Министерство образования и науки Российской Федерации

Санкт-Петербургский государственный университет
информационных технологий, механики и оптики

НАНОСИСТЕМЫ:
ФИЗИКА, ХИМИЯ, МАТЕМАТИКА

2011, том 2, № 1

Специальный выпуск журнала, посвященный VI Международной
конференции «Фундаментальные проблемы оптики» ФПО–2010
(18–22 октября 2010 года, Санкт-Петербург)

Nanosystems: Physics, Chemistry, Mathematics
2011, volume 2(1)

NANO
Ф&Х&М

НАНОСИСТЕМЫ:
ФИЗИКА, ХИМИЯ, МАТЕМАТИКА

РЕДАКЦИОННЫЙ СОВЕТ

Председатель – д.т.н., проф. В.Н. Васильев *(СПбГУ ИТМО, С.-Петербург)*, академик РАН В.М. Иевлев *(ВГУ, Воронеж)*, академик РАН А.И. Русанов *(СПбГУ, С.-Петербург)*, академик РАН Ю.Д. Третьяков *(МГУ, Москва)*

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Главный редактор – академик РАН Н.Ф. Морозов *(СПбГУ, С.-Петербург)*
Зам. главного редактора – д.ф.-м.н., проф. И.Ю. Попов *(СПбГУ ИТМО, С.-Петербург)*
Зам. главного редактора по направлениям:
Физика – д.ф.-м.н., проф. В.М. Уздин *(СПбГУ, С.-Петербург)*,
Химия – чл.-корр. РАН В.В. Гусаров *(СПбГТИ (ТУ), С.-Петербург)*,
Механика - д.ф.-м.н., проф. А.К. Беляев *(ИПМаш РАН, С.-Петербург)*,
Математика - д.ф.-м.н., проф. И.Ю. Попов *(СПбГУ ИТМО, С.-Петербург)*
Члены редколлегии:

академик РАН В.Н. Пармон *(НГУ, Новосибирск)*; академик РАН П.Д. Саркисов *(МХТИ, Москва)*; чл.-корр. РАН Е.А. Гудилин *(МГУ, Москва)*; чл.-корр. РАН Д.А. Индейцев (*ИПМаш РАН, С.-Петербург*); чл.-корр. РАН П.С. Копьев (*ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург*); чл.-корр. РАН И.В. Мелихов *(МГУ, Москва)*; д.ф.-м.н., проф. В.Г. Беспалов *(СПбГУ ИТМО, С.-Петербург)*; д.ф.-м.н., проф. А.Я. Вуль *(ФТИ РАН, С.-Петербург)*; д.ф.-м.н., проф. А.О. Голубок *(СПбГУ ИТМО, С.-Петербург)*; д.х.н., проф. А.Л. Ивановский *(ИХТТ УрО РАН и УрГУ, Екатеринбург)*; д.ф.-м.н., проф. С.А. Козлов *(СПбГУ ИТМО, С.-Петербург)*; д.ф.-м.н., проф. Ю.Б. Кудасов *(ВНИИЭФ, Саров)*; д.ф.-м.н., проф. С.Е. Кулькова *(ИФПиМ СО РАН, Томск)*; д.ф.-м.н., проф. В.А. Маргулис *(Морд. ГУ, Саранск)*; д.ф.-м.н., проф. Г.П. Мирошниченко *(СПбГУ ИТМО, С.-Петербург)*; д.ф.-м.н., проф. Б.С. Павлов *(СПбГУ и Оклендский университет, Новая Зеландия)*; д.ф.м.н., проф. В.П. Романов *(СПбГУ, С.-Петербург)*; д.ф.-м.н., проф. В.Я. Рудяк *(НГАСУ, Новосибирск)*; д.х.н., проф. В.М. Таланов *(ЮРГТУ, Новочеркасск)*; д.ф.-м.н., с.н.с. А.В. Чижов *(ОИЯИ, Дубна)*; к.х.н., доц. О.В. Альмяшева *(СПбГЭТУ «ЛЭТИ», С.-Петербург)*; к.ф.-м.н., доц. С.А. Чивилихин *(СПбГУ ИТМО, С.-Петербург)*

Иностранные члены редколлегии:

чл.-корр. НАН Украины А.В. Рагуля; д.ф.-м.н., проф. В.М. Адамян *(Одесский национальный университет, Одесса, Украина)*; PhD, проф. А.А. Киселев *(Университет Висконсина, США)*; проф. Х. Нейдхардт *(Институт прикладного анализа и стохастики имени Вейерштрасса, Берлин, Германия)*

Редакторы:

к.т.н., доц. И.В. Блинова *(СПбГУ ИТМО, С.-Петербург)*; к.ф.-м.н., доц. М.А. Скрябин *(СПбГУ ИТМО, С.-Петербург)*

Адрес: СПбГУ ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49, комн. 311
Телефон: (812)232-67-65
Электронная версия журнала размещена на сайте: http://nanojournal.ifmo.ru/
E-mail: popov@mail.ifmo.ru

NANOSYSTEMS:

PHYSICS, CHEMISTRY, MATHEMATICS

EDITORIAL COUNCIL

V.N. Vasiliev *(St. Petersburg)*,
Academician A.I. Rusanov *(St. Petersburg)*,
Academician Yu.D. Tret'yakov *(Moscow)*,
Academician V.M Ievlev. *(Voronezh)*

EDITORIAL BOARD

Editor-in-Chief – academician N.F. Morozov *(St. Petersburg)*
Vice Editor-in-Chief – I.Yu. Popov *(St. Petersburg)*
Section Co-Editors:
Physics – V.M. Uzdin *(St. Petersburg)*,
Chemistry – Corresponding member of RAS V.V. Gusarov *(St. Petersburg)*,
Mechanics – A.K. Belyaev *(St. Petersburg)*,
Mathematics – I.Yu. Popov *(St. Petersburg)*
Members:
Academician V.N. Parmon *(Novosibirsk)*; Academician P.D. Sarkisov *(Moscow)*; Corresponding member of RAS E.A. Gudilin *(Moscow)*; Corresponding member of RAS D.A. Indeitsev *(St. Petersburg)*; Corresponding member of RAS P.S. Kop'ev *(St. Petersburg)*; Corresponding member of RAS I.V. Melikhov *(Moscow)*; Corresponding member of NAN of Ukraine A.V. Ragulya; V.M. Adamyan *(Odessa)*; O.V. Al'myasheva *(St. Petersburg)*; V.G. Bespalov *(St. Petersburg)*; S.A. Chivilikhin *(St. Petersburg)*; A.V. Chizhov *(Dubna)*; A.O. Golubok *(St. Petersburg)*; A.L. Ivanovskii *(Ekaterinburg)*; A.A. Kiselev *(Wisconsin)*; S.A. Kozlov *(St. Petersburg)*; Yu.B. Kudasov *(Sarov)*; S.E. Kul'kova *(Tomsk)*; V.A. Margulis *(Saransk)*; G.P. Miroshnichenko *(St. Petersburg)*; H. Neidhardt *(Berlin)*; B.S. Pavlov *(St. Petersburg and Auckland)*; V.P. Romanov *(St. Petersburg)*; V.Ya. Rudyak *(Novosibirsk)*; V.M. Talanov *(Novocherkassk)*; A.Ya. Vul *(St. Petersburg)*
Editors:
I.V. Blinova *(St. Petersburg)*; M.A. Skryabin *(St. Petersburg)*

Address: SPbSU ITMO, 197101, St. Petersburg, Kronverkskiy pr., 49, room 311
Phone: (812)232-67-65
Journal site: http://nanojournal.ifmo.ru/
E-mail: popov@mail.ifmo.ru

Aim and scope

The scope of the journal includes all areas of nano-sciences. Papers devoted to basic problems of physics, chemistry and mathematics inspired by nanosystems investigations are welcomed. Both theoretical and experimental works concerning to properties and behavior of nanosystems, problems of its creation and application, mathematical methods of nanosystem studies are considered.

The journal publishes scientific reviews (up to 30 journal pages), research papers (up to 15 pages) and letters (up to 5 pages). All manuscripts are reviewed. Authors are informed about the referee opinion and the Editorial decision.

Содержание

Content

ОТ РЕДАКЦИИ НФХМ

1 апреля 2011 года исполняется 60 лет со дня рождения ректора Государственного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики» и председателя Редакционного Совета нашего журнала Васильева Владимира Николаевича.

В. Н. Васильев окончил Ленинградский ордена Ленина Политехнический институт им. М. И. Калинина (ЛПИ) по специальности «теплофизика» (1974). До 1978 года — аспирант ЛПИ. В 1978-1983 годах принимал участие в создании и становлении Ставропольского политехнического института, последовательно занимая должности старшего научного сотрудника, ассистента и доцента. В 1980 году защитил кандидатскую диссертацию по специальности «Теплофизика и молекулярная физика». С 1983 г. работает в Ленинградском институте точной механики и оптики (ЛИТМО). В 1989 году защитил докторскую диссертацию по специальностям «Оптические приборы», «Теплофизика и молекулярная физика». Доктор технических наук (1990), профессор (1992).

В 1991 году В. Н. Васильев основал и возглавил новую кафедру «Компьютерные технологии», которая на протяжении двадцати лет выпускает молодых специалистов в области прикладной математики и информатики, крайне необходимых во всех отраслях науки, техники и производства. Им разработаны и подготовлены учебные планы и программы для подготовки специалистов, подготовлен ряд учебных пособий, в том числе и в компьютерном варианте. О качестве подготовки и востребованности выпускников кафедры говорят многочисленные достижения кафедры и ее выпускников. Под его руководством в 1995 году впервые в мире была проведена международная студенческая олимпиада с использованием сети Internet. Студенты его кафедры неоднократно были чемпионами России по программированию, победителями европейских и международных олимпиад по информатике. В 2000 г. стали обладателями серебряных медалей, а в 2001, 2002, 2003, 2005, 2007, 2008, 2009 гг. — удостоились золотых. В 2004, 2008 и 2009 гг. стали абсолютными чемпионами мира и Европы. Это один из выдающихся результатов и достижений российской высшей школы!

В 1995 году сотрудниками кафедры под руководством профессора В. Н. Васильева в содружестве с рядом российских университетов заложили основу построения федеральной университетской компьютерной сети RUNNet, и с этого времени профессор В. Н. Васильев является научным руководителем этой сети. В 2000 году за разработку научно-организационных основ и создание федеральной университетской компьютерной сети RUNNet коллектив авторов под руководством профессора В. Н. Васильева был удостоен премии Правительства Российской Федерации в области образования (Постановление Правительства Российской Федерации от 25.08.2000 г. № 627).

В 2010 году выпускник кафедры «Компьютерные технологии» Павел Белов был удостоен премии Президента Российской Федерации 2009 года в области науки и инноваций для молодых ученых за выдающийся вклад в развитие физики метаматериалов и разработку устройств передачи и обработки изображений со сверхразрешением. В настоящее время П. А. Белов — ведущий научный сотрудник кафедры фотоники и оптоинформатики. В ноябре 2010 года защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора физико-математических наук.

В 2009 году Президент Российской Федерации Д. А. Медведев вручил гран-при «Открытие» первой молодежной национальной премии «Прорыв» Евгению Южакову, Федору Цареву и Александру Штучкину, выпускникам кафедры «Компьютерные технологии», за разработку программного обеспечения первого в мире коммуникатора 4G WiMax “Yota”.

Профессор В. Н. Васильев уделяет большое внимание подготовке кадров, ведет активную педагогическую деятельность. Вместе с профессором В.Г.Парфеновым он является инициатором комплексной подготовки одаренных в области точных наук студентов.

Девять студентов его кафедры написали пять монографии в области компьютерных телекоммуникаций и информационных технологий. С 1996 г. профессор В. Н. Васильев был избран ректором Санкт-Петербургского государственного университета информационных технологий, механики и оптики. Его полномочия были подтверждены конференцией трудового коллектива вуза в 2001 и в 2006 годах.

Среди многочисленных достижений Университета за этот период можно отметить следующие.

В Университете осуществляется подготовка высококвалифицированных инженерных и научных кадров в области компьютерных и информационных технологий, оптоэлектроники, лазерной техники и лазерных технологий, компьютеризированных приборных комплексов и систем управления, что является целью реализуемого в Университете специального образовательного проекта.

В соответствии с приказом Министерства образования и науки Российской Федерации от 09.03.2007 года № 77 СПбГУ ИТМО определен вузом-победителем конкурсного отбора инновационных образовательных программ в рамках Приоритетного национального проекта «Образование» на 2007–2008 годы. Университетом была представлена на конкурс инновационная образовательная программа (ИОП) «Инновационная система подготовки специалистов нового поколения в области информационных и оптических технологий», которая была успешно выполнена в указанный период. В 2009 году Университет был признан победителем конкурсного отбора программ развития университетов, в отношении которых устанавливается категория «национальный исследовательский университет». Программа развития ВУЗа на 2009–2018 годы была утверждена приказом Министерства образования и науки Российской Федерации от 17 ноября 2009 года № 614.

Профессор В. Н. Васильев является известным крупным ученым в области компьютерных телекоммуникаций и математического моделирования наукоемких технологических процессов. Профессор В. Н. Васильев имеет свою научную школу. В рамках своего научного направления им лично, под его научным руководством подготовлено 18 кандидатов наук, 4 доктора наук.

Профессором В. Н. Васильевым сформулированы и определены основные принципы и осуществлена реализация федеральной университетской компьютерной сети. В. Н. Васильев один из создателей собственных информационных ресурсов высшей школы России и построения единого научно-образовательного информационного пространства России. Под его руководством были разработаны новые системы управления и сопровождения спутниковой связи, передачи данных локальными и глобальными сетями, и внедрены в реально действующие сети. Проведенные исследования показали пути создания компьютерных и информационных сетей, систем в интересах корпораций различного направления и масштабов. Разработаны и находятся в эксплуатации ряд систем, в том числе и первая отечественная межгородская АТМ-система на линии Москва—Санкт-Петербург. В последнее время разрабатывает и исследует возможности создания высокопроизводительных компьютерных сетей.

Профессор В. Н. Васильев является одним из авторов создания новых информационных технологий обучения, проектирования и внедрения систем дистанционного обучения, требующих разработки специального программного обеспечения, принципов их разработки. Профессор В. Н. Васильев ведет большую научную работу, являясь научным руководителем ряда научно-исследовательских работ в области применения компьютерных технологий и математического моделирования для информационных сетей, систем, многофункциональных приборных комплексов и наукоемких технологий.

Являлся научным руководителем научно-исследовательских работ федеральных целевых программ «Электронная Россия», «Развитие единой образовательной информационной среды (2001–2005 гг.)», «Интеграция науки и высшего образования России на 2002–2004 гг.», ФЦП «Интеграция науки и высшего образования России на 2002–2006 годы», «Федеральной программы развития образования на 2000–2005 годы», «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития науки и техники на 2002–2006 годы» и ряда межвузовских научно-технических программ. Профессор В. Н. Васильев является руководителем основного направления информатизации Минобрнауки России «Развитие информационных технологий нового поколения».

Профессор В. Н. Васильев принимал и принимает активное участие в разработке и реализации «Федеральной целевой программы развития образования (ФЦПРО 2006-2010)», ФЦП «Развитие инфраструктуры наноиндустрии в Российской Федерации на 2008-2010 годы», ФЦП «Развитие единой образовательной среды (2001-2005 годы)», а также ряда межведомственных и ведомственных программ.

