additional constraint for the extended sampling theorem // OSA Technical Digest (CD), 2009, DWB12.
3. http://www.emva.org/cms/upload/Standards/Standard_1288/EMVA1288-3.0.pdf.
4. Memon N., Dittmann J., Alattar A., Delp E. Efficient techniques for sensor fingerprint matching in large image and video databases // Proc. SPIE. V.7541. No.754109. 2010. P.1-7.

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

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ДВУМЕРНЫХ МОДУЛЯЦИОННЫХ ПЕРЕДАТОЧНЫХ ФУНКЦИЙ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Разработан метод измерения двумерных модуляционных передаточных функций (МДФ) оптических систем регистрацией одной тестовой сцены, использующий маски с постоянными спектрами мощности. Данный метод, являющийся модификацией метода случайных масок, даёт возможность измерения всех значений двумерной МДФ вместо только двух её ортогональных сечений.

Классический способ измерения МДФ заключается в измерении видности зарегистрированных камерой полос различного периода, один набор полос даёт значение МДФ для одной пространственной частоты, для получения всей зависимости требуется проведение большого количества измерений. Среди методов измерения МДФ существует метод случайных масок, позволяющий находить сечения МДФ регистрацией всего одной тестовой сцены [1]. Предложенный в работе метод основан на методе случайных масок, но позволяет измерить все значения двумерной МДФ вместо двух её ортогональных сечений. В методе случайных масок используются амплитудные случайные маски, представляющие собой двумерные массивы псевдослучайных чисел (рис. 1а). Нормированные среднеквадратические отклонения (СКО) от среднего уровня спектров мощности таких масок приблизительно равны единице (рис. 1б). Для достижения приемлемой точности измерений используется усреднение одномерных спектров мощности по строкам или столбцам.

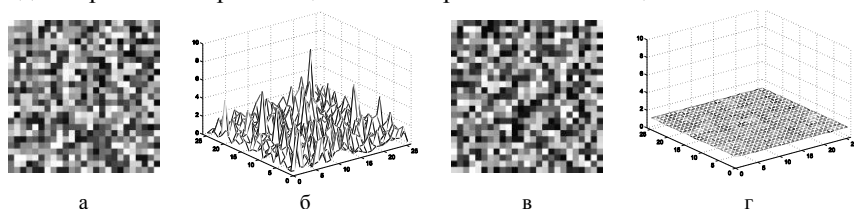


Рис. 1. Фрагмент амплитудной случайной маски (а), фрагмент МПСМ (в) и соответствующие фрагменты спектров мощности (б) и (г)

Для измерения всех значений двумерной МПФ был разработан итеративный алгоритм создания амплитудных масок с постоянными спектрами мощности (МПСМ). С использованием разработанного алгоритма возможно получение амплитудных масок (рис. 1в) с СКО спектров мощности от 0,003 (рис. 1г). Применение МПСМ позволяет отказаться от усреднения одномерных спектров мощности по строкам или столбцам для получения двумерной МПФ.

Рассчитанная при помощи разработанного алгоритма МПСМ, использовавшаяся в экспериментах, имеет 512×512 пикселей и 32 градации яркости (рис. 1в). СКО ее спектра мощности (рис. 1г) составляет 0,028. Отображавшаяся на ЖК мониторе с отключенной гамма-коррекцией МПСМ регистрировалась исследуемой камерой так, что одному пикселю монитора соответствовал один пиксель фотосенсора. Распределение амплитуд фурье-спектра зарегистрированного изображения МПСМ является двумерной МПФ камеры. Полученная двумерная МПФ приведена на рис. 2а. Для проверки разработанного метода было проведено дополнительное измерение МПФ стандартным методом с использованием миры. Результаты, полученные двумя методами, согласуются в пределах погрешностей (рис. 2б).

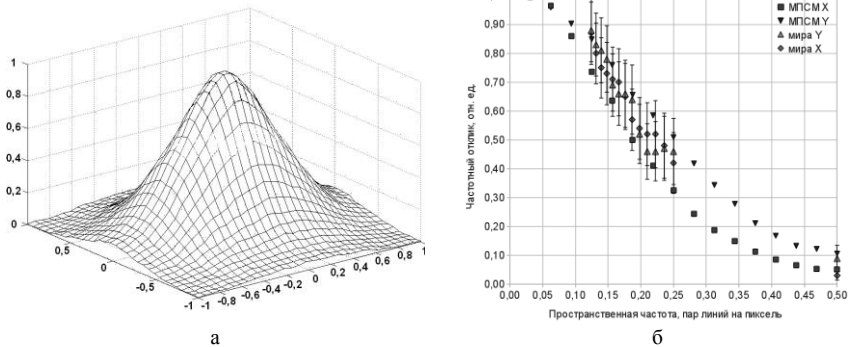


Рис. 2. Двумерная МПФ камеры, полученная методом МПСМ (а) и два ортогональных сечения двумерной МПФ, полученные двумя методами (б)

Разработанный метод позволяет оперативно измерять разрешающие характеристики оптических систем, предназначенных для решения прикладных задач.

Список литературы

1. Fernández-Oliveras A., Pozo A., Rubiño M. Comparison of spectacle-lens optical quality by modulation transfer function measurements based on random-dot patterns // Opt. Eng., 49 (8), 2010.

Т.Ю. НИКОЛАЕВА, Н.В. ПЕТРОВ

*Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет
информационных технологий, механики и оптики***ВОССТАНОВЛЕНИЕ ВОЛНОВЫХ ФРОНТОВ
С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ РАЗЛИЧНОЙ
СПЕКТРАЛЬНОЙ ШИРИНЫ. ОЦЕНКА КАЧЕСТВА
ВОССТАНОВЛЕННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ**

Исследуется влияние ширины спектра используемого излучения на качество восстановления волнового фронта. Методами скалярной теории дифракции смоделированы спекл-картины, сформированные излучением различной спектральной ширины. Рассмотрены изменения контраста восстановленных объектов различного типа.

Задача восстановления фазы излучения представляет большой интерес в различных областях науки. Информация о фазе прошедшей объект волны позволяет полностью восстановить волновой фронт. Перспективными методами восстановления фазы волнового фронта являются использование итерационной процедуры на основе распределений интенсивностей, полученных при удалении от объекта [1, 2], а так же с использованием нескольких длин волн [3]. Необходимость использовать монохроматическое излучение является ограничением в этих методах. Методами численного моделирования в работе исследуется влияние увеличения ширины спектра излучения на качество восстановленных изображений. Электрическое поле для дифракции Френеля в точке (x, y, z) задавалось в виде [4]:

$$E(x, y, z) = -\frac{i}{\lambda} \frac{e^{ikz}}{z} \iint E(x', y', z) e^{\frac{ik}{2z}[(x-x')^2 + (y-y')^2]} dx' dy'$$

Картины дифракции смоделированы с использованием монохроматического и квазимонохроматического излучения различной ширины спектра. Широкий спектр излучения задавался через распределение Гаусса:

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}}$$

На рис. 1 представлены результаты восстановления волнового фронта по смоделированным картинам дифракции. Исследовались объекты различного типа. Представлена зависимость контраста восстановленного изображения от уширения спектра излучения, нормированного на длину волны (рис. 2).

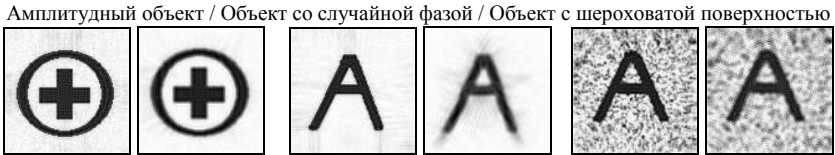


Рис. 1. Результаты восстановления различных объектов с использованием монохроматического излучения и излучения с шириной спектра 160 нм

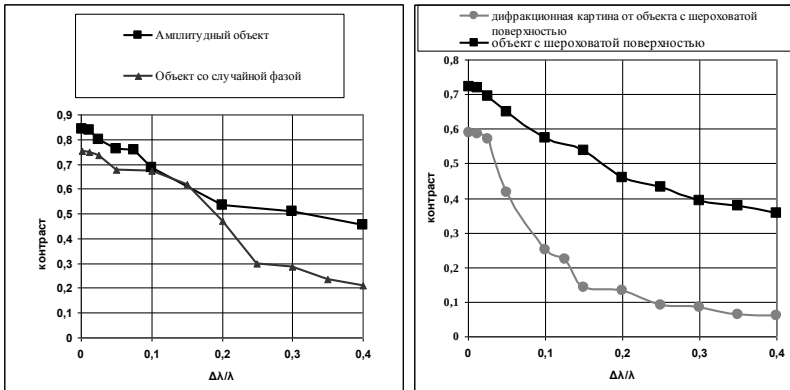


Рис. 2. Зависимость контраста восстановленных изображений от уширения спектра излучения, нормированного на длину волны

Список литературы

1. Almoro P., Pedrini G., Osten W. Complete wavefront reconstruction using sequential intensity measurements of a volume speckle eld // Appl. Opt. 2006. V.45. No.34. P.8596-8605.
2. Almoro P.F., Hanson S.G. Random phase plate for wavefront sensing via phase retrieval and a volume speckle field // Appl. Opt. 2008. V.47. No.16. P.2979-2987.
3. Bao P., Zhang F., Pedrini G., Osten W. Phase retrieval using multiple illumination wavelengths // Opt. Lett. 2008. V.33. No.4. P 309-311.
4. Ахманов С.А., Никитин С.Ю. Физическая оптика: 2-е изд. М.: Наука, 2004.