Научно-исследовательскую и педагогическую работу профессор В. Н. Васильев сочетает с активной общественной деятельностью, являясь членом научно-координационного совета ФЦПРО 2006–2010 гг., советником Губернатора Санкт-Петербурга, председателем Совета ректоров вузов Санкт-Петербурга, председателем трех специализированных диссертационных советов, членом редакционных советов журналов «Наносистемы: физика, химия, математика», «Компьютерные инструменты в образовании», «Известия вузов. Приборостроение», «Оптический журнал» и ряда других, членом научно-технического совета Правительства Санкт-Петербурга и ряда других научно-технических советов федерального уровня, членом совета Национального фонда подготовки кадров. Профессор В. Н. Васильев автор более 179 научных работ, в том числе более 17 патентов и изобретений, внес большой вклад в развитие международного сотрудничества в области компьютерных сетей, являясь постоянным членом международных научных обществ и международных научно-технических рабочих групп. Неоднократно организовывал международные и всероссийские конгрессы, конференции, семинары и симпозиумы по компьютерным технологиям и сетям, телематике, оптике и математическому моделированию.

Общественным признанием научно-педагогической деятельности профессора В. Н. Васильева является тот факт, что он является членом-корреспондентом Российской академии образования (2008), действительным членом Международной академии наук высшей школы (1999), действительным членом Академии инженерных наук им. А.М. Прохорова (2003), действительным членом и членом-корреспондентом ряда других международных и отраслевых академий, членом научно-технического совета Минобрнауки России, членом научного совета по проблемам информатизации образования. Профессор В. Н. Васильев является председателем Совета ректоров вузов Санкт-Петербурга (2004), вице-президентом Российского Союза ректоров (2006). В 2006 году профессор В. Н. Васильев был избран президентом Оптического общества им. Д. С. Рождественского.

В 2000 г. В. Н. Васильеву присвоено звание «Заслуженный деятель науки Российской Федерации» (Указ Президента Российской Федерации от 09.11.2000 г. № 1861).

Дважды лауреат премия Президента Российской Федерации в области образования (2003, 2005) и дважды лауреат премии Правительства России в области образования (2000, 2008).

В 2007 В. Н. Васильев был награжден орденом Почета (Указ Президента Российской Федерации от 26.01.2007 г. № 83). Владимир Николаевич внес огромный вклад в создание нашего журнала «Наносистемы: физика, химия, математика». Коллектив редакции желает ему личного счастья и дальнейших творческих успехов.

АНАЛИТИЧЕСКИЙ ОБЗОР ПО РЕЗУЛЬТАТАМ МЕЖДУНАРОДНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ «ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ОПТИКИ»

В. Г. Беспалов, С. А. Козлов

С 18 по 22 октября 2010 г. в Санкт-Петербурге прошла VI Международная конференция «Фундаментальные проблемы оптики» («ФПО — 2010»), которая продолжает традицию проведения регулярных встреч ученых оптиков России, ближнего и дальнего зарубежья, начиная с 2000 года. Предлагаем вашему вниманию ее краткий обзор.

Мероприятие проводилось при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Оптического общества им. Д.С. Рождественского (ООР) и Международного общества по оптической технике (SPIE), основным организатором конференции выступил Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики (СПбГУ ИТМО). Активное участие в подготовке и проведении конференции оказал Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова (МГУ).

Основной целью конференции было ознакомить исследователей и конструкторов, студентов, бакалавров, магистров, аспирантов, обучающихся по оптическим и смежным направлениям, представляющих научные и высшие учебные учреждения, индустрию России, стран ближнего и дальнего зарубежья, с основными достижениями и тенденциями развития оптики и спектроскопии, фотоники и оптоинформатики, инноваций в оптической науке и технике; продемонстрировать возможности, предоставляемые для такого знакомства научным форумом международного уровня. В результате посещения заседаний конференции, тематических семинаров, мастер-классов, участники получили знания по новейшим направлениям развития оптической науки, ознакомились с передовыми инновационными технологиями фотоники и оптоинформатики.

В работе конференции приняли участие более 350 ученых, было сделано 275 устных и стендовых докладов. Присутствовали участники из России, Беларуси, Украины, Казахстана, США, Франции, Германии, Японии, Израиля; российские участники конференции представляли крупные научные центры страны. Статистика по городам РФ представлена на рис. 1.

На заседаниях было заслушано более 40 приглашенных докладов, докладчики познакомили ученых с новыми направлениями в развитии мировой оптической науки, а также рассказали о международных научных связях и вопросах взаимодействия академической и университетской науки. На открытии, прошедшем 18 октября в СПбГУ ИТМО, с приветственным словом выступил сопредседатель конференции, ректор В.Н. Васильев и председатель программного комитета конгресса академик РАН Е.Б. Александров, который также провел пленарное заседание. На пленарном заседании были заслушаны два доклада: Логинов А.С. «Кремниевая фотоника: современное состояние, физические проблемы, перспективы развития»; Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет; Горбунов Г.Г. «Многоспектральная аппаратура, мировой уровень, состояние вопроса в России»; НПК «ГОИ им. С.И. Вавилова», Санкт-Петербург (рис 2).

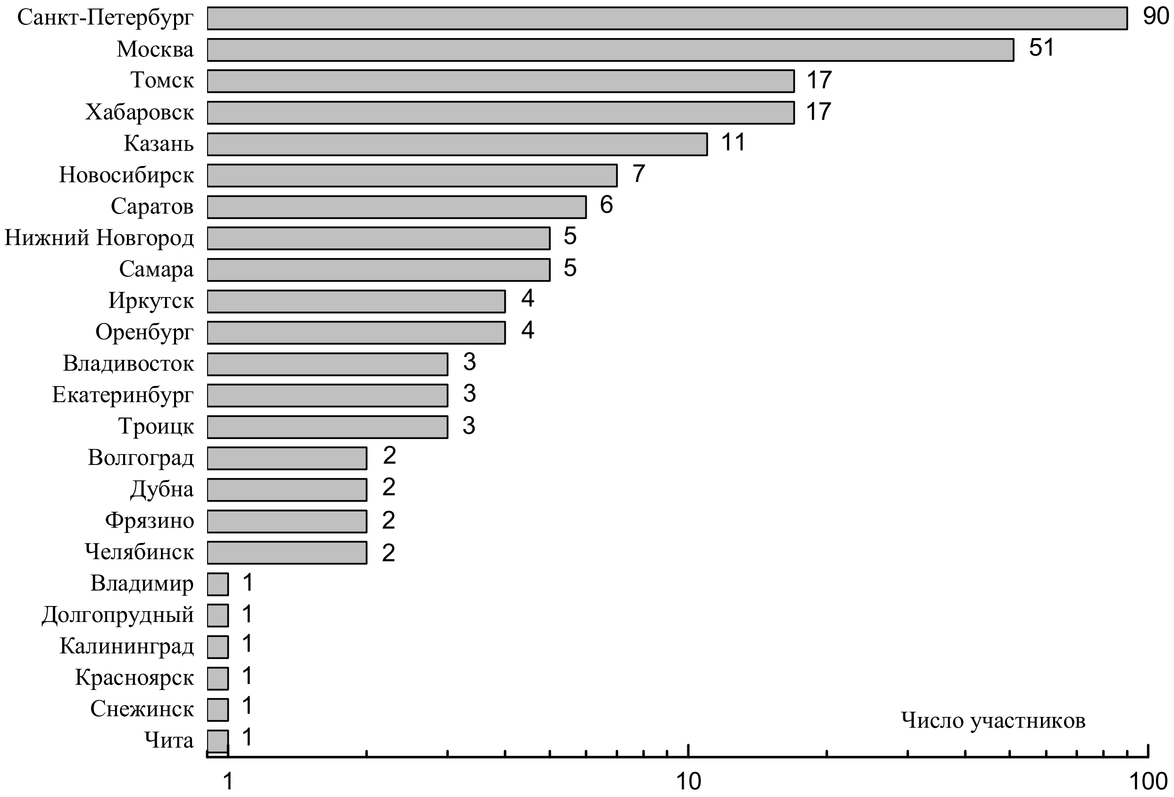


Рис. 1. Статистика участников конференции по городам РФ

Рис. 2. Пленарные докладчики: Логинов А.С., МГУ (слева) и Горбунов Г.Г., НПК «ГОИ» (справа)

Рис. 3. На пленарном докладе

Рис. 4. В перерыве конференции

На секции «Когерентные процессы взаимодействия света с веществом» были заслушаны приглашенные доклады по следующим актуальным темам данного направления: когерентная оптическая томография, свойства оптических резонаторов с резонансно поглощающим веществом, когерентное взаимодействие света с атомным ансамблем, электромагнитно-индуцированная прозрачность и варианты управления световыми импульсами. На секции «Квантовая оптика и фундаментальная спектроскопия» обсуждались следующие темы направления: автомодуляционные колебания и стохастические эффекты, квантовые оптические информационные технологии, регистрация гамма-излучения на спутниковых аппаратах, оптическое поглощение нанографита и граффенов и др. На секции «Новые принципы оптической передачи, обработки и хранения информации» обсуждались вопросы распознавания объектов голографическими корреляторами, модели оптического транзистора и оптических систем с управляемым гистерезисом, оптической памяти на основе систем с квантовыми точками и др. На секции «Оптика фемто- и аттосекундных импульсов» большой интерес вызвал доклад о состоянии исследований об эффективном ускорении ионов и создании протонных пучков с использованием ультраинтенсивных сверхкоротких

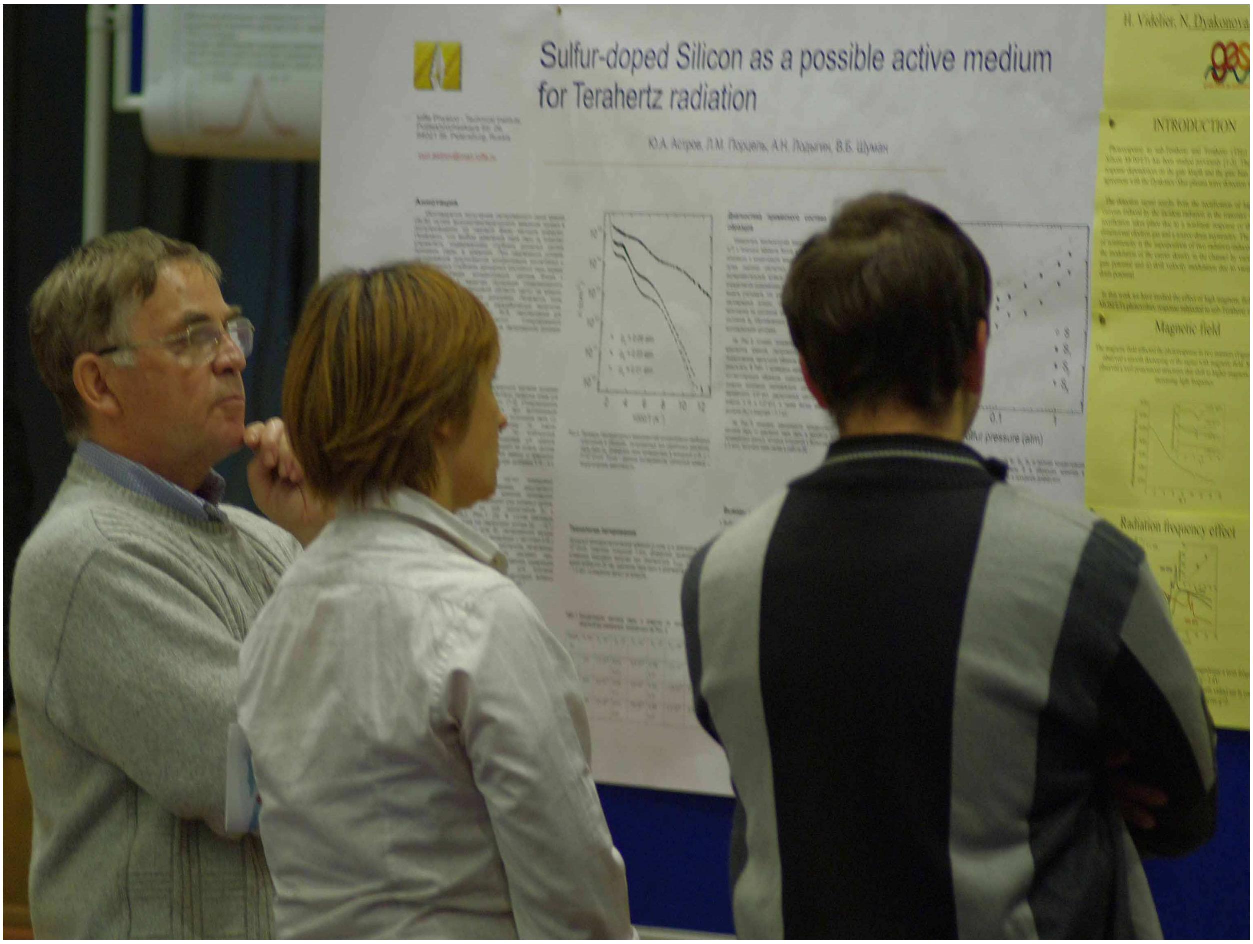


Рис. 5. На стендовой секции

лазерных импульсов. На секции «Оптика для биологии и медицины» обсуждались вопросы использования голографии в исследованиях биологических объектов, спектроскопии и флуоресцентного анализа нейросетей мозга.

В последнее время ученых-оптиков интересуют проблемы по направлениям состоявшихся семинаров «Терагерцовая оптика и спектроскопия» и «Оптические метаматериалы, фотонные кристаллы и наноструктуры» (рис. 6), где были заслушаны доклады ведущих мировых ученых в данных направлениях: В.Г. Веселаго (Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН), Виноградов А.П., Вендик И.Б., Барышев И.Б., Габитов И. и др.

В ходе конференции были проведены мастер-классы в помещениях Василеостровской площадки СПбГУ ИТМО в ходе которых также были лекции по тематике конференции. Лекция «Цифровая голографическая интерферометрия - достижения и перспективы» Гусева М.Е. (рис. 7), специалиста, представляющего разработки большого коллектива в области цифровой голографии (Российский государственный университет им. И. Канта, Калининград, Россия), вызвала большой интерес у участников конференции. По результатам прохождения мастер-классов были выданы сертификаты.

Для работы с авторами докладов была создана система онлайн-регистрации, способная обеспечить работу, как участников конференции, так и организационного и программного комитетов на всем протяжении подготовки мероприятия `http://conf-bpo.ifmo.ru/`.

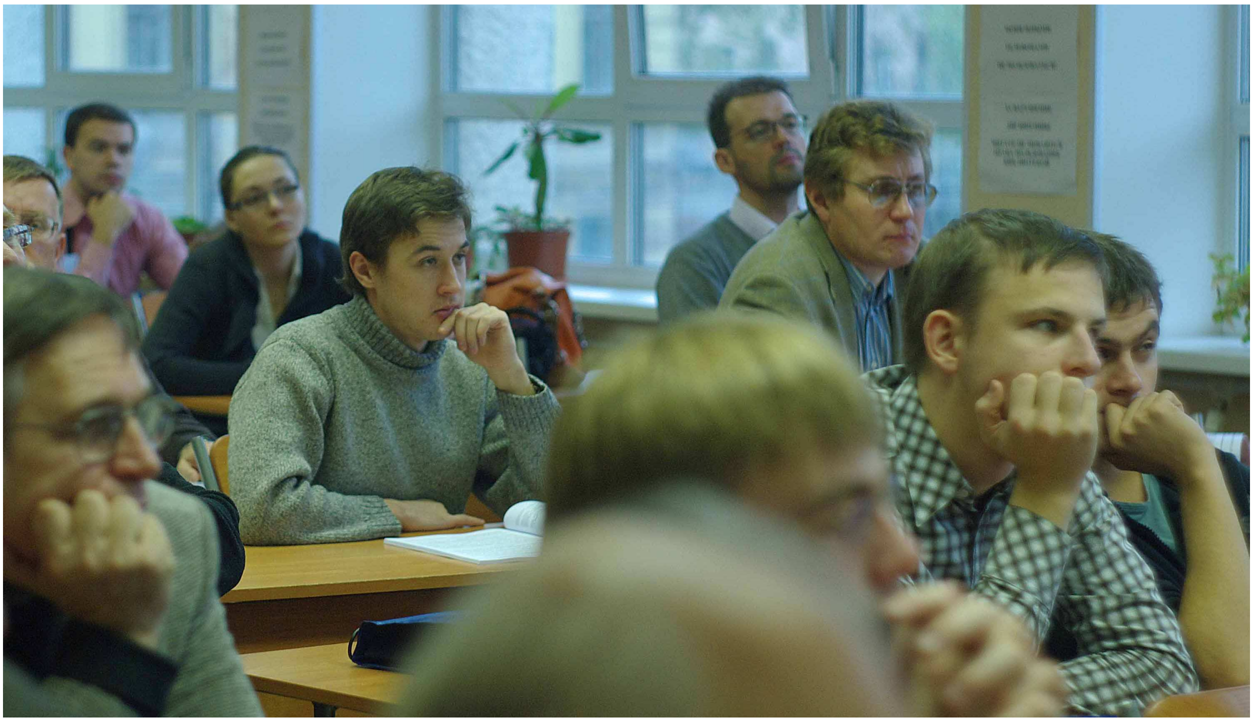


Рис. 6. На тематическом семинаре

Рис. 7. Мастер-класс «Голографические методы в оптоинформатике», лекция «Цифровая голографическая интерферометрия - достижения и перспективы», лектор — М.Е. Гусев

На основе докладов, включенных в программу конференции можно сделать вывод о том, что актуальные направления, обозначенные в программе, в настоящее время достаточно интенсивно развиваются в России. Степень влияния российских ученых на данные направления оптики в настоящее время кажется недостаточным, что связано с недостаточной еще технической базой исследований и их финансовым обеспечением.

НАНОСИСТЕМЫ: ФИЗИКА, ХИМИЯ, МАТЕМАТИКА, 2011, 2 (1), С. 16–22

УДК 535.343.4+535-14

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ И СРЕДСТВ НЕСТАЦИОНАРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ СУБТГЦ И ТГЦ ДИАПАЗОНОВ ЧАСТОТ ДЛЯ НЕИНВАЗИВНОЙ МЕДИЦИНСКОЙ ДИАГНОСТИКИ

В. Л. Вакс[1], Е. Г. Домрачева[1], Е. А. Собакинская[1], М. Б. Черняева[1]

[1]Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН,
Нижний Новгород, Россия

vax@ipm.sci-nnov.ru, elena@ipm.sci-nnov.ru, katja@ipm.sci-nnov.ru, masha@ipm.sci-nnov.ru

PACS 07.57.Pt

Рассмотрены несколько вариантов реализации спектрометров терагерцового частотного диапазона, работающих на эффектах свободно затухающей поляризации и быстрого прохождения частоты. Представлены результаты применения разработанных спектрометров для регистрации аммиака, ацетона и оксида азота в выдыхаемом воздухе, а также анализа промывочной жидкости трансплантируемых паренхиматозных органов — кустодиола.

Ключевые слова: неинвазивная медицинская диагностика, нестационарная спектроскопия ТГц и субТГц частотного диапазонов, спектрометр с фазовой манипуляцией воздействующего на газ излучения, выдыхаемый воздух, молекула-маркер, кустодиол.

1. Введение

Одним из объективных показателей, которые характеризуют физиологический ресурс организма, является состав выдыхаемого воздуха. В течение сотен лет он был предметом интереса медиков, так как еще со времен Гиппократа берет свое начало диагностика различных заболеваний по запаху. Установлено, что выдох человека представляет собой многокомпонентную газовую смесь, в которой содержится до 600 различных соединений [1]. Данные вещества являются продуктами физиологических и биохимических процессов, происходящих в организме [2]. На основе измерения концентрации веществ-маркеров в выдыхаемом воздухе можно диагностировать целый ряд серьезных заболеваний. К таким веществам-маркерам относятся, например, аммиак (диагностика хеликобактериоза) [3], оксид азота NO (проведение лучевой терапии, диагностика и мониторинг воспалительных процессов, а также онкологических заболеваний) [4-6], ацетон (диагностика сахарного диабета второго типа) [7-9].

К современным методам исследования состава выдыхаемого воздуха [1] относятся газовая хроматография [10-12], масс-спектрометрия, совмещенная с газохроматографическим разделением [13,14], электрохимические сенсоры, УФ-хемолюминесценция, которые, в основном, являются инвазивными. Среди многообразия аппаратурных методов анализа выдыхаемого воздуха наиболее перспективными оказываются спектроскопические методы, например, спектроскопия комбинационного рассеяния [15], фотоакустическая спектроскопия [16,17], диодно-лазерная спектроскопия поглощения [18,19]. Наибольший интерес вызывает спектроскопия терагерцового (ТГц) и субтерагерцового (субТГц) диапазонов частот [20-22].

Несомненными достоинствами методов газовой нестационарной спектроскопии ТГц частотного диапазона, развиваемых в ИФМ РАН, являются высокие чувствительность и разрешающая способность одновременно. К достоинствам также относятся высокая информативность спектроскопического сигнала; возможность дистанционного неинвазивного контроля многокомпонентных газовых смесей, дающего информацию о реальном содержании примесей в исследуемом газе. Процесс приготовления образца к измерениям не имеет особых технологических трудностей и представляет собой откачку исследуемого объема до рабочего давления порядка 0.05 Торр и напуск газов. Для высокочувствительного анализа, который можно проводить в режиме реального времени, достаточно малого количества исследуемого вещества. Аналитические спектральные линии известных молекул не перекрываются между собой – это позволяет проводить измерения практически при любых возможных сочетаниях компонентов в газовых смесях [20, 23].

2. Спектрометры на нестационарных эффектах субТГц и ТГц частотных диапазонов

Спектрометры, работающие на нестационарных эффектах - свободно затухающей поляризации, быстрого прохождения [20-22], обладают наилучшим приближением к теоретическому пределу чувствительности при разрешающей способности, ограниченной лишь доплер-эффектом, и могут регистрировать быстропротекающие (порядка нескольких микросекунд) процессы. Наибольшей чувствительностью обладает спектрометр с фазовой манипуляцией воздействующего на газ излучения [20]. В ИФМ РАН разработано и реализовано семейство газовых спектрометров субТГц и ТГц диапазонов, в качестве источника излучения которых использованы лампы обратной волны (ЛОВ) или частотно- (или фазово-) стабилизированный твердотельный генератор миллиметрового диапазона длин волн с умножителем частоты на наноструктурированных элементах – полупроводниковых сверхрешетках (ПСР) [20-24].

В качестве источника излучения спектрометра субТГц диапазона [23] использовалась ЛОВ. В результате взаимодействия фазоманипулированного (ФМ) излучения с резонансно поглощающими молекулами газа происходит периодический процесс наведения и распада макроскопической поляризации молекул. Возникающие в результате этого переходные сигналы регистрируются и накапливаются в приемной части спектрометра. По величине и форме этих сигналов с высокой точностью и производится определение концентрации исследуемых компонент газовой смеси. В спектрометре используется система фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ) для автоматического контроля частоты ЛОВ и фазового сдвига, регистрации во временной области, усреднения и компьютерной обработки спектроскопического переходного сигнала. Прибор работает как в сканирующем режиме, так и в качестве Фурье-спектрометра. Одним из наиболее важных преимуществ ФМ спектрометра является возможность кратковременных измерений (минимальное время измерений – 1 мкс). Экспериментальные исследования, проведенные с использованием ФМ спектрометра, демонстрируют наилучшее приближение к теоретическому пределу чувствительности (при длине ячейки l=1 м, T_{meas}/N_{points} =1 с чувствительность составляет $5{\cdot}10^{-10}$ см$^{-1}$), высокие частотное и временное разрешение, точность измерений спектроскопических параметров. Точность измерения интенсивности линии поглощения (без предварительной калибровки) $\leqslant$ 5 %. Точность установки частоты составляет 10^{-9} от несущей.

Источником ТГц излучения твердотельного спектрометра диапазона частот 0,1-2,5 ТГц [25,27] являются гармоники, получаемые умножением частоты синтезатора на генераторе Ганна, работающего в диапазоне частот 89-117 ГГц, с применением умножителя на основе ПСР. Для получения фазовой манипуляции $(0, \pi)$ при произвольном номере гармоник, являющейся ключевой проблемой генерации, используется система фазовой стабилизации частоты генератора. Точность установки частоты составляет 10^{-9} от несущей. Приемная система спектрометра на основе нестационарных эффектов работает в таком режиме, когда на вход детектора (смесителя) приходят одновременно два сигнала: сигнал свободно затухающей поляризации от исследуемых молекул и излучение от генератора, которое на резонансной частоте молекулярного поглощения взаимодействовало с молекулами [21]. При этом от детектора (смесителя) требуется высокое быстродействие, связанное с необходимостью регистрировать процессы молекулярной релаксации, следующие с высокой частотой повторения. В качестве детектора нами был выбран гармонический смеситель на ПСР. Показано [24], что оптимальным режимом работы (по шумам на выходе) ПСР в качестве смесителей в гетеродинном приемнике будет использование опорной частоты в диапазоне выше 120 ГГц. Приемный блок спектрометра реализован на основе цифрового рекурсивного фильтра первого порядка, собранном на одном кристалле фирмы ALTERA EPF10K130EQC240-1. Экспериментальные исследования показали, что твердотельный ТГц спектрометр не уступает по своим характеристикам (чувствительность – 5×10^{-10} см$^{-1}$ для l=1м, $T_{\text{измер}}/N_{\text{точек}}$ =1с, минимальное время измерения – 1×10^{-6} с) ФМ спектрометру.

3. Применение нестационарных спектрометров субТГц и ТГц диапазонов для решения задач неинвазивной медицинской диагностики

3.1. Изучение динамики концентрации NO при проведении сеанса лучевой терапии у пациентов с онкологическим заболеванием.

Было проведено моделирование многокомпонентной газовой смеси – аналога выдыхаемого воздуха для выбора аналитических линий. Из-за присутствия в выдыхаемом воздухе молекул кислорода, обладающих сильной реакционной способностью, возникает необходимость изучения возможных реакций молекул-маркеров (NO, NH_3) с O_2. С применением метода ТГц спектроскопии проведен эксперимент по определению времени протекания реакции окисления NO [27]. На следующем этапе в клинических условиях были проведены исследования выдыхаемого воздуха у трех условно здоровых некурящих добровольцев и пациентов больных раком легкого до и после лучевой терапии. Отмечено практически полное отсутствие NO в выдыхаемом воздухе у здоровых лиц и появление данного вещества у онкологических больных. Кроме того, отмечен рост концентрации NO после проведения лучевой терапии. Результаты исследований выдыхаемого воздуха приведены в Таблице 1.

Пациенты	Коэффициент поглощения NO, см$^{-1}$	Средняя концентрация NO, мол.%	Средняя концентрация NO, мг/м^3 (P=1,33Па T=300 K)
Здоровые	$1{,}57\times10^{-8}$	0,0047	$9{,}30\times10^{-4}$
Больной до ЛТ	$4{,}0\times10^{-7}$	0,12	0,0239
Больной после ЛТ	$7{,}5\times10^{-7}$	0,22	0,0438

ТАБЛИЦА 1. Результаты исследования выдыхаемого воздуха (NO) у условно здоровых некурящих добровольцев и пациентов больных раком легкого до и после лучевой терапии

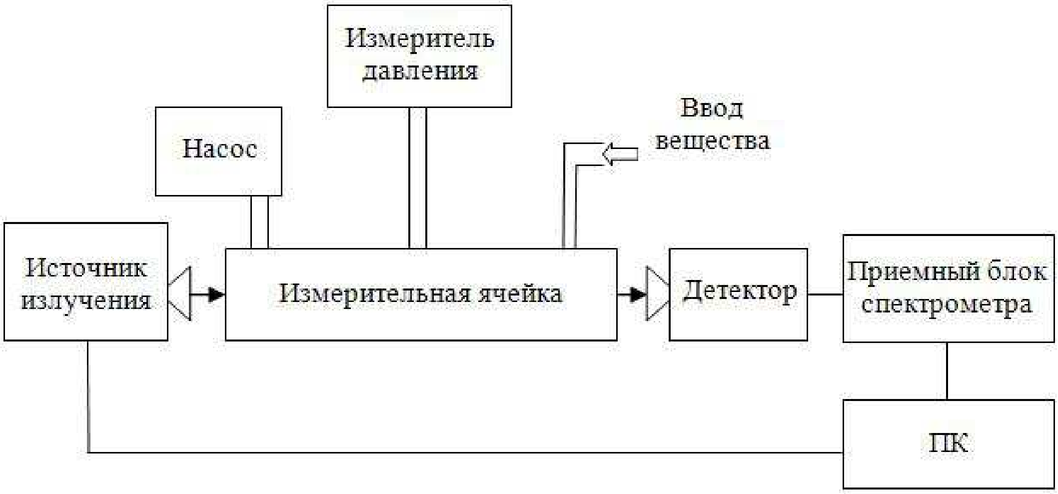


Рис. 1. Функциональная схема экспериментальной установки для анализа выдыхаемого воздуха

Проведенные предварительные измерения продемонстрировали возможности метода для определения концентрации NO, играющего важную роль в метаболизме, в выдыхаемом воздухе. В дальнейшем с целью повышения специфичности метода предполагается поиск не только определенных маркеров, но и их комбинаций, что позволит более точно характеризовать конкретное патологическое состояние.

3.2. Неинвазивная диагностика и контроль эффективности лечения гастродуоденальной патологии, обусловленной Helicobacter pylori, по уреазному дыхательному тесту

Производились измерения концентрации аммиака в выдыхаемом воздухе (скрининговый тест), а также в пробе воздуха, забираемой с помощью специального эндоскопического оборудования непосредственно из желудка. Последняя процедура ставит своей целью не просто подтверждение наличия в желудке микроорганизма, но и высокоточную диагностику локализации Helycobacter, что весьма важно для назначения лечения и прогноза заболевания. Измерения концентраций аммиака проводились в диапазонах 115-185 ГГц и 500-1200 ГГц, в том числе и в модельной многокомпонентной смеси – воздух + NH_3 с разными соотношениями концентраций компонентов. Также в клинических условиях были проведены исследования выдыхаемого воздуха у трех условно здоровых некурящих добровольцев с целью определения уровня концентрации аммиака здорового человека. Результаты исследований выдыхаемого воздуха приведены в Таблице 2.

3.3. Диагностика диабета по наличию в выдохе человека ацетона

Проведены измерения линий поглощения ацетона (на частотах 132010,5 МГц, 614620,3 МГц) в многокомпонентной газовой смеси воздух – ацетон с разными концентрациями компонентов. Определен уровень концентрации ацетона на основе исследований выдыхаемого воздуха у трех условно здоровых некурящих добровольцев. Результаты исследований выдыхаемого воздуха приведены в Таблице 2.

Образец	Коэффициент поглощения, $см^{-1}$	Концентрация, мол.%
NH_3		
№1	$1{,}3\times10^{-8}$	$2{,}1\times10^{-3}$
№2	$2{,}2\times10^{-8}$	$3{,}5\times10^{-3}$
№3	$2{,}0\times10^{-8}$	$3{,}1\times10^{-3}$
CH_3COCH_3		
№1	$1{,}0\times10^{-8}$	$8{,}47\times10^{-4}$
№2	$5{,}4\times10^{-9}$	$4{,}58\times10^{-4}$
№3	$2{,}6\times10^{-8}$	$2{,}20\times10^{-3}$

ТАБЛИЦА 2. Результаты исследования выдыхаемого воздуха (NH_3, CH_3COCH_3) в образцах выдоха условно здоровых людей на частотах 140140,982 МГц и 132010,596 МГц, соответственно

3.4. Изучение возможности неинвазивной диагностики жизнеспособности трансплантатов (паренхиматозных органов) по спектру промывочной жидкости кустодиола

Исследования проводились с помощью нестационарной спектроскопии субТГц диапазона. Для удобства и повышения достоверности анализа измерения проводились в трех частотных диапазонах: 565-568 ГГц, 571- 572 ГГц и 573 – 574 ГГц. Целью этих работ было выявление роли воды в спектрах, а также обнаружение линий поглощения веществ, которые могли бы служить маркерами состояния исследуемого органа. Во всех пробах кустодиола были идентифицированы C_2H_5OH, SO_2**,** PO_2 (рис. 2). В результате исследований была выявлена динамика изменения интенсивностей спектральных линий в зависимости от времени промыва. Проведенные предварительные измерения продемонстрировали возможности спектроскопических методов для определения жизнеспособности трансплантатов.