А.В. КРАЙСКИЙ, Т.В. МИРОНОВА, Т.Т. СУЛТАНОВ

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

ИЗМЕРЕНИЕ ДЛИНЫ ВОЛНЫ УЗКОПОЛОСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ОБРАБОТКЕ ЦИФРОВЫХ ФОТОГРАФИЙ В RAW-ФОРМАТЕ

Разработан способ измерения средней длины волны узкополосного излучения в диапазоне от 455 до 625 нм при использовании необработанных данных с матрицы фотоаппарата. Метод используется для контроля за различными параметрами голографических сенсоров.

Ранее предложенный колориметрический метод [1] модифицирован для возможности работы практически во всем видимом диапазоне. При работе с цифровыми изображениями, полученными с фотокамеры в любых графических форматах (например BMP, TIFF, JPEG), информация о регистрируемом излучении (интенсивность, цвет) существенно изменяется при обработке встроенным процессором фотоаппарата. Передачу соотношений интенсивностей и цветопередачу конструкторы пытаются сделать такими, чтобы цифровое изображение максимально походило на воспринимаемую человеческим глазом картину. Чтобы знать, как конкретный фотоаппарат отображает разные длины волн, проводилась его своего рода спектральная градуировка, так как соотношение откликов цветовых каналов изображения довольно сложным образом зависит не только от длины волны падающего света, но и от экспозиции. После этого фотоаппарат использовался как спектральный прибор в рабочем диапазоне длин волн и интенсивностей, который был очень небольшим, реально работать можно было только от 570 до 600 нм. Для длин волн в интервале 540 – 570 нм цветовой тон цифрового изображения остается постоянным (см. рис. 1). Кроме того, при съемке далекой красной и фиолетовой областей спектра соотношение цветовых каналов сильно изменяется. При использовании изображения, не обработанного встроенным процессором фотоаппарата, можно получить градуировочную поверхность практически во всем видимом диапазоне длин волн. Процедура следующая. Делается фотография спектра (непрерывного, с наложенными на него опорными линиями) в формате RAW. С приемной матрицы берется необработанный сигнал и разделяется на цветовые каналы с учетом расположения байеровских ячеек с соответствующими фильтрами. После этого каждой длине волны ставится в соответствие соотношение интенсивностей в цветовых каналах.

Проверка метода проводилась при измерении длин волн ртутного спектра и наложенного на него сплошного спектра от лампы накаливания. Метод позволяет измерять среднюю длину волны узкополосного излучения в диапазоне от 455 до 625 нм. Среднеквадратическое отклонение составляет от 0.5 до 3 нм, в зависимости от яркости участка изображения.

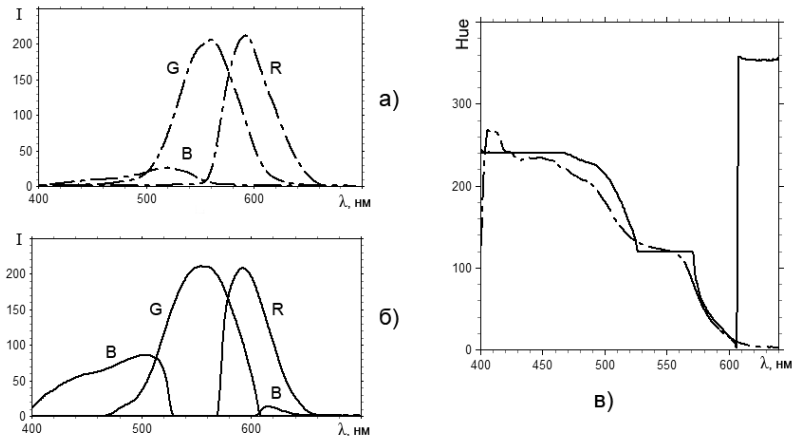


Рис. 1. Цветовые компоненты изображения непрерывного спектра: без обработки процессором фотоаппарата и программами визуализации (а), после обработки процессором фотоаппарата (б); связь длины волны и функции цветового тона (Hue) для обработанного (сплошная линия) и необработанного (пунктир) снимков (в). Hue=0 соответствует красному цвету, Hue=120 – зеленому, Hue=240 – синему

После градуировки и проверки описанный метод используется для контроля за различными параметрами голографических сенсоров: степенью разбухания, однородностью гидрогелевой эмульсии, скоростью реагирования на изменение состава раствора и т.д.

Список литературы

1. Крайский А.В., Миронова Т.В., Султанов Т.Т. и др. Способ измерения длины волны узкополосного светового излучения колориметрическим способом. Патент РФ №2390738. Приоритет 21.05.2008.
2. Крайский А.В., Миронова Т.В., Султанов Т.Т. Измерение поверхностного распределения длины волны узкополосного излучения колориметрическим методом // Квантовая электроника. 2010. Т.40. №7. С.652-658.

С.В. КАЗИН

Пензенский государственный университет архитектуры и строительства

ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ СУПЕРАХРОМАТИЧЕСКОЙ КОРРЕКЦИИ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Приведена методика суперахроматической коррекции оптических систем с помощью дифракционно-рефракционного корректора (ДРК). Создано программное обеспечение объектно-ориентированного типа для автоматизации расчета объективов по данной методике.

Реализация суперахроматической коррекции представляется возможной благодаря использованию ДРК, включающего одну дифракционную (ДЛ) и две рефракционные линзы (РЛ) [1]. Суперахроматизация требует обращения в нуль первых хроматических сумм, вычисленных для четырех длин волн.

Полагая ДРК бесконечно тонким, и учитывая, что его оптическая сила на центральной длине волны должна иметь фиксированное значение, условие суперахроматизации оптической системы, в которую вводится этот корректор, можно записать в виде системы четырех уравнений

$$\left. \begin{aligned} \varphi_{\Delta} + \sum_{i=1}^l \varphi_{P_i} &= \Phi \\ \left(\frac{\varphi_{\Delta}}{v_{\Delta}} + \sum_{i=1}^l \frac{\varphi_{P_i}}{v_{P_i}} \right) \eta_A^2 - \sum_{\chi\eta}^{(\lambda_{\mu\nu}, \lambda_{\mu\alpha\xi})} &= 0 \\ \left(\frac{\varphi_{\Delta}}{v_{\Delta}} \gamma_{1\Delta} + \sum_{i=1}^l \gamma_{1PP} \frac{\varphi_{P_i}}{v_{P_i}} \right) \eta_A^2 - \sum_{\chi\eta}^{(\lambda_1, \lambda_{\mu\alpha\xi})} &= 0 \\ \left(\frac{\varphi_{\Delta}}{v_{\Delta}} \gamma_{2\Delta} + \sum_{i=1}^l \gamma_{2PP} \frac{\varphi_{P_i}}{v_{P_i}} \right) \eta_A^2 - \sum_{\chi\eta}^{(\lambda_{\mu\nu}, \lambda_2)} &= 0 \end{aligned} \right\}, \quad (1)$$

где φ_D и φ_R – оптические силы ДЛ и РЛ корректора на центральной длине волны; h_A – высота апертурного нулевого луча в плоскости ДРК; l – количество РЛ в корректоре. Если ДРК наряду с ДЛ содержит три РЛ, эта система практически всегда имеет приемлемые решения. В случае же ДРК, включающего наряду с ДЛ две РЛ, рассматриваемая система линейных уравнений совместна только при выполнении условия [2]:

$$\begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 & -\Phi \\ 1/v_D & 1/v_{R_1} & 1/v_{R_2} & -S_{ch}^{(\lambda_{min}, \lambda_{max})}/h_A^2 \\ \gamma_{1D}/v_D & \gamma_{1R_1}/v_{R_1} & \gamma_{1R_2}/v_{R_2} & -S_{ch}^{(\lambda_1, \lambda_{max})}/h_A^2 \\ \gamma_{2D}/v_D & \gamma_{2R_1}/v_{R_1} & \gamma_{2R_2}/v_{R_2} & -S_{ch}^{(\lambda_{min}, \lambda_2)}/h_A^2 \end{vmatrix} = 0. \quad (2)$$

Если ДРК подобно исходному объективу komponуется РЛ, выполненными из реальных оптических стекол, то вероятность точного решения уравнения (2) на априорно выбранных длинах волн близка к нулю. В то же время требование минимизации модуля левой части уравнения (2) может быть положено в основу поиска оптимальной пары стекол РЛ трехэлементного ДРК, обеспечивающей возможность решения системы уравнений (1) с наилучшим приближением. В ходе работы создано программное обеспечение объектно-ориентированного типа, позволяющее на основе вышеизложенной методики автоматизировать расчет объективов-суперахроматов. Расчет происходит в два этапа. На начальном этапе расчета ДРК программа осуществляет выбор ряда пар стекол РЛ из каталогов оптического стекла. Выбираются лишь те пары стекол, при которых модуль левой части уравнения (2) не превышает заданного значения. Результатом вычислений являются оптические силы элементов ДРК. Затем для выбранного ряда пар стекол производится гауссов расчет оптической системы с установленным в нее ДРК. При этом вводятся реальные толщины РЛ, воздушных промежутков и подложек ДЛ. В предположении, что одна из поверхностей каждой РЛ ДРК является плоской, находятся оставшиеся кривизны поверхностей этих РЛ и уточняется оптическая сила ДЛ. Расчет выполняется с использованием реальных значений показателей преломления стекол, вычисляемых по дисперсионным формулам производителей.

Из найденных решений выбирается одно, приводящее к минимуму кривизны Петцваля, или несколько решений, соответствующих тем парам стекол, которые приводят к радиусам поверхности Петцваля, превышающим заданное граничное значение. Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках ФЦП “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России” на 2009–2013 годы (Госконтракт 16.740.11.0145).

Список литературы

1. Грейсух Г.И., Ежов Е.Г., Казин С.В., Степанов С.А. Дифракционно-рефракционный корректор третичного спектра // Оптический журнал. 2010. Т.77. №9. С.22-29.
2. Herzberger M. Color correction in optical systems and a new dispersion formula // Optica Acta. 1959. V.6. P.197–215.

К.Н. АФАНАСЬЕВ, В.Г. ВОЛОСТНИКОВ, Е.Н. ВОРОНЦОВ,
С.П. КОТОВА, Е.В. РАЗУЕВА

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

ПРИМЕНЕНИЕ ОПТИКИ ФУРЬЕ-ИНВАРИАНТНЫХ ПОЛЕЙ ДЛЯ СИНТЕЗА ДИФРАКЦИОННЫХ ФАЗОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

На основе оптики фурье-инвариантных полей разработан новый подход к выбору начального распределения фазы для итерационного алгоритма расчета профиля дифракционных оптических элементов.

Пространственные характеристики лазерного излучения играют значительную роль при решении задач в области оптической манипуляции, обработки материалов, передачи информации, медицины [1]. Для формирования полей с заданным распределением интенсивности эффективно использовать дифракционные оптические элементы (ДОЭ) [2]. Решение задачи синтеза дифракционного оптического элемента, формирующего заданное поле, в общем случае можно получить, применяя итерационные методы расчета. Основной трудностью является адекватный выбор начального распределения фазы.

Одним из существенных выводов оптики гауссовых пучков света является существование фурье-инвариантных полей [3]. Если имеется некоторая вещественная функция, являющаяся сверткой гауссовой функции с областью произвольной формы Ω

$$f(x, y) = \iint_{\Omega} e^{-(x-\xi)^2 - (y-\eta)^2} d\xi d\eta = e^{-x^2 - y^2} * \chi_{\Omega}(x, y),$$

то можно построить поле, комплексная амплитуда которого в плоскости $l=0$ имеет вид

$$F(x, y) = 2e^{2ixy} [e^{-x^2 - y^2 - 2ixy} * \chi_{\Omega/\sqrt{2}}(x, y)].$$

Поле $F(x, y)$ имеет замечательное свойство: не являясь структурно устойчивым в зоне Френеля, оно восстанавливает свою форму в плоскости Фурье, т.е. для любой области Ω справедливо равенство:

$$\iint_{\square^2} e^{-i(x\xi + y\eta)} F(\xi, \eta) d\xi d\eta = \pi \bar{F}\left(\frac{y}{2}, \frac{x}{2}\right).$$

Для формирования фурье-инвариантных полей необходимо использовать амплитудно-фазовые транспаранты. Однако, непосредственно численные эксперименты показывают, что фазовые

распределения фурье-инвариантных полей могут быть использованы в качестве начального приближения для расчета фазовых элементов, формирующих соответствующие распределения интенсивности.

Распределения фазы фурье-инвариантных полей использовались в качестве нулевого приближения в итерационном модифицированном алгоритме Герчберга-Секстона. На примере расчета дифракционных элементов для формирования излучения с распределением интенсивности в виде квадрата, треугольника и круга показано, что итерационный процесс сходится к требуемому решению после 7-10 итераций. Среднеквадратичное отклонение интенсивностей составило 5-10 %, а энергетическая эффективность – 80-90 %.

Проведен анализ влияния дискретизации (квантования) фазы дифракционных элементов на качество формируемых распределений интенсивности. Численное моделирование показывает, что значения среднеквадратичного отклонения интенсивности поля, полученного с помощью квантованного элемента, от интенсивности поля, сформированного неквантованным элементом, составляют менее 5 % при 4-х уровнях дискретизации фазы. При этом величина интеграла перекрытия соответствующих полей – 85-90 %. Для меньшего числа уровней квантования формируемое поле структурно отличается от требуемого.

Работа выполнена при поддержке грантов Минобрнауки 16.120.11.3965-МК, ГК 14.740.11.0063 и Учебно-научного комплекса ФИАН.

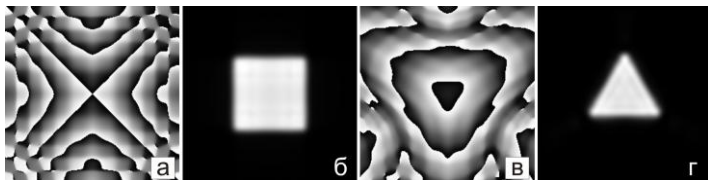


Рис. 1. Дифракционные оптические элементы (а, в) и распределения интенсивности, формируемые ими в дальней зоне (б, г)

Список литературы

1. Dickey F.M., Holswade C.S., Shealy D.L. Laser beam shaping applications. Taylor&Francis, 2006. 367 p.
2. Dickey F.M., Holswade C.S. Laser beam shaping. Theory and techniques. Marcel Dekker, Inc., 2000. 438 p.
3. Абрамочкин Е.Г., Волостников В.Г. Современная оптика гауссовых пучков. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2010. 184 с.

К.Н. АФАНАСЬЕВ, С.А. КИШКИН

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

ФАЗОВЫЕ ГОЛОГРАММЫ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ СПИРАЛЬНЫХ ПУЧКОВ СВЕТА

Представлены результаты формирования спиральных пучков света при помощи фазового пространственного модулятора света на основе голографического подхода. При сравнимой энергетической эффективности, голографический метод формирования спиральных пучков более прост в реализации и позволяет получить более качественные спиральные пучки, чем метод амплитудно-фазовых масок.