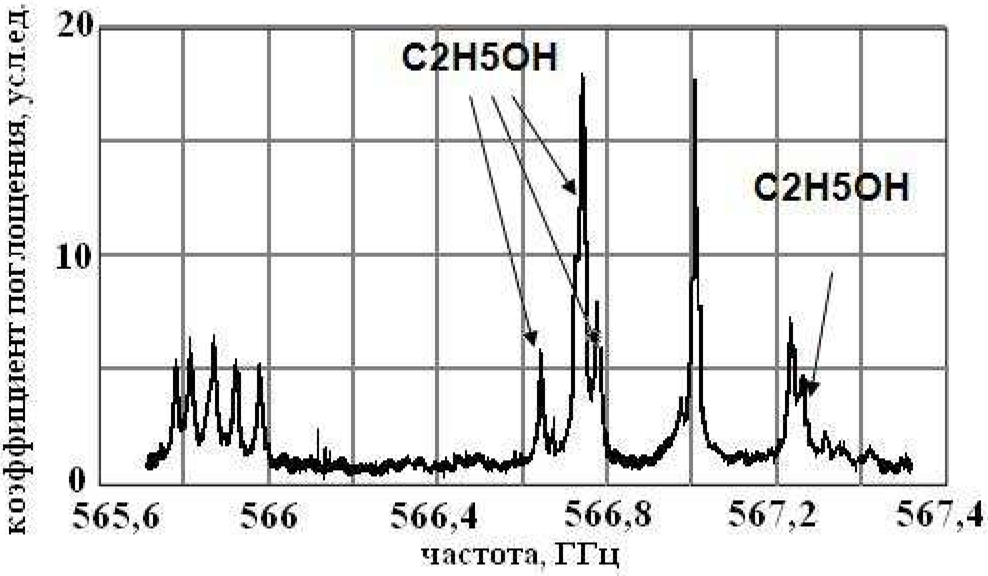


РИС. 2. Запись спектра поглощения кустодиола в диапазоне 565-568 ГГц

4. Заключение

Проведенные исследования показали преимущества метода нестационарной газовой спектроскопии субТГц и ТГц диапазонов частот и возможности его применения для медицинской диагностики на примере анализа выдыхаемого воздуха (измерения концентрации окиси азота, аммиака, ацетона) и кустодиола.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 10-08-01124-а), проекта TeraDec, Программы Президиума РАН «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов» (проект «Квантовые когерентные наноструктуры для приема и генерации электромагнитного излучения терагерцового диапазона»).

Литература

[1] Степанов Е.В. Методы высокочувствительного газового анализа молекул-биомаркеров в исследованиях выдыхаемого воздуха // Труды Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 2005, 61, 5-47.

[2] Скрупский В.А. Эндогенные летучие соединения — биологические маркеры в физиологии и патологии человека и методы их определения // Научно-технический отчет. Институт Океанологии РАН, 1994, 75 с.

[3] Phillips M. Breath Tests in Medicine. Sci.Amer., July, 1992, 74-79.

[4] Higenbottam T. Lung disease and pulmonary endothelial nitric oxide. Exp. Physiol., 1995, 80, 855-864.

[5] Alving K., Weitzberg E., Lundberg J.M. Increased amount of nitric oxide in exhaled air of asthmatics // Eur. Respir. J., 1993, 6, 1368–1370.

[6] Taylor D.R., Pijnenburg M.W., Smith A.D., Jongste J.C.D. Exhaled nitric oxide measurements: clinical application and interpretation // Thorax, 2006, 61, 817–827.

[7] Дедов И.И., Шестакова М.В. Сахарный диабет. М.: Универсум паблишинг, 2003, 456 с.

[8] Дедов И.И., Балаболкин М.И., Клебанова Е.М. Сахарный диабет: патогенез, классификация, диагностика и лечение: Пособие для врачей. М., 2003, 170 с.

[9] Joslin's Diabetes Mellitus. Fourteenth Edition by C. Ronald Kahn . Lippincott Williams & Wilkins, 2005, 1209 p.

[10] Березкин В.Г. Газо-жидко-твердофазная хроматография. М.: Химия, 1986, 112 с.

[11] Kage S., Kudo K., Ikeda N. Determination of nitrate in blood by gas chromatography and gas chromatography-mass spectrometry // Journal of Chromatography-Biomedical Applications, 2000, 742(2), 363-368.

[12] Larstad M., Loh C., Ljungkvist G., Olin A.C., Toren K. Determination of ethane, pentane and isoprene in exhaled air using a multi-bed adsorbent and end-cut gas-solid chromatography // The Analyst, 2002, 127(11), 1440-1445.

[13] Mamyrin B.A. Time-of-flight mass spectrometry (concepts, achievements, and prospects) // International Journal of Mass Spectrometry, 2001, 206(3), 251-266.

[14] Carrick W.A., Cooper D.B., Muir B. Retrospective identification of chemical warfare agents by high-temperature automatic thermal desorption–gas chromatography–mass spectrometry // Journal of Chromatography A, 2001, 925, 241–249.

[15] Kharintsev S.S., Hoffmann G.G., Loos J., De With G., Dorozhkin P.S., Salakhov M.Kh. Subwavelength-resolution near-field Raman spectroscopy // Journal of Experimental and Theoretical Physics, 2007, 105(5), 909-915.

[16] Zheng J., Tang Zh., He Y., Guo L. Sensitive detection of weak absorption signals in photoacoustic spectroscopy by using derivative spectroscopy and wavelet transform // Journal of Applied Physics, 2008, 103(9), 093116-(1-4).

[17] Pushkarsky M.B., Webber M.E., Patel C.K.N. Ultra-sensitive ambient ammonia detection using CO_2-laser-based photoacoustic spectroscopy // Applied Physics B: Lasers and Optics, 2003, 77(4), 381-385.

[18] Yan W.-B., Trace gas analysis by diode laser cavity ring-down spectroscopy // Test and Measurement Applications of Optoelectronic Devices, Proc. SPIE, 2002, 4648, 156-164.

[19] Feng J., Raynor M., Chen Yu. Spectroscopy exposes trace-water contamination in process gases. Technology Equipment Update. Compoud Semiconductor, October, 2007, 31-33.

[20] Vaks V.L., Brailovsky A.B., Khodos V.V. Millimeter Range Spectrometer with Phase Switching – Novel Method for Reaching of the Top Sensitivity // Infrared & Millimeter Waves, 1999, 20(5), 883-896.

[21] Vaks V.L., Khodos V.V., Spivak E.V. A nonstationary microwave spectrometer // Review of Scientific Instruments, 1999, 70(8), 3447-3453.

[22] Khodos V.V., Ryndyk D.A., Vaks V.L. Fast passage microwave molecular spectroscopy with frequency sweeping // Eur. Phys. J. Appl. Phys., 2004, 25, 203.

[23] Вакс В.Л., Домрачева Е.Г., Никифоров С.Д., Собакинская Е.А., Черняева М.Б. Применение микроволновой нестационарной спектроскопии для неинвазивной медицинской диагностики // Известия вузов. Радиофизика, 2008, 51(6), 490-498.

[24] Вакс В.Л., Панин А.Н., Басов С.А., Иллюк А.В., Приползин С.И., Павельев Д.Г., Кошуринов Ю.И. Нестационарная спектроскопия диапазона частот 1-2,5 ТГц на твердотельных устройствах // Известия вузов. Радиофизика, 2009, 52(7), 569-575.

[25] Вакс В.Л., Кошуринов Ю.И., Павельев Д.Г., Панин А.Н. Разработка и создание системы фазовой синхронизации в субтерагерцовом и терагерцовом частотных диапазонах по гармонике сигнала синтезатора сантиметрового диапазона // Известия вузов. Радиофизика, 2005, 48(10-11), 933-938.

[26] Vaks V.L., Panin A.N., Paveliev D.G., Koshurinov U.I. Generation of high stable wide-range THz radiation for precise frequency measurements // Proceedings of 33^{rd} International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, Pasadena, California, USA, 2008, M4B3.1560

[27] Вакс В.Л., Домрачева Е.Г., Никифоров С.Д., Собакинская Е.А., Черняева М.Б. Метод микроволновой нестационарной газовой спектроскопии для неинвазивной медицинской диагностики // Биомедицинские технологии и радиоэлектроника, 2008, 5, 9-14.

НАНОСИСТЕМЫ: ФИЗИКА, ХИМИЯ, МАТЕМАТИКА, 2011, 2 (1), С. 23–39

УДК 004.94

МЕТОДЫ ЦИФРОВОЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ НАНОПЕРЕМЕЩЕНИЙ

М. Е. Гусев[1], А. А. Воронин[1], В. С. Гуревич[2], А. М. Исаев[2], И. В. Алексеенко[3],
В. И. Редкоречев[4]

[1] Балтийский федеральный университет им. И. Канта, Калининград, Россия
[2] Научно-производственная фирма «Центр лазерных технологий», Алматы, Казахстан
[3] Институт технической оптики Штуттгартского университета, Штуттгарт, Германия
[4] НПО «Академприбор», Ташкент, Узбекистан

miegus@mail.ru, vgurev@nursat.kz, ingwarr@mail.ru, vliv@tps.uz

В работе проведено сопоставление классических и цифровых методов голографической интерферометрии, показано преимущество цифровой голографии. Описаны новые цифровые методы, расширяющие возможности голографических измерений, диапазон исследований, наглядность представления результатов. Проанализированы все этапы регистрации, обработки и представления результатов измерений, проведены оценки требований к регистрирующим устройствам. Подробно рассмотрены проблемы автоматизации процесса голографических измерений, программно-аппаратные средства для создания полностью автоматизированного цифрового голографического измерительного комплекса. Приведены практические примеры использования цифровой голографии в механике, контрольно-измерительной технике, оптико-физических измерений. Показано, что данные цифровые голографические системы могут эффективно использоваться для измерений перемещений нанометрового диапазона.

Ключевые слова: голографическая интерферометрия, цифровая голография, виброметрия, наноизмерения, неразрушающий контроль, бесконтактная диагностика.

Введение

Известны три основных метода классической голографической интерферометрии: метод двух экспозиций, метод усреднения по времени и метод реального времени [1]. Кроме того, к ним следует добавить разработанный в 1968 году стробоголографический метод [2]. Все указанные методы в классическом варианте основаны на использовании фотоматериалов, требующих химической обработки. Используются также методы регистрации голограмм на фототермопластический носитель, позволяющие реализовать многократный цикл регистрации и стирания (после восстановления и фиксации голограммы на видеоустройство) [3]. Следует отметить, что для восстановления голограмм в классических методах наличие лазерного источника обязательно. Это приводит к существенным ограничениям при практическом использовании голографической интерферометрии как средства оптико-физических измерений.

В конце 80-х годов, с появлением высокоразрешающих цифровых видеокамер технического зрения, в мире начался постепенный переход к цифровым методам голографической интерферометрии, которые в настоящее практически полностью вытеснили классические [4]. В этом случае регистрация голограмм осуществляется на матричный светочувствительный сенсор и полученное таким образом изображение (цифровая голограмма) фиксируется в памяти компьютера. Последующая цифровая обработка такой голограммы позволяет раздельно восстановить амплитудное и фазовое распределение в объектном луче. Для получения интерферограммы вычитают одно из другого фазовые распределения, и получают распределение разности фаз в зависимости от координат точек объекта. С учетом длины волны лазера, фазовое распределение легко пересчитывается в распределение перемещений.

В настоящей работе проанализированы различные методы современной цифровой голографии, проведено их сравнение с классическими, показаны сходство и отличие. Подробно рассмотрены стадии регистрации, обработки и представления результатов измерений. Особое внимание уделено чувствительности методов к перемещениям, в частности, вопросам измерений в нанометрическом диапазоне. Представлены результаты измерений и испытаний, как на модельных объектах, так и на натурных конструкциях. Также в работе приведены последние данные по усовершенствованию программного обеспечения для количественной обработки цифровых интерферограмм, приведены примеры практического применения цифровой голографии для дефектоскопии реальных объектов.

Одним из основных результатов настоящей работы является развитие методов многоэкпозиционной регистрации голограмм и создание методик и технических средств для представления результатов измерений в виде интерференционного фильма (кинотолография). Эту группу методов можно рассматривать как 4-х мерную голографию, где к трем пространственным координатам добавляется их изменение во времени. Это позволяет получить полную картину динамических деформаций во времени, во много раз сократить время исследования сложных динамических процессов, определить моменты наиболее важных изменений в состоянии объекта. Киноголографические методы отличаются высокой наглядностью и вариативностью. В докладе представлены два киноголографических метода, проведен сравнительный анализ, определены преимущества, выделены недостатки.

1. Цифровая голографическая интерферометрия

1.1. Взаимодействие волновых полей в голографической интерферометрии

Для математического описания взаимодействия волновых полей в голографической интерферометрии воспользуемся методом комплексных амплитуд [5]. Если плоская электромагнитная волна описывается уравнением

$$\mathbf{E}(\mathbf{r},\mathrm{t}) = \mathbf{E}_0 e^{-i[\omega t-(kr)+\varphi_0]}, \tag{1.1}$$

то в комплексную амплитуду $\mathbf{E}(\mathbf{r},\mathrm{t})$ не входит временная составляющая ωt и начальная фаза φ_0, т.е.

$$\mathbf{E}(\mathbf{r},\mathrm{t}) = \mathbf{E}_0 e^{i(kr)} \tag{1.2}$$

Здесь $\mathbf{E}_0$ - амплитуда вектора напряженности электрического поля в электромагнитной волне, в точности соответствующая амплитуде в уравнении (1.1).