Оптические пинцеты позволяют манипулировать объектами от нескольких нанометров до десятков микрометров, например, металлическими наночастицами, диэлектрическими сферами, вирусами, бактериями и клетками. Хотя одиночный остросфокусированный гауссов пучок остается эффективным инструментом для манипуляции, дальнейшее развитие инструментария возможно на пути использования особым образом сформированных в пространстве световых полей [1]. Управление пространственным распределением интенсивности и фазы светового поля позволяет создавать ловушки сложной конфигурации, обладающие новыми уникальными свойствами. Примером таких полей являются спиральные пучки света [2, 3], которые сохраняют вид распределения интенсивности при распространении в зоне Френеля и, например, могут иметь вид произвольной заранее заданной плоской кривой. Такие пучки обладают орбитальным угловым моментом, что позволяет использовать их для захвата и перемещения микроскопических объектов в поперечном сечении пучка вдоль траектории, заданной распределением интенсивности [4].

В общем случае для формирования спирального пучка требуется реализовать одновременно пространственную модуляцию интенсивности и фазы исходного поля. Например, амплитудную модуляцию можно осуществить при помощи полутонного фотошаблона, а фазовую – при помощи дифракционного оптического элемента (ДОЭ), изготовленного методом литографии на стекле или реализованном на слое бихромированной желатины [4]. Помимо технических сложностей данного подхода, существует ряд принципиальных ограничений: значительная доля энергии освещающего пучка поглощается амплитудным фотошаблоном, например, в случае пучка в форме

«треугольной» гипоциклоиды доля энергии прошедшего излучения не превышает 23 %, а из-за погрешностей реализации фазового профиля дифракционная эффективность составляет 40-60 %. Таким образом, результирующая эффективность составляет около 9-14 %.

В данной работе мы реализовали спиральные пучки при помощи фазовых голограмм, рассчитанных на компьютере. К преимуществам данного подхода следует отнести простоту расчета и экспериментальной реализации при помощи фазовых пространственных модуляторов света (ПМС), получивших в последнее время большое распространение, к недостаткам - невысокую дифракционную эффективность. На рисунке представлен пример голограммы, рассчитанной для формирования спирального пучка в форме «треугольной» гипоциклоиды и результат её экспериментального восстановления. Для проведения экспериментов использовался He-Ne лазер и управляемый фазовый модулятор HOLOEYE NEO 1080 P. В ходе эксперимента на модуляторе формировалось фазовое распределение голограммы, которое восстанавливалось пучком лазера, расширенным при помощи коллиматора. Регистрация интенсивности полей осуществлялась на матрицу цифрового фотоаппарата в линейном режиме. Дифракционная эффективность в первом порядке составила около 9 %.

Работа выполнена при поддержке грантов Минобрнауки 16.120.11.3965-МК, ГК 14.740.11.0063 и Учебно-научного комплекса ФИАН.

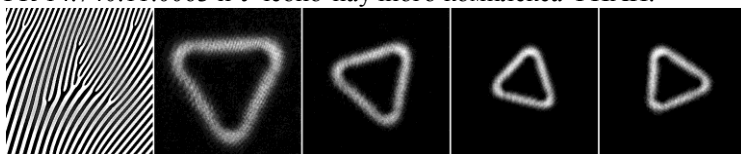


Рис. 1. Фазовая голограмма и результат её экспериментального восстановления. Наблюдается вращение и масштабирование при неизменной форме пучка

Список литературы

1. Dholakia K., Cizmar T. Shaping the future of manipulation // *Nature Photonics*. 2011. V.5. No.6. P.335-342.
2. Абрамочкин Е.Г., Волостников В.Г. Спиральные пучки света // *Успехи физических наук*. 2004. Т.174. №12. С.1273-1300.
3. Абрамочкин Е.Г., Волостников В.Г. Современная оптика гауссовых пучков. М.: Физматлит, 2010. 188 с.
4. Microobject manipulations using laser beams with nonzero orbital angular momentum / E.G. Abramochkin, S.P. Kotova, A.V. Korobtsov, et.al. // *Laser Physics*. 2006. V.16. No.5. P.842-848.
5. Формирование вихревых световых полей с заданной формой интенсивности для задач лазерной манипуляции микрообъектами / Е.Г. Абрамочкин, К.Н. Афанасьев, В.Г. Волостников и др. // *Известия РАН. Серия физическая*. 2008. Т.72. №1. С.76-79.

С.А. САВОНИН, В.В. ЛЫЧАГОВ, В.П. РЯБУХО

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

ЦИФРОВАЯ НИЗКОКОГЕРЕНТНАЯ ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ МИКРОСКОПИЯ

Применение голографических методов при обработке интерферограмм, получаемых методами интерференционной микроскопии в частично когерентном свете, предоставляет новые возможности качественного и количественного анализа интерференционных изображений.

Общим недостатком интерференционной микроскопии является сложность в интерпретации интерферограмм. Оценка фазового возмущения проводится путём анализа структуры интерференционных полос. При исследовании объектов с пространственно сложной фазовой структурой становятся доминирующими проблемы качественной и количественной интерпретации формирующихся интерференционных картин со сложным рисунком полос.

Интерферограммы, получаемые методами интерференционной микроскопии, можно рассматривать как частный случай голограммы. Они представляют собой голограмму сфокусированного изображения исследуемого фазового объекта в поле опорной волны, прошедшей через эталонное плечо микроинтерферометра. Следовательно, восстановление исследуемого объектного поля, определение его фазовых параметров, можно выполнять, используя принципы голографического восстановления волновых полей. В частности этот принцип обработки интерферограмм может быть использован в интерференционной микроскопии с применением низкокогерентного оптического излучения.

Реализация предлагаемого подхода основана на применении к спектру интерферограммы процедуры пространственно-частотной фильтрации: исходная цифровая интерферограмма, подвергается дискретному двумерному фурье-преобразованию; к фурье-спектру применяется процедура пространственной фильтрации, для выделения пространственных частот, соответствующих объектному полю; вторичное фурье-преобразование отфильтрованной области пространственного спектра позволяет в численном виде получить распределение комплексной амплитуды поля изображения исследуемого объекта [1].

В микроинтерферометрах на отражение, например в микроинтерферометре Линника, интерферограмма формируется за счёт взаимной интерференции световых пучков отражённых от эталонного

зеркала и зеркала с микрообъектом, При этом микрорельеф поверхности исследуемого объекта модулирует фазу освещающей объект волны. Таким образом, комплексный массив распределения фаз в объектном поле позволяет решить задачу визуализации фазовых объектов.

Напрямую измеряемым в эксперименте параметром фазового микрообъекта является оптическая разность хода, однозначно связанная с соответствующей разностью фаз [2]. Двумерное распределение оптической разности хода, вычисленное вдоль набора параллельных лучей, задаёт фазовое изображение микрообъекта (рис. 1) и позволяет оценить некоторые морфологические и морфометрические характеристики микрообъекта (объем, средний радиус, площадь клетки и т.д.).

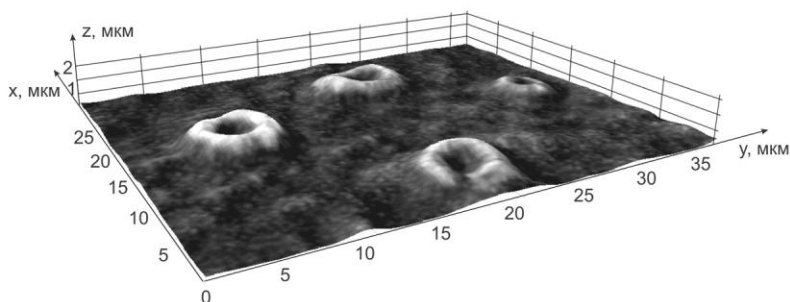


Рис. 1. Профиль поверхности группы эритроцитов

Применение голографического метода при обработке интерферограмм даёт возможность представить в численном виде сложную фазовую модуляцию объектной волны, что меняет подходы к интерференционному исследованию микрообъектов. Оптимальная реализация предлагаемого метода обеспечивается применением специализированных голографических схем записи.

Список литературы

1. Абрамов А.Ю., Савонин С.А., Диков О.В., Перепелицына О.А., Рябухо В.П. Цифровая голографическая интерферометрия сфокусированных изображений фазовых микрообъектов // Сбор. тр. межд. конф. «Фундаментальные проблемы оптики-2010». СПб, 2010. Т.1. С.272-274.
2. Савонин С.А., Лычагов В.В., Рябухо В.П. Низкокогерентная цифровая голографическая микроскопия // Материалы ежегодной Всероссийской научной школы-семинара «Методы компьютерной диагностики в биологии и медицине-2011». Саратов: изд-во «Саратовский источник», 2011. С.129-132.

М.С. МУРАВЬЕВА, В.В. ДУДЕНКОВА
Научный руководитель – Ю.Н. ЗАХАРОВ

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕСТАБИЛЬНОСТИ ОПТИЧЕСКОЙ ДЛИНЫ ТРАКТА ОСВЕЩЕНИЯ ОБЪЕКТОВ СКАНИРУЮЩЕЙ ЛАЗЕРНОЙ МИКРОСКОПИИ ГОЛОГРАФИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Модернизация конфокального лазерного сканирующего микроскопа LSM-510 с целью возможности записи голограмм вскрыла факт неодинаковости длины оптического пути луча, освещающего объект, и нестабильности его для данной точки области сканирования от кадра к кадру. Запись голограмм плоского зеркала выявила картину неоднородности фазовой структуры дискретного фронта, освещающего микрообъект, и закономерности ее изменения в процессе сканирования. На этой основе предложен метод восстановления комплексной амплитуды микроскопических изображений, свободной от паразитной модуляции.

В настоящее время большой научный интерес приобретает исследование клеточных культур сердечных и нейрональных тканей, в том числе с использованием оптических микроскопов со сверхразрешением. Доработка конфокального сканирующего микроскопа LSM-510, для того чтобы с его помощью регистрировать не только интенсивность, но и фазу объектной волны, которая несет информацию об оптической толщине объекта, дает такую возможность.

Однако при детальном исследовании нашего метода возникли некоторые трудности. Проводя калибровку на тестовых объектах мы наблюдали нестабильную, меняющуюся от снимка к снимку интерференционную картину. Запись голограмм плоского зеркала выявила фазовые флуктуации сканирующего луча, вызванные конструкцией блока сканирования и, следовательно, неустранимые при записи дискретной голограммы в сканирующем режиме. Для избавления от искажений мы решили воспользоваться методом, аналогичным двухэкспозиционной голографической интерферометрии [1] для компенсации этой нестабильности оптической длины тракта освещения.

Предположим, что в некоторый момент времени t_1 фотоэлектронный умножитель (ФЭУ1) регистрирует оптическую волну, комплексная амплитуда которой в плоскости голограммы равна $U_1(x,y)$. И в этот же самый момент времени t_1 на ФЭУ2 регистрируется вторая волна с амплитудой $U_2(x,y)$. Это аналогично двухэкспозиционному

голографическому процессу: сначала происходит экспонирование волной $U_1(x,y)$ и одновременно опорной волной $U_R(x,y)$, а затем волной $U_2(x,y)$ вместе с волной $U_R(x,y)$, только в нашем случае, для исключения нестабильности интерференционной картины мы одновременно регистрируем и $U_1(x,y)$ с $U_R(x,y)$, и $U_2(x,y)$ с $U_R(x,y)$. Таким образом, при восстановлении голограмм волной $U_R(x,y)$ комплексная амплитуда восстановленных волн пропорциональна $U_1(x,y)$ и $U_2(x,y)$, а интенсивность их суммы определяется выражением

$$I(x, y) = |U_1(x, y) + U_2(x, y)|^2. \quad (1)$$

В применении к интерферометрии $U_1 = U_0(x,y)$ представляет собой волну в плоскости голограммы, рассеянную или пропущенную каким-либо объектом, а $U_2 = U_0^1(x,y)$ – волну от того же объекта после того, как он был слегка деформирован или претерпел какие-либо иные изменения. У нас же, аналогично методу двухэкспозиционной интерферометрии можно избавиться от фазовых искажений, и U_0 – это волна, отраженная от идеального зеркала, а U_0^1 – это волна, отраженная от объекта. При этом выявляется фазовая структура объекта, а фазовые искажения оптического тракта убираются. При прохождении оптического тракта объектная волна приобретает фазовый набег $\varphi(x,y)$, при зондировании объекта – дополнительно $\Delta\varphi(x,y)$, тогда:

$$U_0(x, y) = 1 \cdot \exp[-i \cdot \varphi(x, y)], \quad (2)$$

$$U_0^1(x, y) = A(x, y) \cdot \exp\{-i \cdot [\varphi(x, y) + \Delta\varphi(x, y)]\}, \quad (3)$$

Для освещенности, создаваемой восстановленной волной, получим

$$\begin{aligned} I(x, y) &= |1 \cdot \exp[-i \cdot \varphi(x, y)] + A(x, y) \cdot \exp\{-i \cdot [\varphi(x, y) + \Delta\varphi(x, y)]\}|^2 = \\ &= 1 + A^2(x, y) + 2 \cdot A(x, y) \cdot \cos[\Delta\varphi(x, y)]. \end{aligned} \quad (4)$$

Откуда можно получить неискаженное значение фазы $\Delta\varphi$, которое отвечает в данном случае за фазовый набег волны прошедшей через объект. По изменению фазы $\Delta\varphi$ можно восстановить изменение оптической длины пути, а следовательно, и толщины объекта.

В процессе реализации данного метода, следует выполнить дополнительную доработку оптической схемы микроскопа. Мы разделили волну, идущую от лазера на две - ортогональной поляризации, и сделали возможным регистрацию отдельно (но в один и тот же момент времени) голограммы объекта и голограммы плоского зеркала.

Список литературы

1. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. М.: Мир, 1973. 688 с.

А.В. КАЛАШНИКОВ, Е.Г. ЕЖОВ, Г.И. ГРЕЙСУХ

Пензенский государственный университет архитектуры и строительства

ДИФРАКЦИОННО-РЕФРАКЦИОННЫЕ КОРРЕКТОРЫ АБЕРРАЦИЙ В ПЛАСТМАССОВО-ЛИНЗОВЫХ МИКРОВАРИООБЪЕКТИВАХ

Проанализированы возможности снижения стоимости вариообъективов с улучшением их оптических характеристик за счет замены оптических стекол на оптические пластмассы и включения в схему объектив корректора аберраций, состоящего из дифракционной и рефракционной линз.

Введение дифракционно–рефракционного корректора (ДРК), состоящего из дифракционной линзы (ДЛ) и рефракционной линзы (РЛ), выполненной из флинтоподобной пластмассы, в вариообъектив с РЛ, выполненными из кроноподобной оптической пластмассы [1], позволяет достичь строгой апохроматизации для любой одной конфигурации (соответствующей какому-то определенному значению фокусного расстояния) или строгой ахроматизации для двух конфигураций. Причем ни апохроматизация, ни ахроматизация не позволяют раскрыть потенциальные возможности выбранной схемы, т.е. не позволяют получить предельное для данной схемы качество изображения во всем заданном диапазоне значений фокусного расстояния.

Наилучший результат дает подход, при котором контролируются и ограничиваются величины отношений максимального сдвига плоскости параксиального изображения, обусловленного изменением длины световой волны в пределах заданного спектрального диапазона, к дифракционно-ограниченному диапазону сдвига плоскости изображения в двух крайних и центральной (соответствующей среднему значению фокусного расстояния) конфигурациях. При этом под дифракционно-ограниченным диапазоном сдвига плоскости изображения понимается расфокусировка, приводящая к 20% снижению интенсивности в главном максимуме дифракционного изображения точечного источника [2]:

$$\Delta s'_0 \approx 4\bar{\lambda}K^2, \quad (1)$$

где $\bar{\lambda}$ – центральная длина волны заданного спектрального диапазона,
 $K = \bar{f}'/D$ – диафрагменное число, определяющее светосилу объектива,
 $\bar{f}'$ – фокусное расстояние объектива на центральной длине волны,
 D – диаметр входного зрачка.

Предельными значениями указанных отношений могут служить отношения максимальных пространственных частот, на которых дифракционно-ограниченная полихроматическая частотно-контрастная характеристика (ЧКХ) в каждой из конфигураций не опускается ниже заданного уровня (например, величины, соответствующей контрасту $T=0,5$) к пространственным частотам, на которых ожидается то же самое значение реальной ЧКХ, получаемой в соответствующей конфигурации с учетом aberrаций вариообъектива. На рис. 1 представлена оптическая схема вариомикрообъектива с ДРК в двух конфигурациях, соответствующих $f' = f'_{\min}$ (а) и $f' = f'_{\max}$ (б), соответственно.