В голографической интерферометрии взаимодействуют два восстановленных волновых поля $\mathbf{E}_{o1}$ и $\mathbf{E}_{o2}$, отвечающих за два состояния объекта (метод 2-х экспозиций)

$$\mathbf{E}_p = \mathbf{E}_{o1} + \mathbf{E}_{o2} \tag{1.3}$$

При этом интенсивность восстановленного изображения описывается выражением (рис. 1):

$$\begin{gathered}\mathrm{I}_p = \mathbf{E}_p\ \mathbf{E}_p\mathbf{^*} = \mathbf{E}_{o1}\ \mathbf{E}_{o1}\mathbf{^*} + \mathbf{E}_{o2}\ \mathbf{E}_{o2}\mathbf{^*} + (\mathbf{E}_{o1}\ \mathbf{E}_{o2}\mathbf{^*} + \mathbf{E}_{o1}\mathbf{^*}\ \mathbf{E}_{o2}) = \\ = \mathrm{I}_{o1} + \mathrm{I}_{o2} + (\mathbf{E}_{o1}\ \mathbf{E}_{o2}\mathbf{^*} + \mathbf{E}_{o1}\mathbf{^*}\ \mathbf{E}_{o2}) = 2[\mathrm{I}_0 + \sin(\mathbf{KL})] = 4\mathrm{I}_0\cos^2(\mathbf{KL}/2),\end{gathered} \tag{1.4}$$

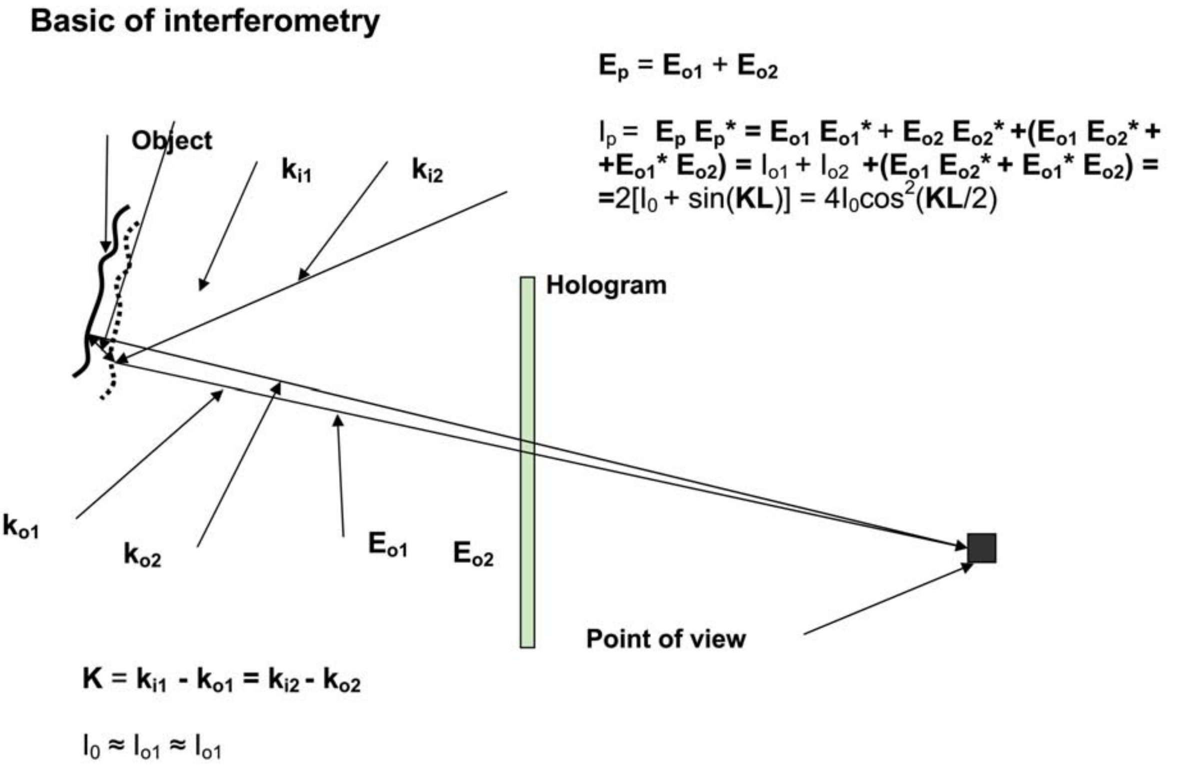


Рис. 1. Основы голографической интерферометрии

где **K** = **ki1 - ko1 = ki2 - ko2** — вектор голографической чувствительности, **L** — вектор перемещения точки объекта

1.2. Методы голографической интерферометрии. Характеристическая функция

Понятие характеристической функции было введено К.А.Стетсоном в работе [6]. Характеристической функцией $\mathbf{M}_\mathrm{T}$ называется усредненный по времени интеграл

$$\mathbf{M}_\mathrm{T} = \frac{1}{T}\int_0^T e^{i[\vec{k}\vec{F}(\vec{r},t)]}dt \tag{1.5}$$

где $\boldsymbol{F}(\mathbf{r},\mathrm{t})$ характеризует изменение измеряемой величины во времени

Интенсивность восстановленного интерференционного изображения определяется как:

$$\mathrm{I}_{rec} = |\mathbf{M}_\mathrm{T}|^2 \tag{1.6}$$

Фактически это «видность» интерференционных полос, введенная в работе [7]. Для основных методов голографической интерферометрии характеристические функции будут иметь следующий вид:

1. Метод двух экспозиций	$\|\mathrm{M_T}\|^2= \cos^2(\mathbf{KL})$,	где **L = L(r)** — вектор перемещения точек объекта между экспозициями
2. Метод реального времени	$\|\mathrm{M_T}\|^2= \mathrm{m}{*}\cos^2(\mathbf{KL})$,	где $0 \leqslant \mathrm{m} \leqslant 1$ — коэффициент, зависящий от разницы интенсивности восстановленного и реального изображения
3. Метод усреднения по времени	$\|\mathrm{M_T}\|^2 = \|\mathbf{J}_0(\mathbf{KA})\|^2$	где **A = A(r,t)** — амплитуда колебаний точек объекта
4. Стробоголографический метод	$\|\mathrm{M_T}\|^2= \cos^2[(1/2){*}$ ${*}(\mathbf{KA})\ (\sin\varphi_1 - \sin\varphi_2)]$	где φ_1и φ_2 — фазы импульсов стробирования

1.3. Цифровая регистрация и реконструкция взаимодействия полей

Методы цифровой голографии основаны на применении специализированных цифровых видеокамер в качетве устройства для регистрации голограмм. Следует отметить, что регистрация собственно голограмм методами цифровой голографии не только не дает какого-либо преимущества перед методами регистрации на фоточувствительные материалы (фотоэмульсии, фототермопласт и т. п.), но и приводит к существенному снижению качества восстановленного изображения [4]. Причина этого - сильный спекл-шум, связанный с существенно меньшей разрешающей способностью цифровых видеокамер по сравнению с классическими фоточувствительными материалами. Если в классической голографии пространственная частота записи голограммы, определяемая как

$$f_{\text{пр}} = \frac{1}{d} = \frac{2\sin\frac{\theta}{2}}{\lambda}, \tag{1.8}$$

где d - расстояние между интерференционными полосами, зависящее от угла θ между опорной и объектной волнами и длины волны λ, составляет 300-1000 лин/мм, то при использовании цифровых видеокамер эта величина снижается до 50-100 лин/мм. Такая необходимость в снижении пространственной частоты вытекает из требований теоремы Котельникова-Шенона /8/, которая требует, чтобы интервал дискретизации был меньше, чем $\mathrm{f_{пр}}/2$. Этот интервал, точнее, его минимальное значение, зависит от расстояния между соседними пикселами (светочувствительными элементами) используемой цифровой приемной светочувствительной матрицы применяемой видеокамеры. Так при расстоянии между пикселами Δx предельная частота будет f_{max}=1/Δx, а значит, что $\mathrm{f_{пр}} < \mathrm{f}_{max}/2$. Достичь такого соотношения проблем не составляет, надо лишь уменьшить угол между опорным и объектным лучами. Однако при использовании цифровых видеокамер мы сталкиваемся еще с одной проблемой. В классической интерферометрии размеры спеклов в области голограммы всегда больше, чем расстояние d между интерференционными полосами, определяющими пространственную частоту (больше углы между опорной и объектной волнами и достаточно большие расстояния от голограммы до объекта, см [1], разд. 1.4). Размер спекла рассчитывается как $b_s = 1,5\frac{\lambda z}{L}$, где L - поперечный размер объекта, z - расстояние от объекта до голограммы. Если используется линза, т. е. регистрируется голограмма сфокусированного изображения, то $b_s = 1,22\frac{f}{D}$, где f - фокусное расстояние линзы, а D - диаметр зрачка линзы или размер диафрагмы. Нетрудно видеть, что чем выше пространственная частота $\mathrm{f_{пр}}$, тем меньшие размеры спеклов можно допускать. Рис.2 иллюстрирует, как должны соотноситься указанные размеры, однако точные значения необходимо подбирать экспериментально. Ниже будут обсуждены критерии, позволяющие оценить правильность выбора этих размеров.

Для реконструкции (восстановления изображения объекта) цифровой голограммы, представляющей собой трехмерный массив данных A×B×D, где A×B — размер приемного сенсора в пикселах, а D — индекс дискретизации данных каждого пиксела (определяется возможностями компьютера и платы управления камерой), используется компьютерная симуляция сходящегося опорного пучка, либо симуляция линзы, разделяющей изображения в фокальной плоскости [4,8]. Для достижения результата достаточно просто применить двумерное Фурье-преобразование к нашему массиву. При наличии корректно записанной несущей частоты, после преобразования мы получим и сможем посмотреть на экране компьютера Фурье-массив, в котором будет присутствовать три компоненты - суперпозиция двух полей в центре, а также объектное поле $\bar{E}_0$ и его комплексно сопряженное поле $\bar{E}_o^*$; одно - справа, другое - слева от суперпозиционного поля (если несущие полосы вертикальны). При наличии диафрагмы ситуация несколько меняется, в соответствующих областях Фурье-массива мы увидим изображения не объекта, а диафрагмы и объектного поля внутри диафрагмы (см. рис. 7). В этом случае, чтобы получить изображение объекта, необходимо применить второе Фурье-преобразование по границам одного из изображений диафрагмы (или по координатам, находящимся внутри диафрагмы). Чем большую площадь диафрагмы мы будем использовать при втором Фурье-преобразовании, тем качественнее восстановим объектное поле [9].

Цифровая голография сохраняет главное преимущество классической голографии - зависимость восстановленного изображения от фазы опорного пучка. Однако, если в классической голографии человеческий глаз способен в этом случае воспринимать изображение как объемное, видеотехника информацию об объемности не дает. Тем не менее, информация о фазе может быть сосчитана и в дальнейшем использована, например, в интерферометрии.

Самый простой, но достаточно трудоемкий способ - это просто вычислить фазу как отношение мнимой и действительной части комплексной амплитуды. Однако сделать это возможно только после второго Фурье-преобразования, т.е. после того, как мы избавимся от несущей и суперпозиции опорного и объектного пучков. Отметим, что хотя первичный массив является реальной функцией, его фурье–образ уже функция комплексная (см., например [9]). После второго Фурье-преобразования полученный массив $u_0(x, y, z_i)$ также будет комплексным. Тогда фаза в каждой точке определяется как

$$\varphi(x, y, z_i) = \mathrm{arctg}\frac{Im[u_0(x, y, z_i)]}{Re[u_0(x, y, z_i)]} \tag{1.9}$$

Здесь z_i обозначает, что фаза определяется на определенном расстоянии от голограммы (приемного сенсора) [4,9].

Другой метод расчета фазы, описанный в работах [4,9], позволяет обойтись без цифровой реконструкции (двойного Фурье-преобразования), однако в этом случае полосы пространственной частоты должны иметь расстояние d между собой больше, чем 3 пиксела, т. е. $d \triangleright 3\Delta x$. В этом случае интенсивности на 3-х соседних пикселах можно записать в следующем виде

$$\begin{aligned} I_1 &= 2I_0[1 + \cos(\varphi_0 - \varphi_R - \Delta\varphi)] \\ I_2 &= 2I_0[1 + \cos(\varphi_0 - \varphi_R)] \\ I_3 &= 2I_0[1 + \cos(\varphi_0 - \varphi_R + \Delta\varphi)] \end{aligned} \tag{1.10}$$

где $\Delta\varphi = \frac{2\pi\Delta x}{d}$.

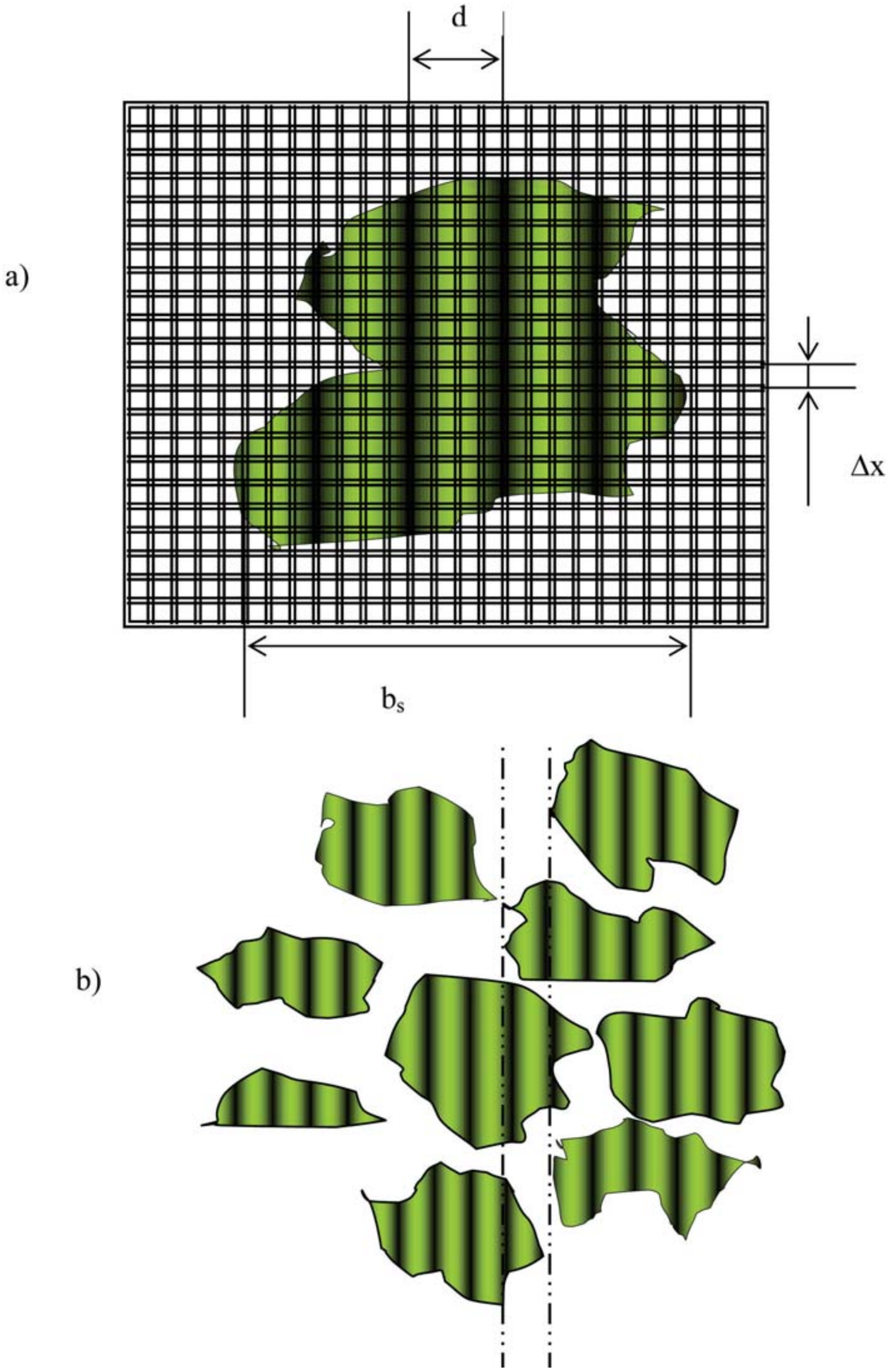


Рис. 2. Выбор оптимального размера спекла

Тогда, исключая из уравнений I_0 и φ_R, получим для φ_0

$$\varphi_0(x, y) = arctg\left[\frac{I_1 - I_3}{I_1 + I_3 - 2I_2} tg\frac{\Delta\varphi}{2}\right] \tag{1.11}$$

Применяя данную операцию последовательно ко всем тройкам соседних пикселов, т. е. сдвигая каждый раз зарегистрированный массив на $\pm\Delta x$, мы получим распределение фаз объектного луча.

1.4. Особенности цифровой голографической интерферометрии

Задача интерферометрического сравнения для двух известных массивов распределения фазы предельно проста – надо получить распределение разности фаз:

$$\Delta\varphi = \varphi_0^1 - \varphi_0^2 \tag{1.12}$$

Это легко достигается простым вычитанием одного массива из другого. Получаемое при этом тангенциальное распределение яркости интерференционных полос имеет разрывы в фазах $\frac{\pi}{2} + n\pi$. Пример, как выглядят интерференционные полосы (косинусоидальный контраст) и фазовое распределение, рассчитанной методом вычитания (тангенциальный контраст) приведен на рис. 3.