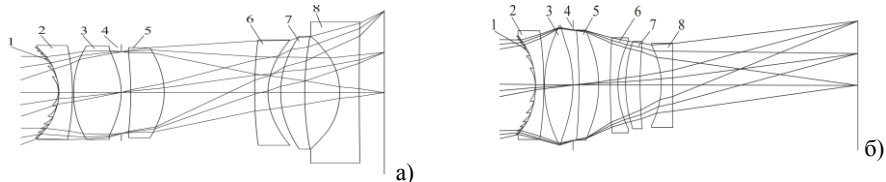


Рис. 1. Оптическая схема вариомикрообъектива с ДРК (1-ДЛ; 4-апертурная диафрагма, 2, 3, 5-8-РЛ;) в двух конфигурациях, соответствующих $f' = f'_{\min}$ (а), $f' = f'_{\max}$ (б)

Одним из наиболее ощутимых недостатков, с которым можно столкнуться при разработке пластмассово-линзовых микровариообъективов, является весьма широкий диапазон полевых углов главных лучей в пространстве изображений, приводящий к неоднородности освещения по плоскости многоэлементного фотоприемника. Напомним, что для нормального функционирования ПЗС матрицы этот диапазон не должны превышать $\pm 23^\circ$. Требование сужения диапазона углов падения главных лучей, ограничивает снизу модуль расстояния между плоскостью изображения и выходным зрачком объектива в каждой из конфигураций, что в свою очередь требует существенного усложнения схемы объектива. Определенным компромиссом может служить ограничение углов падения главных лучей в конфигурациях, соответствующих короткофокусному краю диапазона изменения фокусного расстояния, за счет асферичности поверхностей оконечной группы линз объектива. Приводятся принципиальные оптические схемы и оптические характеристики пластмассово-линзовых микровариообъективов с ДРК, полученные в результате оптимизации.

Список литературы

1. Greisukh G.I., Ezhov E.G., Stepanov S.A. Diffractive-refractive hybrid corrector for achro- and apochromatic corrections of optical systems // Appl. Opt., 2006, V.45. P.6137–6141.
2. Борн М., Вольф Э. Основы оптики / М.: Наука, 1973. 720 с.

Д.С. АНДРЕЕВ, К.О. БОЛТАРЬ, И.Д. БУРЛАКОВ,
Н.Б. ЗАЛЕТАЕВ, Н.В. КРАВЧЕНКО, А.А. ЛОПУХИН,
А.Е. ТРОШКОВ, А.М. ФИЛАЧЁВ, И.В. ЧИНАРЁВА
ФГУП "НПО "Орион", Москва

МАТРИЧНОЕ ФОТОПРИЁМНОЕ УСТРОЙСТВО ФОРМАТА 320x256 ДЛЯ СПЕКТРАЛЬНОГО ДИАПАЗОНА 0,9 – 1,7 мкм НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОЭПИТАКСИАЛЬНОЙ ФОТОДИОДНОЙ СТРУКТУРЫ InGaAs/InP

Разработано и исследовано макетное неохлаждаемое матричное фотоприёмное устройство (МФПУ) формата 320x256 с шагом 30 мкм для ближнего ИК-диапазона. Представлены результаты разработки и исследований. МФПУ создано на основе матрицы фотодиодов на эпитаксиальной гетероструктуре InGaAs/InP, состыкованной методом flip-chip с кремниевым КМОП-мультиплексором. Приводятся основные параметры МФПУ и кадры изображений объектов в ближнем ИК-диапазоне. Средняя пороговая чувствительность каналов МФПУ при времени накопления 40 мс составляет 7×10^9 фотонов/см²с. Средняя обнаружительная способность – $1,6 \times 10^{12}$ смГц^{1/2}/Вт.

Данная разработка является продолжением работы по разработке базовой технологии производства МФПУ на основе фотоприёмников из InGaAs, предназначенных для нового поколения приборов ночного видения, проводившейся в НПО "Орион" в 2007-2010 гг. По этой технологии был изготовлен опытный образец МФПУ формата 128x128 [1-3].

В процессе разработки МФПУ формата 320x256 технология была усовершенствована. Матрица фоточувствительных элементов изготавливалась по планарно-диффузионной технологии [4]. Р-п-переходы формировались диффузией кадмия. В качестве пассивирующего, маскирующего и просветляющего покрытия использовались слои Si₃N₄. В качестве металлизации использовались слои титан-золото, напыленные в вакууме. Выделение контактных площадок проводилось фотолитографическим путём методом "взрыва". Формирование диафрагмы с обратной стороны кристалла производилось с помощью фотолитографии и прямого травления двухслойной системы Ti/Au. Внешний вид МФПУ представлен на рис. 1.

Исследованы фотоэлектрические характеристики МФПУ. Обработка фотосигнала в реальном времени проводилась на компьютере, содержащем АЦП-плату, по специально разработанной программе.

МФПУ подключалось к АЦП через блок сопряжения с программируемой логической интегральной схемой (ПЛИС).

Основные параметры разработанного МФПУ:

- шаг (размер) фоточувствительных элементов $30 \times 30 (25 \times 25) \text{ мкм}^2$;
 - спектральный диапазон $0,9 - 1,7 \text{ мкм}$;
 - диапазон температур окружающей среды $-50 \text{ }^\circ\text{C} - +50 \text{ }^\circ\text{C}$;
 - время накопления до 40 мс ;
 - средняя вольтовая чувствительность в $\lambda_{\text{макс}}$ $4,2 \times 10^{10} \text{ В/Вт}$;
 - макс. выходной сигнал 2 В ;
 - средняя пороговая чувствительность в $\lambda_{\text{макс}}$ $7 \times 10^9 \text{ фотонов/см}^2\text{с}$;
 - средняя обнаружительная способность в $\lambda_{\text{макс}}$ $1,6 \times 10^{12} \text{ смГц}^{1/2}/\text{Вт}$;
 - термостабилизация двухкаскадный термоэлектрический охладитель.
- Кадр изображения, полученного с помощью разработанного МФПУ, приведен на рис. 2.



Рис. 1. МФПУ 320x256 на InGaAs/InP



Рис. 2. Кадр изображения в ближнем ИК-диапазоне

Список литературы

1. Многоэлементные быстродействующие фотодиоды на основе гетероструктур InGaAs/InP / Д.С. Андреев, Т.Н. Гришина, Н.Б. Залетаев, М.А. Трищенко, И.В. Чинарёва // Прикладная физика, 2011, в печати.
2. Способ изготовления быстродействующего многоэлементного фотоприёмника на основе эпитаксиальных структур InGaAs/InP / О.В. Огнева, И.В. Чинарёва, О.Н. Забенькин, Т.Н. Мищенко. Патент на изобретение №2318272. Зарегистрировано в Гос. реестре изобретений РФ 27 февраля 2008 г.
3. Огнева О.В., Чинарёва И.В. Кристалл матрицы pin-фотодиодов формата 128x128 на основе гетероструктур InGaAs/InP. Свидетельство о госрегистрации топологии интегральной схемы № 2008630023. Зарегистрировано 19 марта 2008 г.
4. Андреев Д.С., Чинарёва И.В. Кристалл матрицы pin-фотодиодов формата 322x258 на основе гетероструктур InGaAs/InP Заявка на госрегистрацию топологии интегральной схемы, 2011 г.

Н.Н. ЕВТИХИЕВ, В.В. КРАСНОВ, В.Г. РОДИН, И.В. СОЛЯКИН,
С.Н. СТАРИКОВ, П.А. ЧЕРЁМХИН, Е.А. ШАПКАРИНА

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО УСРЕДНЕНИЯ ДЛЯ УВЕЛИЧЕНИЯ ОТНОШЕНИЯ СИГНАЛ/ШУМ ПРИ РЕГИСТРАЦИИ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Для метода регистрации изображений, использующего пространственное усреднение, получены оценки максимального увеличения отношения сигнал/шум и условия его достижения. Результаты подтверждены экспериментально.

Распространенным методом повышения отношения сигнал/шум при регистрации световых распределений (изображений) является метод многократной экспозиции. Однако при этом увеличивается общее время регистрации, что может оказаться неприемлемым, особенно в случае быстропротекающих процессов. Реже используется приём, использующий не временное, а пространственное усреднение. В этом случае фиксируется только один кадр, а области соседних пикселей заменяются на один пиксель, равный их среднему значению. Количество пикселей в области является аналогом количества кадров в методе многократной экспозиции. Недостатком метода является снижение разрешения (количества пикселей) изображения. Так как число пикселей в современных фотоприёмниках достигает десятков миллионов и продолжает расти, то этот недостаток для многих применений уже не критичен.