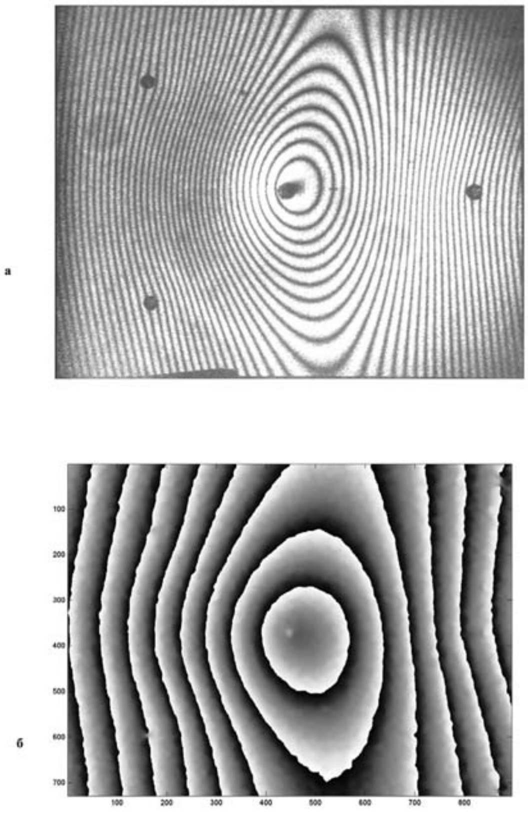


Рис. 3. Косинусоидальный (а) и тангенциалый (б) вид интерференционных полос

Важно подчеркнуть, что полученное тангенциальное распределение чувствительно к направлению перемещения, чего не наблюдается в классической двухэкспозиционной интерферометрии (там контраст полос косинусоидальный). Это сразу решает проблемы определения знака перемещений и существенно облегчает расчет полной картины разности фаз$\Delta\varphi_{obj}(x, y)$ в плоскости объекта. Как известно, $\Delta\varphi = (\bar{K} \cdot \bar{L})$ (см. [9]), поэтому полный расчет вектора перемещений $\bar{L}$ требует , как минимум, трех разных $\bar{K}$, т. е. Необходимо записать и рассчитать три интерферограммы с тремя разными значениями $\bar{K}$, или получить интерферограмму одного и того же процесса с трех разных направлений.

Основные различия между цифровой и классической голографической интерферометрией можно свести к следующему:

	Классические	**Цифровые**
Метод двух экспозиций	$\mathbf{E}_p\ (\mathbf{r}) = \mathbf{Eo}_1\ (\mathbf{r}) + \mathbf{Eo}_2\ (\mathbf{r})$ Ip ($\mathbf{r}$) = 4I_0cos2($\Delta\phi_{12}$/2) $\Delta\phi_{12}$($\mathbf{r}$) = 2*arccos[sqr(Ip/4I_0)] Интерферируют 2 изображения, восстановленные опорным лучом Контраст косинусоидальный	$\phi_1 = \mathrm{arctg}[\mathrm{Im}(\mathbf{Eo}_1)/\mathrm{Re}(\mathbf{Eo}_1)]$ . . . . $\phi_n = \mathrm{arctg}[\mathrm{Im}(\mathbf{E}_{01})/\mathrm{Re}(\mathbf{Eo}_1)]$ $\Delta\phi_{nm} = \phi_n - \phi_m$ Интерферограмма рассчитывается компьютером по 2-м цифровым голограммам Контраст тангенциальный
Метод реального времени	$\mathbf{E}_p\ (\mathbf{r}) = \mathbf{Eo}_1\ (\mathbf{r}) + m^*\ \mathbf{Eo}_2(\mathbf{r})$ m $\leqslant$ 1 Видность полос: $\lvert\mathbf{M}_t\rvert^2 = 0{,}5*[1+m*\sin(\Delta\phi_{12})]$ Интерферируют изображения разной яркости	Вычитание изображений Iв = (I_0 – I_t)*F где F — частота кадров. Тэксп. $\leqslant$ 1/ F $\lvert\mathbf{Mt2}\rvert = 0{,}5*[1+\sin(\Delta\phi 12)]$ Наблюдается картина разности 2-х изображений с частотой кадровой развертки
Метод усреднения по времени	**F(r,**t**) = A(r)** sin ωt $\lvert\mathbf{M}_t\ [\mathbf{KA}(t)]\rvert^2 = \mathbf{J}_0{}^2\ [\mathbf{KA}(\mathbf{r},t)]$ Видность полос определяется функцией Бесселя (быстрое падение яркости относительно нулевой линии)	Квазибинарная голограмма В основном наблюдаются узловые линии
Строботолографический метод	**F(r,**t**) = A(r)** sin ωt $\lvert\ \mathrm{M}\mathbf{т}^2\rvert = \cos^2\ [(1/2)\ (\mathbf{KA})\ (\sin\varphi_1 - \sin\varphi_2)]$ Стробирование модуляцией излучения лазера, непрерывного с накоплением, или 2-х импульсного	Стробирование реализуется самой камерой. Тэксп. $\leqslant$ 1/ F $\leqslant$ Ткол. Фактически 2-х экспозиционный метод

1.5. Новые возможность цифровой голографии

Анимация изображений (интерференционный фильм)

Попарное сравнение цифровых голограмм предоставляет уникальные возможности создавать интерференционные фильмы. Если мы регистрируем N цифровых голограмм изменяющегося во времени процесса, то, выбирая способ регистрации последовательности цифровых голограмм с заданным временным интервалом, мы получим серию вида:

$N_1(t_1)$, $N_2(t_1 + \Delta t)$, $N_3(t_1 + 2\Delta t)$.... $N_n(t_1 + n\Delta t)$

Из такой последовательности цифровых голограмм легко получить последовательность цифровых интерферограмм вида:

$M_1 = N_2 - N_1$, $M_2 = N_3 - N_1 \ldots$ $M_{n-1} = N_n - N_1$

Преобразовав данную последовательность в видеофильм, получим картину изменения процесса во времени, или 4D- интерферометрию. $M_1 = N_2 - N_1$. На рис.10а Приведены необходимые пояснения к способу регистрации, а также фрагменты интерференционных фильмов колебаний модельного объекта при вибрационном нагружении [10].

Метод фазового сложения

Так как для вычисления интерферограммы мы можем использовать любые пары голограмм из последовательности, то мы можем использовать это для измерений больших перемещений, выходящих за пределы корреляционных свойств регистрирующей системы. Если перемещение **L** не регистрируется методом двух экспозиций, то мы можем зарегистрировать данное перемещение за N шагов, т.е.

$\mathbf{L} = N^*\Delta\mathbf{L}$, $M_1 = N_2 - N_1$, $M_2 = N_3 - N_2 \ldots$ $M_{n-1} = N_n - N_{n-1}$

При этом при каждом шаге мы не выходим за пределы корреляции. Далее мы просто получаем суммарную интерферограмму

$M = \sum_i M_i$

На рис. 10б проиллюстрирован данный метод для регистрации перемещения в 100 мкм, которое нельзя получить прямым методом 2-х экспозиций [11]

$M_1 = N_2 - N_1$, $M_2 = N_3 - N_1 \ldots$ $M_{n-1} = N_n - N_1$

Метод накопления

По сути – это возврат к классическому методу стробоголографии, когда камера включена на довольно длительное время, а движение объекта «замораживается» за счет стробирования. Движение объекта при этом должно быть периодическим. Применять метод можно, когда энергии в одной экспозиции не достаточно для регистрации цифровой голограммы. Суть метода приведена на рис. 1.

Таким образом, мы можем утверждать, что цифровые методы не только полностью эквивалентны классическим (за исключением усреднения по времени), но и позволяют существенно расширить возможности голографических измерений [12].

2. Программно-аппаратные средства цифровой голографической интерферометрии

2.1. Автоматизированный цифровой голографический измерительный комплекс

Состав комплекса и оптическая схема регистрации цифровых голограмм приведены на рис.4. Стрелочками обозначены пути и направления функционального взаимодействия при работе комплекса. Данный комплекс является универсальным и предназначен для решения широкого круга по голографическим измерениям, дефектоскопии, неразрушающему контролю. В конкретных условиях некоторые элементы могут отсутствовать. На представленных далее рис. 5а,5б приведены различные варианты промышленного исполнения голографических автоматизированных систем как с непрерывными, так и с импульсными лазерами.

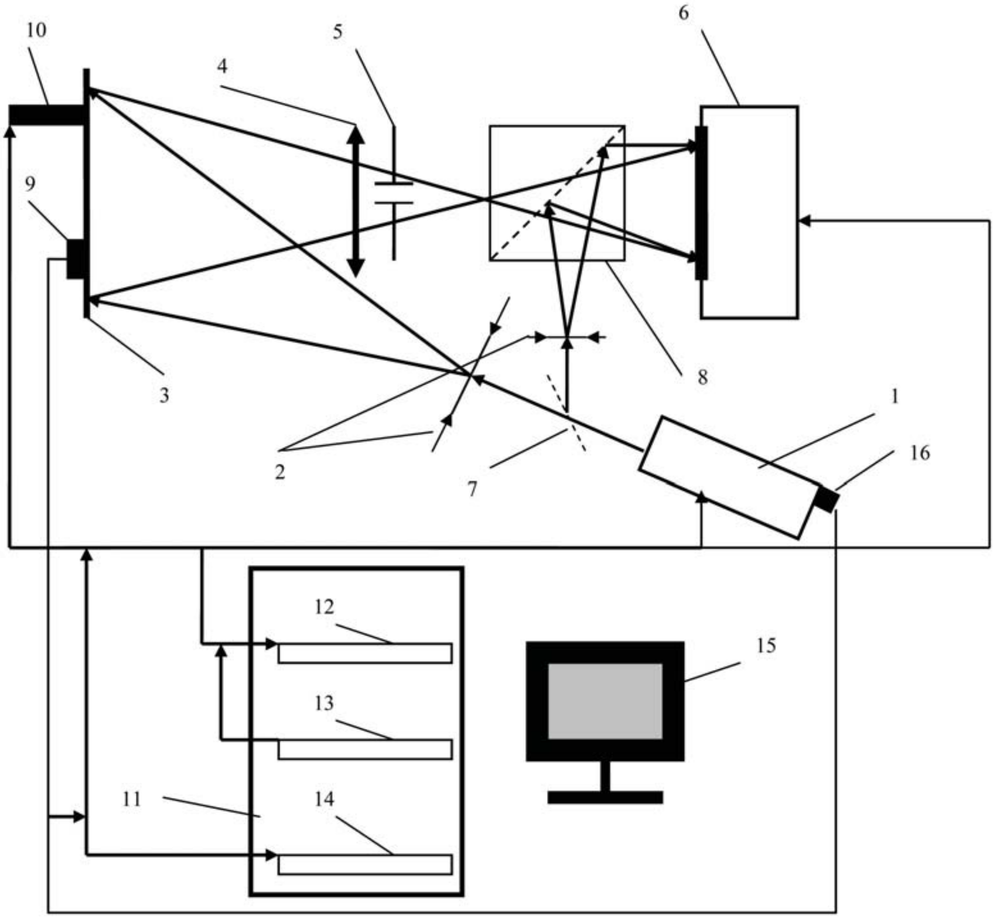


Рис. 4. 1- лазер Nd-YAG, непрерывный, 2, 4, 5, 7, 8 - элементы интерферометра, 3 - объект, 6- CCD-камера Pulnix TM-1320-15CL, 9- датчик состояния процесса, 10 - нагружающий модуль, 11- компьютерный терминал, 12 - плата сбора видеоданных NI IMAQ-1428, 13 - плата таймеров-счетчиков NI PCI-6602, 14-многофункциональная плата ввода-вывода NI PCI-6229, 15-монитор с интерфейсом программы, 16- датчик контроля излучения

Основные области применения подобных комплексов:

1. Анализ полей деформаций при статическом и квазистатическом нагружении – давление, температура, влажность
2. Прочностные и усталостные испытания новых материалов при различных видах нагружения, выявление зон дефектов и закономерностей их развития.
3. Вибрационный анализ - определение форм колебаний, полей виброперемещений при различных видах вибраций - резонансных и вынужденных колебаниях, нестационарных, случайных, многокомпонентных вибрациях.
4. Анализ закономерностей распространения упругих волн при быстропротекающих воздействиях - ударных, взрывных, сейсмических.

а **б**

Рис. 5. Комплекс с непрерывным лазером (а), комплекс с импульсным лазером (б)

2.2. Аппаратные средства цифровой голографии

Цифровые видеокамеры технического зрения

В настоящее время производители камер технического зрения предлагают широкий выбор изделий различного функционального назначения. Какой-либо универсальной классификации по типам, устройству и назначению не существует. Тем не менее, в наиболее общем случае, камеры можно разделить на следующие группы:

(1) **По типу**	• Цветные • Черно-белые
(1) **По назначению**	• Стандартные (ТВ-стандарт, около 500x700 пкс, черезстрочная развертка, 25 -49 кадров/сек.) • Высокоразрешающие (более 1000x1000 пкс, построчная развертка, режим переноса кадров – Interline transfer, менее 20 кадров/сек) • Высокоскоростные (более 100 кадров/ сек) • Высокочувствительные (требуется охлаждение жидким азотом)
(1) **По диапазону**	• Видимый. . . . . .400 – 800 нм • ИК. . . . . более 800 нм • УФ. menee 400 нм

Выбор конкретной камеры и производителя определяется задачами исследований или функциональным назначением голографической измерительной системы

Важным аспектом в применении камеры как устройства регистрации цифровых голограмм является способ передачи данных от камеры к компьютеру, а также наличие возможности внешнего управления параметрами камеры, такими как внешний запуск, установки экспозиции, усиления, цветопередачи и т.д. Существуют следующие системы передачи данных:

- *Analog (стандартные камеры)*
- *Camera Link (специальный стандарт передачи данных)*
- *Parallel Digital*
- *USB (без платы ввода)*
- *IEEE 1394 (системы камера –компьютер, без платы ввода)*
- *GigE Vision (безпроводной)*

Платы ввода, или платы сбора видеоданных могут быть в PCI и PXI исполнении

- *PCI Peripheral Component Interconnect. PCI offers a theoretical maximum transfer rate of 133 Mbytes/s. Такие платы вставляются в PCI – слот компьютера*
- *PXI (PCI eXtention for Instrumentation) is an open, PC-based platform for test, measurement, and control. В этом случае плата вставляется в специальные внешний корпус.*

Следует отметить, что камеры и устройства сбора видеоданных выпускаются разными по типу копаниями, и пользователю необходимо самому подбирать необходимую конфигурацию

Электроника автоматизации измерений

При разработке автоматизированного голографического комплекса необходимо выполнить ряд специфических требований, касающихся совместимости аппаратуры регистрации, аппаратуры автоматизации и программного обеспечения вычислительных компонентов процесса измерений и представления результатов.

Автоматизированная голографическая измерительная система должна решить две задачи. Первое – это автоматизация процесса регистрации голограмм. Здесь необходимо организовать управление внешними модулями, задействованными в процессе регистрации, а также принять и отобразить сигналы от датчиков, контролирующих процесс. При этом используются специализированные программно-аппаратные средства. Вторая задача – реконструкция голографических компьютерных изображений, обработка информации и представление ее в удобном пользователю виде. Эта задача решается чисто на программном уровне.

Назначение системы автоматизированной системы в следующем:

- Сбор видеоданных с камеры технического зрения
- Сбор данных с датчиков сигналов
- Формирование сигналов управления внешними устройствами
- Работа в единой программно-аппаратной среде
    - Удобство и гибкость программирования, совместимость с другими программными средствами (C++, MatLab и пр.)
- Управление всеми модулями с единого компъютерного терминала
- Создание интерактивного, удобного пользователю интерфейса

Компоненты компьютерного управления и автоматизации выпускаются различными компаниями и для разных потребностей. Для автоматизации голографических измерений одним из решений является использование программно-аппаратных средств компании «National Instruments». Преимущества данного выбора:

- Широкий выбор аппаратных средств (многофункциональные платы ввода/вывода (аналоговые и цифровые), платы счетчиков –таймеров и др.)