Для метода с пространственным усреднением получены расчётные оценки временных и пространственных шумов и отношений сигнал/шум. Определены и оценены два необходимых условия для достижения максимального увеличения отношения сигнал/шум, равного квадратному корню из числа пикселей в области усреднения.

Показано, что метод с пространственным усреднением снижает и временные и пространственные шумы, в отличие от метода многократной экспозиции, снижающего только временные шумы. Оценено (см. график на рис 1), что метод с пространственным усреднением даёт большее увеличение отношения сигнал/шум при величинах отношения (пространственный шум)/(временной шум), превышающих $0,2 \div 0,3$.

Полученные экспериментальные результаты согласуются с расчётными оценками изменения пространственного разрешения изображения и достижимого увеличения отношения сигнал/шум. Отличие

значений увеличения отношения сигнал/(временной шум) от расчётных составило не более 4%. Так при усреднении по 16-ти пикселям увеличение составило $3,86 \pm 0,05$ раз (расчётное - 4). Данный результат иллюстрируется графиками шумов, приведённых на рис. 2.

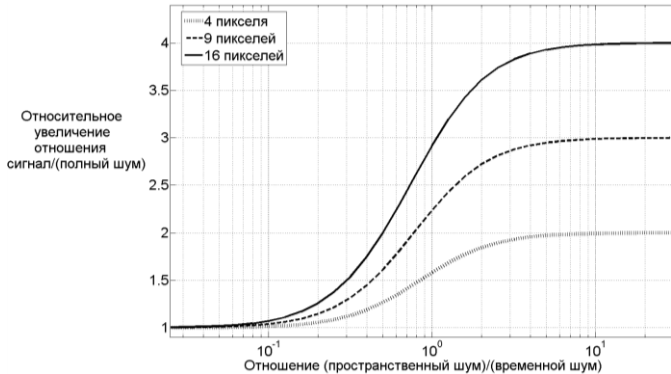


Рис. 1. Относительное увеличение отношения сигнал/(полный шум) при пространственном усреднении по сравнению с многократной экспозицией в зависимости от отношения (пространственный шум)/(временной шум)

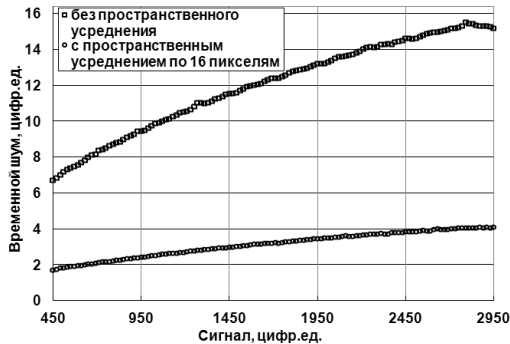


Рис. 2. Зависимости временного шума от сигнала для исходного изображения и изображения, полученного пространственным усреднением по 16 пикселям

Совместное применение обоих методов повышения отношения сигнал/шум позволит гибко сочетать требования к скорости регистрации изображений и количеству пикселей в изображениях.

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

И.В. ГЕРАСИМОВ, Д.Ю. МОЛОДЦОВ,
В.Г. РОДИН, С.Н. СТАРИКОВ

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

РАСПОЗНАВАНИЕ ПРОТЯЖЕННЫХ СПЕКТРОВ ИЗЛУЧАЮЩИХ ОБЪЕКТОВ В ДИСПЕРСИОННЫХ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ КОРРЕЛЯТОРАХ

Определен способ формирования обобщенных образов (опорных изображений) спектров распознаваемых объектов для записи на синтезированные голограммы. Приведены экспериментальные результаты корреляционного распознавания излучающих объектов с протяженным спектром.

В дисперсионных корреляторах [1] световые корреляционные сигналы распознавания формируются собственно излучением анализируемого объекта, поэтому в таких корреляторах возможна корреляционная обработка в реальном масштабе времени именно излучающих объектов, а не их зарегистрированных изображений или спектров. Помимо пространственных параметров объектов в дисперсионных корреляторах информативными также являются спектральные параметры излучения.

Для решения задачи распознавания объектов по совокупности пространственных и спектральных параметров возникает необходимость в изготовлении специального голографического фильтра, причем голографический фильтр может быть как записан оптически, так и синтезирован на компьютере [2]. Синтез голографического фильтра для задачи распознавания спектров включает следующие этапы:

- 1) отбор информативных признаков спектра;
- 2) формирование опорного изображения (пространственного образа спектра), содержащего информацию об отобранных участках спектра;
- 3) размещение пространственного образа спектра на расчетном поле синтезируемой голограммы-фильтра.

Наиболее сложным для распознавания является случай, когда спектр излучения объекта является протяженным. Для этого случая определяется спектральный диапазон, в котором интенсивность излучения больше некоторого значения (рис. 1). Далее формируется опорное изображение спектра, представляющее собой набор полос, ширина которых связана с выбранным диапазоном длин волн, которое и размещается на расчётном поле синтезируемой голограммы. Был выполнен компьютерный синтез голограмм Фурье с числом отсчетов 2048x2048 для распознавания тестовых объектов в дисперсионных корреляторах. Проведены

бинаризация синтезированных голограмм и их изготовление на лазерном фотонаборном аппарате с разрешением 100 точек/мм.

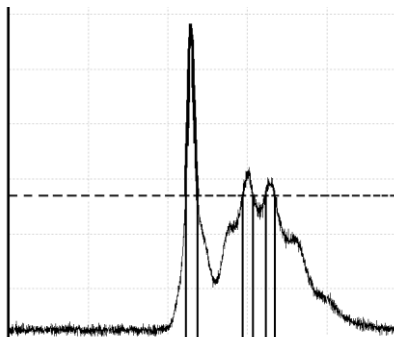


Рис. 1. Задание порога интенсивности для распознаваемых спектров



Рис. 2. Вид расчётного поля синтезируемой голограммы

Проведены эксперименты по распознаванию объектов по спектру излучения на примере пяти светодиодных источников излучения с протяженными спектрами, получено уверенное различие каждого из светодиодных источников разного цвета свечения. Определены операции постобработки регистрируемых корреляционных сигналов, обеспечивающие независимость результатов распознавания от мощности входных источников и дифракционной эффективности используемых голограмм. Осуществлена постобработка результатов, получено, что среднее отношение сигнала совпадения спектров к сигналу несовпадения составило 4,6 (наибольшее – 12, наименьшее – 1,2).

Полученные экспериментальные результаты подтверждают применимость дисперсионных корреляторов с синтезированными голографическими фильтрами к задачам распознавания излучающих объектов с протяженными спектрами излучения в реальном масштабе времени.

Список литературы

1. Быковский Ю.А., Маркилов А.А., Родин В.Г., Стариков С.Н. Дисперсионные корреляторы в системах оптической обработки информации // Инженерная физика. 1999. №1. С.32-35.
2. Родин В.Г., Стариков С.Н. Дисперсионный коррелятор с синтезированной голограммой // Тезисы докл.5 Межд. форума "Голография. ЭКСПО-2008". Санкт-Петербург, 2008. С.225-226.

ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ АВТОРОВ

-А-

Аверьев Н.В. 194
Адамов Г.Е. 26
Ан П.П. 102, 104
Андреев Д.С. 231
Андросов С.С. 198
Анцыгин В.Д. 13
Ануфрик С.С. 160
Арестов С.И. 64
Аронов Л.А. 168
Артемьев М.В. 94
Афанасьев К.Н. 221, 223

-Б-

Басистый Е.В. 140
Бахвалова Т.Н. 38
Безрук М.Н. 124
Бекяшева З.С. 174
Белкин М.Е. 164
Белоголов М.И. 136
Беспалов В.Г. 70
Бессмертный И.В. 114
Бобринев В.И. 206
Бойко В.В. 112
Бойченко А.П. 116
Болтарь К.О. 231
Бородин М.В. 80
Бородин Ю.П. 204
Буримов Н.И. 66
Бурлаков И.Д. 231
Бусурин В.И. 134
Быковский А.Ю. 182

-В-

Васильев В.В. 100
Васичев Б.Н. 166
Векшин М.М. 24, 50
Векшин Ю.В. 170
Величанский В.Л. 100
Витрик О.Б. 138
Вишняков Г.Н. 15, 128, 208
Вобликов Е.Д. 36
Володин В.Д. 122
Волостников В.Г. 221
Воронцов Е.Н. 221