- Выбор устройств сбора видеоданных для различных типов камер технического зрения
- Выбор программного обеспечения для управления и автоматизации (Labview, Measurements Studio и пр.)
- Выбор программного обеспечения для работы с камерами и визуализации
- Совместимость с программами C++ и MatLab

Программно-аппаратная среда Labview

Данной программно-аппаратной среды позволяет полностью автоматизировать процесс голографической регистрации, а именно:

- Реализует независимое компьютерное управления всеми устройствами компании National instrumens
- Позволяет создавать удобные пользователю интерфейсы
- Совместимость с программами C++ и MatLab

2.3. Программные средства

Цифровая обработка голограмм. Программная среда MatLab

Совместимость программно-аппаратной среды Labview и программно-вычислительной среды Matlab позволяет полностью совместить процессы регистрации с процессами обработки и представления результатов. Совместное использование программ позволяет реализовать:

- Большое разнообразие цифровых методов обработки изображений
- Возможность реализовать различные методы обработки и представления результьатов
- Наглядность представления результатов в удобном пользователю виде

Цифровые методы построения поверхности разности фаз

1. Двойное Фурье-преобразование
2. 3-х пиксельный метод
3. Прямое вычисление разность фаз (без построения интерферограммы)
4. Интерференциооные фильмы

Компьютерные интерфейсы

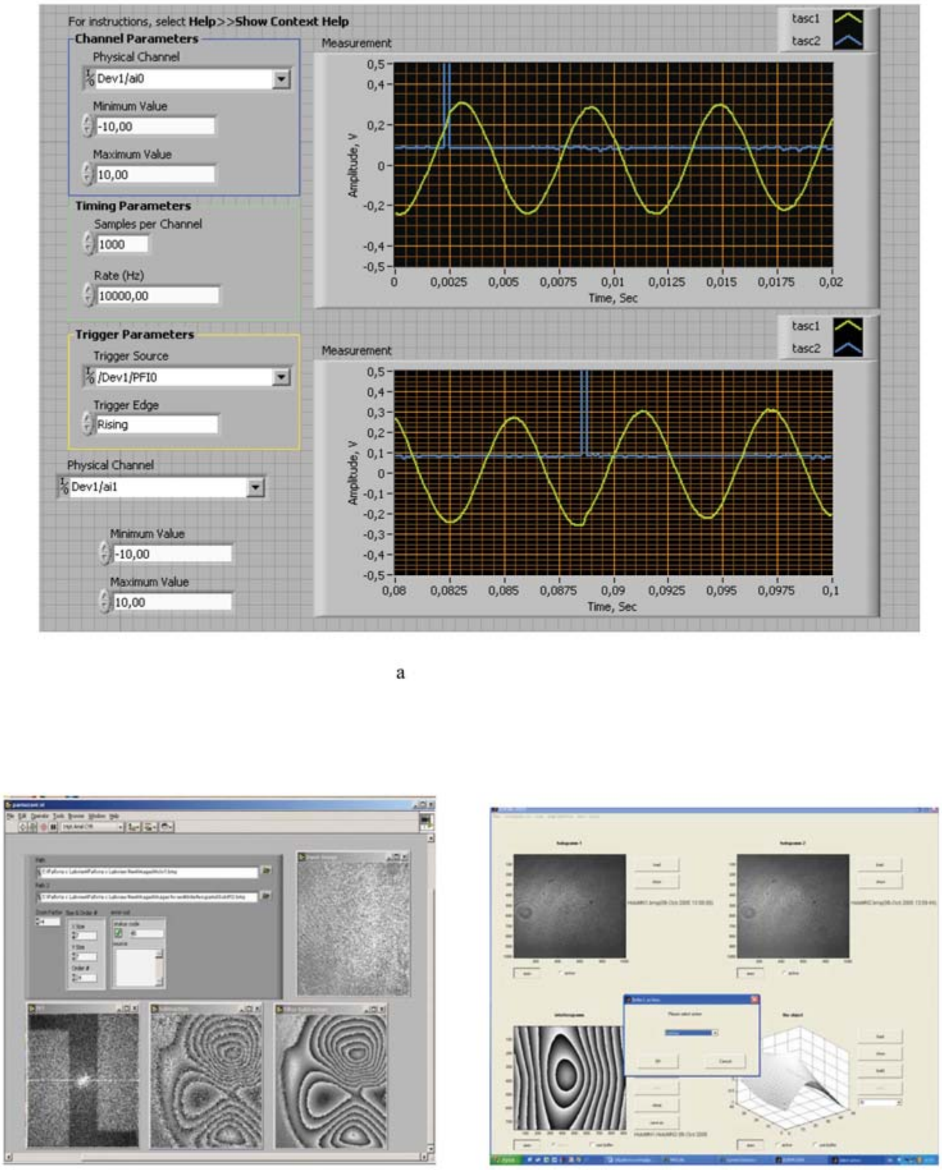
На рис. 6 приведен вид компьютерных интерфейсов для регистрации и обработки цифровых голограмм и отображения результатов измерений. Интерфейс регистрации голограмм сделан в среде Labview и позволяет управлять процессом регистрации и отображать необходимую контрольную информацию от датчиков процесса. Интерфейсы обработки сделаны как в среде Labview, так и в среде Matlab. Интерфейс в среде Matlab является специализированным, предназначенным для решения проблем механики.

Этапы цифровой обработки и получения поверхности разности фаз

На рис.7 приведены результаты компьютерного построения голографической интерферограммы из 2-х цифровых голограмм. Использован метод двойного Фурье-преобразования. Программа расчета поля перемещений «сшивает» тангенциальные разрывы интерференционных полос.

3. Примеры применения цифровых голографических методов и систем

На рис. 8 приводятся результаты применения автоматизированного комплекса для решения различных задач. Ввиду того, что в цифровой голографии на этапе расчета определяется распределение разности фаз между двумя состояниями объекта, данная информация доступна для определения поля перемещений даже когда на интерферограмме нет



For instructions, select **Help>>Show Context Help**

Channel Parameters

Physical Channel: Dev1/ai0

Minimum Value: -10,00

Maximum Value: 10,00

Timing Parameters

Samples per Channel: 1000

Rate (Hz): 10000,00

Trigger Parameters

Trigger Source: /Dev1/PFI0

Trigger Edge: Rising

Physical Channel: Dev1/ai1

Minimum Value: -10,00

Maximum Value: 10,00

а

б

в

Рис. 6. Интерфейсы. а - Интерфейс программы управления и регистрации. б - Последовательность обработки информации в Labview 7.1: фурье-образ, интерферограмма и фильтрация. в - Интерфейс модуля обработки в программе Matlab

полос. На этом построен метод прямого расчета разности фаз. Это позволяет определять перемещения нанометрового диапазона. Пример таких измерений для случая регистрации поверхностно-акустических волн (ПАВ) приведен на рис. 8. Более подробно проблемы измерения параметров ПАВ изложены в работах [13-15]

Выводы

Современные методы цифровой голографии значительно превосходят классические методы голографической интерферометрии по таким параметрам, как чувствительность,

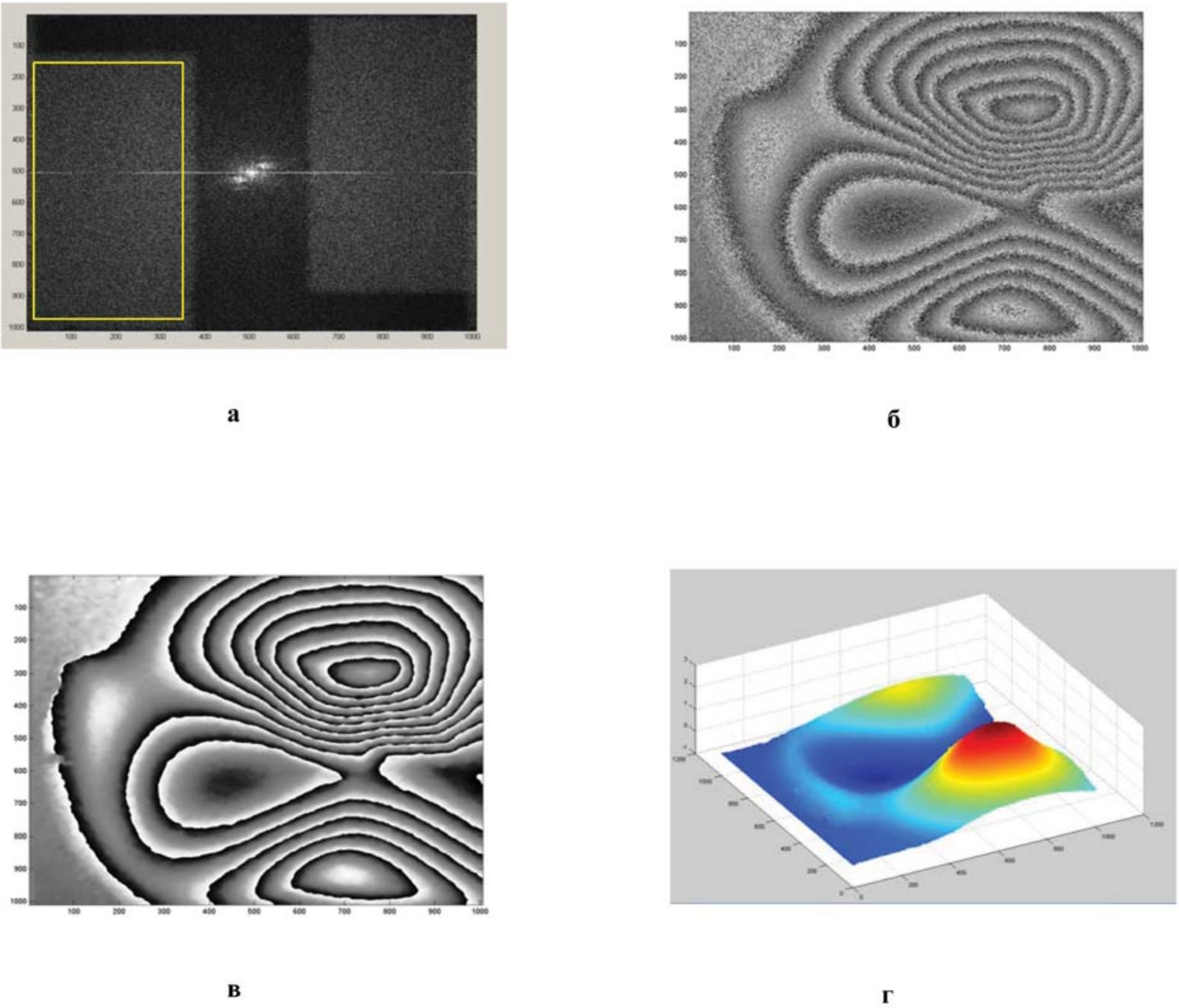
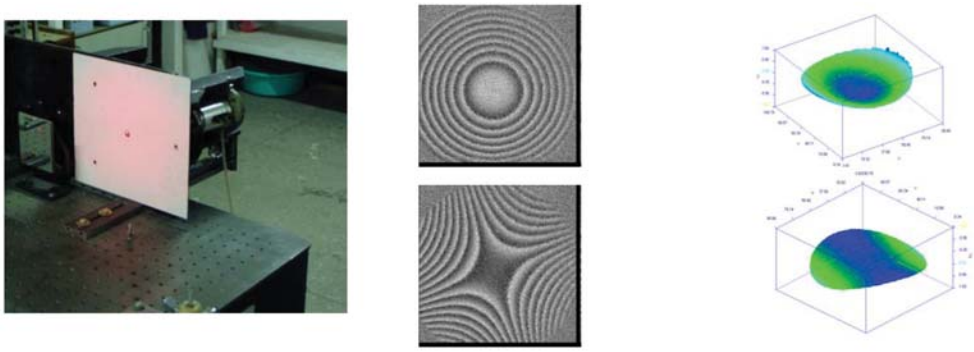


Рис. 7. Последовательность обработки цифровых голограмм. а- Фурье - преобразование Выделена область для обратного преобразования. б - интерферограмма. в- фильтрация. г - Поверхность перемещений

помехозащищенность, быстрота получения конечного результата и наглядность его представления. Они легко встраиваются в автоматизированные измерительные комплексы и могут быть эффективно использованы не только в лабораторных, но и в производственных условиях.

- Цифровые методы голографической интерферометрии позволяют реализовать практически все известные методы классические методы
- Цифровая голография непрерывно развивается, расширяя диапазон измерений, возможности автоматизации, улучшая наглядность представления результатов
- Цифровые данные о поверхность разности фаз легко преодразуются в конкретные измеряемые величины, пригодные для дальнейшего математического анализа



Объект

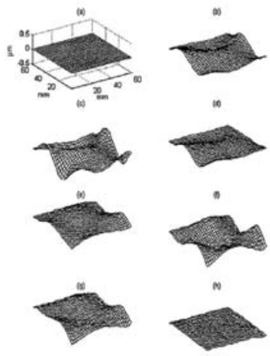
Интерферограммы, непрерывный лазер (верх.) и импульсный (нижн).

Соответствующие поля перемещений

а

Локализация внутреннего дефекта в геле. Размер геля 140 мм, размер дефекта 2x2 мм, глубина от поверхности 5 мм.

б



Фрагменты интерференционного фильма. Металлическая пластинка 60x60x0,5 мм, частота вибрации – 943 Гц. Длительность 1-ой экспозиции 40 мкс. Фазовый сдвиг между экспозициями равен 1/40 периода

в

Рис. 8. Примеры применения. А- Двухэкспозиционный метод с непрерывным и импульсным лазером. Б- Ударное возбуждениев. В- Интерференционный фильм

Литература

[1] C. M. Vest. Holographic Interferometry. Wiley, 1979

[2] Sajenko P., Johnson C.D. Stroboscopic holographic interferometry // Appl. Phys. Lett. 1968. 13. P. 44.

[3] Гусев М.Е.,Нарубин С.Л., Алексеенко И.В., Гуревич В.С. Мобильный голографический комплекс // ПТЭ, 1999, № 3, с. 162–163.

[4] U.Schnars, W.Jupter. Digital holography. Springer Verlag, 2005.

[5] Франсон М. Голография. М.: Мир, 1972.

[6] Powell R.L., Stetson K.F. Interferometric analysis by wave-front reconstruction // J. Opt. Am. 1965. 55. P. 1593.

[7] Островский Ю.И., Бутусов М.М., Островская Г.В. Голографическая интерферометрия. М.: Наука, 1977.

[8] Pedrini G., Alexeenko I., Gusev M. E., Tiziani H. J. Vibration measurements of hidden object surfaces by using holographic endoscopes // Proc. SPIE. 4827, P. 315–322.

[9] Pedrini G., Zou Y., Tiziani H. J., Digital double-pulse TV-Holography // Optics and Laser in Engineering, 1997, 26, No. 2-3, P. 199-219.

[10] Pedrini G., Osten W., Gusev M.E. High-speed digital holographic interferometry for vibration measurement // Applied Optics. 2006. P. 3456.

[11] Гусев М.Е., Воронин А.А., Гуревич В.С., Исаев А.М., Алексеенко И.В. Современные методы регистрации, восстановления и представления результатов в цифровой голографической интерферометрии // Сб. трудов 7-й Международной научно-практической конференции «Голография – наука и практика» 28-30 сентября 2010 г., Москва, с. 83.

[12] Гуревич В.С., Гусев М.Е., Гапонов В.Е., Редкоречев В.И. Цифровая голографическая интерферометрия как метод анализа деформаций. Современное состояние и перспективы развития // Сб. трудов 7-й Международной научно-практической конференции «Голография – наука и практика» 28-30 сентября 2010 г., Москва, с. 350–357.

[13] Гуревич В.С, Редкоречев В.И., Исаев А.М., Гапонов В.Е., Гусев М.Е., Алексеенко И.В., Мельников В.А, Калинин В.А. Применение голографической интерферометрии для измерения полей перемещений нанометрового диапазона // Сборник трудов и официальные материалы научно-практической конференции «Голография в России и за рубежом, наука и практика», 5-я международная конференция Голография экспо - 2008, 1-2 июля 2008, Санкт-Петербург, с. 100–105.