-Г-

Галуцкий В.В. 96
Гаранькова И.А. 78
Герасимов И.В. 235
Гольцман Г.Н. 102, 104, 194
Гончаренко А.О. 144
Гончарова П.С. 72, 188
Горобец А.П. 46, 74
Грачев С.В. 168
Грачев Я.В. 144
Гребенников Е.П. 26
Грейсух Г.И. 229
Гричук Е.С. 172

-Д-

Дайнеко С.В. 94
Даниленко С.С. 32, 48
Данилова Е.В. 62
Дворникова О.Д. 134
Дергачев М.П. 112, 114
Довбешко Г.И. 112
Довженко Д.С. 92
Дуденкова В.В. 227
Дудкина Т.Д. 122
Дятел С.Г. 78

-Е-

Евтихийев Н.Н. 180, 211, 213, 233
Евтихьева О.А. 20
Егоров А.Н. 26
Егорышева А.В. 122
Ежов Е.Г. 229
Езерская А.А. 144
Елезов М.С. 102, 104
Епифанов А.А. 200
Ефимов Т.А. 146

-Ж-

-З-

Зайнуллин Э.Ф. 136
Залетаев Н.Б. 231
Заседателев А.В. 94
Захаров Ю.Н. 227
Звей Нэй Зо 134
Звержовский В.Д. 150
Зибров С.А. 100
Злоказов Е.Ю. 180, 196

-И-

Иванов А.Л. 202
 Иванов В.И. 86, 118
 Иванов Д.В. 100
 Иванов П.А. 178
 Иванова Г.Д. 118
 Ищенко А.А. 110

-К-

Казаков А.Ю. 102, 104
 Казанцева Е.В. 76
 Казин С.В. 219
 Калашников А.В. 229
 Кальянов А.Л. 132
 Каменев О.Т. 148
 Каргин Ю.Ф. 66, 82
 Кардакова А.И. 102
 Карпец Ю.М. 72
 Кашуркин О.Ю. 46
 Киреева Н.М. 72
 Кирюшина С.И. 72
 Кистенева М.Г. 82
 Кишкин С.А. 223
 Клемяшов И.В. 150
 Козлова Е.К. 32
 Колчинский В.А. 148, 190
 Комоцкий В.А. 140
 Компанец И.Н. 186
 Копенкин С.С. 204
 Корнеев А.А. 54
 Корнеев А.А. 194
 Корнышева С.В. 128, 152
 Короленко П.В. 28
 Котова С.П. 221
 Кравченко Н.В. 231
 Краева Н.П. 138
 Крайский А.В. 217
 Краковский В.А. 64
 Краснов В.В. 211, 213, 233
 Криштоп В.В. 72, 188
 Кузищин Ю.А. 92
 Кузнецов А.Н. 100
 Кузнецов А.С. 22
 Кузьмина М.Г. 172
 Кузьмичев Д.Н. 72
 Кульчин Ю.Н. 124, 138, 146
 Курбангалеев В.Р. 26
 Курбатов И.А. 196

-Л-

Лагров А.П. 170
 Лаврухин Д.В. 120
 Лапицкий К.М. 126
 Левин И.А. 142
 Литвинова М.Н. 72, 78
 Лобазникова В.С. 122
 Лопухин А.А. 231
 Луценко А.В. 96
 Лушников Д.С. 22
 Лысенко В.Е. 202
 Лычагов В.В. 132, 225
 Лявшук И.А. 160
 Ляликов А.М. 160, 162

-М-

Маверицкий О.Б. 26
 Мазур М.М. 58
 Маймистов А.И. 18, 44, 76
 Макаров Е.А. 70
 Макин В.С. 88, 90
 Макин Р.С. 88, 90
 Максименко В.А. 62
 Малов А.Н. 108, 176
 Малышев П.Б. 26
 Мамрашев А.А. 13
 Мандель А.Е. 64
 Маныкин Э.А. 172
 Мартынов А.А. 84
 Мартынов И.Л. 92
 Масальский Н.В. 30
 Мачихин А.С. 192
 Мелехов А.П. 120
 Миронова Т.В. 217
 Михалев А.С. 156
 Михалева Е.М. 156
 Мишин А.Ю. 28
 Мищенко О.А. 134
 Моисеенко В.Н. 112, 114
 Молодцов Д.Ю. 235
 Молчанов В.Я. 56
 Москвина В.С. 110
 Муравьева М.С. 227
 Мухтубаев А.Б. 40

-Н-

Назимов А.С. 158
 Неевина Т.А. 186
 Непомнящий А.В. 146
 Неупокоева А.В. 108
 Никитин В.А. 24, 84

Николаев Н.А. 13
Николаев Н.Э. 34
Николаева Т.Ю. 215
Ноткин Б.С. 190

-О-

Обухов А.Е. 98
Овчинников А.А. 74
Оглуздин В.Е. 106
Одинокое С.Б. 22, 184
Окишев К.Н. 86
Олейников В.А. 94
Орлов Ю.С. 26
Осовицкий А.Н. 32, 46, 48

-П-

Павлов А.В. 174
Павлов П.В. 176
Павлов С.В. 34
Парахуда С.Е. 144
Паргачёв И.А. 64
Пекарских Е.А. 82
Перин А.С. 42
Петров Н.В. 176, 215
Петров Ю.С. 148
Петрова Е.К. 196
Пожар В.Э. 58, 60, 192
Половинкин А.Н. 74
Пономарев Р.С. 36
Потатуркин О.И. 13
Порошин Н.О. 26
Привалов В.Е. 88
Прохоров В.П. 84
Пустовойт В.И. 58, 60
Путилин А.Н. 204

-Р-

Равин А.Р. 74
Рагер Б.Ю. 182
Разуева Е.В. 221
Расковская И.Л. 20, 154
Рекунова Н.Н. 86
Ринкевичюс Б.С. 20
Родин В.Г. 233, 235
Романов А.А. 50
Романов И.В. 144
Ромашко Р.В. 16, 124, 146
Руцкин С.А. 38
Рыжикова Ю.В. 28
Рыжов М.С. 44
Рябухо В.П. 132, 225

-С-

Савенков С.И. 202
Савиновских Е.Г. 116
Савонин С.А. 225
Савченко А.Г. 52
Сагателян Г.Р. 184
Свиридов Е.В. 160
Селезнёв В.А. 194
Селина Н.В. 198
Семёнов А.В. 194
Серебренников Л.Я. 64, 80
Сивак А.В. 100
Симанженков Д.В. 126
Синицын И.А. 176
Ситников Н.Н. 54
Скорнякова Н.М. 20, 130
Смолянская О.А. 144
Сморцевский В.С. 200
Смышков С.А. 80
Соколов Ю.М. 140
Солдаткин В.С. 80
Солякин И.В. 233
Сон Дж.-И. 206
Стариков Р.С. 180, 196
Стариков С.Н. 211, 213, 233, 235
Строганова Е.В. 96
Султанов Т.Т. 217

-Т-

Табачкова К.И. 60
Тархов М.А. 102, 104
Толкачев А.В. 20
Толстик А.Л. 82
Тренихин П.А. 40
Трофимов Н.С. 34
Трошков А.Е. 231
Туртаев С.Н. 136
Тычинский В.П. 150

-У-

Ушаков В.Н. 168

-Ф-

Фатьянова Н.Г. 166
Филачёв А.М. 231

-Х-

Хайдер Х.К. 82
Хан А.В. 80
Хе В.К. 118
Хиля В.П. 110

-Ц-

Цыганов И.К. 22

-Ч-

Чараев И.А. 194

Чен Ф. 40, 42

Черёмхин П.А. 211, 213, 233

Чернышов А.К. 68

Чернышова Е.А. 68

Чехлова Т.К. 34

Чижиков С.И. 56

Чинарёва И.В. 231

Чистяков А.А. 92, 94, 122

-Ш-

Шандаров В.М. 40, 42

Шандаров С.М. 64, 66, 80, 82

Шапкарина Е.А. 233

Шашкова И.А. 130

Шаульский Д.В. 180, 196

Шеляков А.В. 54

Швачич В.Г. 112, 114

Швец Т.В. 114

Шмаков С.С. 66

Шмелин П.С. 26

Шорин В.Н. 58

Штейн Г.И. 158

Шурыгин А.В. 58

-Щ-

Щербина В.В. 80

-Э-

-Ю-

Юшков К.Б. 56

-Я-

Яковенко Н.А. 24, 50, 52, 84, 96,
198, 200, 202

Яновский А.В. 208