[14] Alexeenko I., Gusev M., Gurevich V. Separate recording of rationally related vibration frequencies using digital stroboscopic holographic interferometry // Applied Optics, 2009, 48, № 18, P. 3475-3480.

[15] Алексеенко И.В., Гусев М.Е. Измерение вибраций металлического диска методом цифровой стробоскопической голографической интерферометрии сфокусированных изображений // Автометрия. 2008. 44. № 1. С. 111–117.

НАНОСИСТЕМЫ: ФИЗИКА, ХИМИЯ, МАТЕМАТИКА, 2011, 2 (1), С. 40–46

УДК 535.36, 535.41

ЛОКАЛИЗАЦИЯ СВЕТА ПРИ ПАДЕНИИ ПОД УГЛОМ НА СЛУЧАЙНУЮ СЛОИСТУЮ СИСТЕМУ МАГНИТОДИЭЛЕКТРИКОВ

А. И. Игнатов[1], А. М. Мерзликин[1], А. П. Виноградов[1]
[1]Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН
ignatovtoha@gmail.com

PACS 71.23.An, 84.37.+q, 42.25.Fx

В рамках численного эксперимента исследован эффект Брюстера в случайной системе изотропных магнитодиэлектрических слоев. Показано, что если диэлектрическая и магнитная проницаемости случайно меняются от слоя к слою, притом что характеристический импеданс всех слоев одинаков, то индекс Ляпунова (величина обратно пропорциональная длине локализации) растет с углом падения и не зависит от поляризации падающей волны. Это свойство является статистическим, так как в отдельно взятой конечной реализации коэффициенты прохождения для s- и p-поляризованного света различны. Предложено теоретическое объяснение найденного эффекта.

Ключевые слова: андерсоновская локализация света, эффект Брюстера.

1. Введение

Распространение света в гетерогенных (периодических и неупорядоченных) средах — одна из фундаментальных проблем электродинамики, привлекающих большое внимание физиков (см. например обзоры [1-3]). Наиболее интересные явления в таких средах — формирование запрещенных зон и локализация света.

Локализация была предсказана Андерсоном, для случая электронов в твердом теле [4]. Было показано [4], что в любой одномерной неупорядоченной системе электрон всегда локализован. Локализация в данном случае означает, что волновая функция электрона экспоненциально затухает при удалении от центра локализации. Характеристическая длина данного затухания называется длиной локализации $L_{loc.}$

Уравнения Шредингера и Максвелла могут быть переписаны в виде волнового уравнения. Из этого сходства следует, что в одномерных неупорядоченных системах свет также должен быть локализован [1,2,5-7]. Более того, изучать локализацию на примере электромагнитных волн легче, ввиду отсутствия взаимодействия между фотонами.

Несмотря на сходство уравнений Шредингера и Максвелла локализация света имеет некоторые особенности [1-3,7-9]. Основное отличие заключается в векторной природе электромагнитных волн. В случае наклонного падения коэффициенты отражения для s- и p-поляризованных волн различны, даже для изотропных материалов [10]. Поэтому естественно ожидать, что свойства локализации будут зависеть от поляризации волн [11-12]. Действительно, в [11] показано, что при наклонном падении электромагнитной волны на неупорядоченную систему немагнитных диэлектрических слоев длины локализации существенно отличаются для разных поляризаций. Например, в случае бинарной системы (слои из двух типов материала) при угле падения, соответствующем углу Брюстера для перехода из одного материала в другой наступает делокализация для p-поляризации, тогда как волна s-поляризованная волна локализована при любом угле падения.

Как и в случае электронов, основной характеристикой локализации света является длина локализации, которую можно определить как масштаб длины, на котором коэффициент прохождения t в среднем экспоненциально затухает по мере увеличения толщины системы [1,2,6,11]:

$$L_{loc} = \frac{1}{\gamma} = \lim_{L \to \infty} \left(L / \left\langle \ln |t| \right\rangle \right).$$

Здесь также определена величина γ, называемая показателем Ляпунова.

В данной работе рассмотрен общий случай системы, состоящей из магнито-диэлектрических слоев. Отдельное внимание уделено случаю, когда явление Брюстера наблюдается для обеих поляризаций.

2. Явление Брюстера в магнито-диэлектриках

Рассмотрим подробнее падение плоской волны из вакуума под углом α на слоистую структуру. Для заданной поляризации (s или p) задача о падении под углом может быть сведена к задаче о падении по нормали. Действительно, для случая нормального падения (скажем вдоль оси z, см. Рис. 1) уравнения Максвелла в j-ом слое сводятся к волновому уравнению с постоянными коэффициентами $\Delta F + k_0^2 n_j^2 F = 0$ $(F = E,\, H)$ [13], решение которого можно записать в виде:

$$\begin{aligned} E &= A_j e^{ik_0 n_j z} + B_j e^{-ik_0 n_j z} \\ H &= y_j A_j e^{ik_0 n_j z} - y_j B_j e^{-ik_0 n_j z} \end{aligned} \quad (1)$$

где $k_0 = \frac{\omega}{c}$, $n_j = \sqrt{\varepsilon_j \mu_j}$ — показатель преломления j-го слоя, $y_j = \sqrt{\varepsilon_j / \mu_j}$ — характеристический адмитанс j-го слоя. Для получения окончательного решения необходимо удовлетворить граничным условиям, заключающимся в непрерывности тангенциальных составляющих полей.

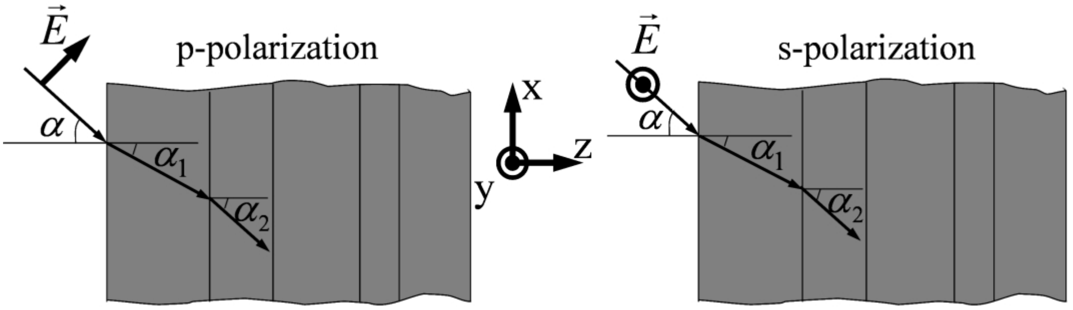


Рис. 1. Падение s- и p-поляризованных волн на слоистую систему

Оказывается, что при падении волны под углом (см. Рис. 1) можно получить систему уравнений только на тангенциальные компоненты полей. Каждая из компонент будет удовлетворять волновому уравнению $\Delta F + k_0^2 \varepsilon_j \mu_j \cos^2 \alpha_j F = 0$ [13] (здесь α_j — угол распространения в j-том слое), а решение запишется в виде (1) (появится лишь дополнительный несущественный множитель $e^{ik_\parallel x}$, который мы далее будем опускать, $k_\parallel$ — тангенциальная составляющая волнового вектора), с тем отличием, что характеристические адмитансы y_j нужно заменить на «поверхностные» с учетом поляризации [14]:

$$\left(Y_j\right)_s = \frac{H_\parallel}{E} = \sqrt{\frac{\varepsilon_j}{\mu_j}} \frac{k_{zj}}{k_j} = \sqrt{\frac{\varepsilon_j}{\mu_j}} \cos \alpha_j \quad (1)$$

$$\left(Y_j\right)_p = \frac{H}{E_\parallel} = \sqrt{\frac{\varepsilon_j}{\mu_j}} \frac{k_j}{k_{zj}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_j}{\mu_j}} \frac{1}{\cos \alpha_j}. \quad (2)$$

а показатель преломления — на

$$(n_j)_s = (n_j)_p = \sqrt{\varepsilon_j \mu_j} \cos \alpha_j \tag{3}$$

Отметим, что, в отличие от падения по нормали, поверхностный адмитанс вакуумного слоя Y_v не равен единице и различен для s- и p-поляризаций:

$$(Y_\nu)_s = \cos \alpha, \quad (Y_\nu)_p = 1/\cos \alpha \tag{4}$$

В случае нормального падения ($\alpha = \alpha_1 = \alpha_2 = 0$) поля имеют только тангенциальные компоненты, а поверхностный импеданс совпадает с характеристическим.

Уравнение для нахождения угла Брюстера [10,13]

$$\frac{k_\parallel}{\sqrt{\varepsilon_1 k_0^2 - k_\parallel^2}} = \tan(\alpha) = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}}$$

можно переписать как равенство поверхностных адмитансов p-поляризованной волны для соседних слоев

$$(Y_1(\alpha))_p = (Y_2(\alpha))_p \,.$$

Из равенства адмитансов слов для p-поляризованной волны следует, что в двухкомпонентной смеси для p-поляризованного света наблюдается делокализация – свет распространяется без отражений от границ слоев [13]. При этом для s-поляризованной волны никакие значения угла падения не приводят к равенству адмитансов

$$(Y_1)_s = \sqrt{\varepsilon_1 - \left(\frac{k_\parallel}{k_0}\right)^2} \neq \sqrt{\varepsilon_2 - \left(\frac{k_\parallel}{k_0}\right)^2} = (Y_2)_s$$

Это неравенство выражает известный факт, что в немагнитных диэлектриках угол Брюстера существует только для p-поляризованного света. Однако если мы рассмотрим магнитные материалы ($\mu_j \neq 1$), то функциональная зависимость адмитанса от $k_\parallel$ усложняется, и оказывается, что угол Брюстера может существовать как для p-, так и для s-поляризованного света [15]. На границе раздела двух сред с проницаемостями ε_1, μ_1 и ε_2, μ_2 выражения для углов Брюстера будут определяться из систем:

Для s-поляризации Для p-поляризации

$$\left\{ \begin{array}{l} \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} \cos \alpha_1 = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}} \cos \alpha_2 \\ \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1} \sin \alpha_1 = \sqrt{\varepsilon_2 \mu_2} \sin \alpha_2 \end{array} \right. \qquad \left\{ \begin{array}{l} \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} \frac{1}{\cos \alpha_1} = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}} \frac{1}{\cos \alpha_2} \\ \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1} \sin \alpha_1 = \sqrt{\varepsilon_2 \mu_2} \sin \alpha_2 \end{array} \right. \tag{5}$$

В частности, когда характеристический адмитанс всех слоев одинаков, угол Брюстера совпадает с нормалью ($\alpha_1 = \alpha_2 = 0$) и реализуется для всех поляризаций сразу.

3. Распространение электромагнитных волн в случайной магнито-диэлектрической слоистой системе

Для описания распространения волн в слоистой среде был использован формализм T-матриц (см. [10,16]). Введем между каждыми двумя слоями слой вакуума нулевой толщины. T-матрица такого слоя равна единичной, так что T-матрица всей системы не изменится. Это позволяет ввести независимую T-матрицу каждого слоя [16]:

$$\mathbf{T}_j = \begin{pmatrix} \cos \rho_j + \frac{i}{2}\left(\frac{Y_v}{Y_j} + \frac{Y_j}{Y_v}\right) \sin \rho_j & -\frac{i}{2}\left(\frac{Y_v}{Y_j} - \frac{Y_j}{Y_v}\right) \sin \rho_j \\ \frac{i}{2}\left(\frac{Y_v}{Y_j} - \frac{Y_j}{Y_v}\right) \sin \rho_j & \cos \rho_j - \frac{i}{2}\left(\frac{Y_v}{Y_j} + \frac{Y_j}{Y_v}\right) \sin \rho_j \end{pmatrix}$$

где $\rho_j = k_0 n_j d_j$, d_j — толщина j-го слоя, а выражения для поверхностных адмитансов вакуума Y_v и слоя Y_j берутся из (2a) или (2b) в соответствии с поляризацией.

В случае, когда магнитная проницаемость слоев одинакова для p-поляризованной волны существует угол делокализации, равный углу Брюстера при переходе из одного слоя в другой (3) [11]. При этом для s-поляризованной волны индекс Ляпунова γ возрастает с углом. Последнее связано с ростом контраста поверхностных адмитансов при увеличении угла (см. (2)).

Если диэлектрическая проницаемость слоев одинакова, а магнитная различна, следует ожидать противоположной ситуации — для s-поляризованной волны существует угол делокализации, а для p-поляризованной волны γ лишь возрастает с углом. Угол делокализации в этом случае совпадает с углом Брюстера для s-поляризованной волны в магнитных слоях (3). Действительно, это следует из инвариантности системы уравнений Максвелла относительно перемены местами ε на μ, замены E на H, а H- на $-E$.

В случае же равных характеристических адмитансов всех слоев угол Брюстера реализуется и для s-поляризованной, и для p-поляризованной волн. При этом угол Брюстера равен нулю (случай нормального падения).

Рассмотрим подробнее локализацию в такой системе. Для падения по нормали ($\alpha = 0$) численный эксперимент (см. Рис. 2) подтверждает очевидное предсказание об отсутствии локализации для обеих поляризаций одновременно

$$\gamma_s = \gamma_p = 0.$$

При падении под углом индексы Ляпунова для различных поляризаций отличны от нуля. Однако выявился неожиданный факт: с точностью до ошибки эксперимента индексы Ляпунова для s- и p- поляризаций равны:

$$\gamma_s = \gamma_p \tag{6}$$

Совпадение индексов Ляпунова для разных поляризаций кажется удивительным, так как в отдельной реализации коэффициенты прохождения для s- и p- поляризованных волн, безусловно, разные (см. Рис 3).

Рассмотрим подробнее это явление. T-матрица всей системы $\mathbf{T}$:

$\mathbf{T} = \mathbf{T}_N \mathbf{T}_{N-1} ... \mathbf{T}_2 \mathbf{T}_1$ (5) где $\mathbf{T}_j$ – -матрица j-го слоя. Будем использовать представление T-матрицы в виде

$$\mathbf{T}_j = \mathbf{B}_j \mathbf{A}_j \mathbf{B}_j^{-1},$$

где матрица $\mathbf{A}_j$ зависит от поляризации только через $\cos\alpha_j$, а $\mathbf{B}_j$ — только через $Y_v(\alpha)$.

Например, для s-поляризованной волны

$$\mathbf{A}_j = \begin{pmatrix} \cos\rho_j + \frac{i}{2}\left(\frac{1}{\cos\alpha_j} + \cos\alpha_j\right)\sin\rho_j & \frac{i}{2}\left(\cos\alpha_j - \frac{1}{\cos\alpha_j}\right)\sin\rho_j \\ \frac{i}{2}\left(\frac{1}{\cos\alpha_j} - \cos\alpha_j\right)\sin\rho_j & \cos\rho_j - \frac{i}{2}\left(\frac{1}{\cos\alpha_j} + \cos\alpha_j\right)\sin\rho_j \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{B}_j = \begin{pmatrix} Y_v + \sqrt{\frac{\varepsilon_j}{\mu_j}} & Y_v - \sqrt{\frac{\varepsilon_j}{\mu_j}} \\ Y_v - \sqrt{\frac{\varepsilon_j}{\mu_j}} & Y_v + \sqrt{\frac{\varepsilon_j}{\mu_j}} \end{pmatrix}.$$

Т.к. характеристические адмитансы всех слоев одинаковы, то $\mathbf{B}_j$ не зависит отj,но зависит от поляризации. В этом случае соотношение (5) можно переписать в виде

$$\mathbf{T} = \mathbf{B}\mathbf{A}_N \mathbf{A}_{N-1} ... \mathbf{A}_1 \mathbf{B}^{-1} = \mathbf{B}\mathbf{A}\mathbf{B}^{-1}. \tag{7}$$

Т.к. матрица $\mathbf{B}$ конечна и не зависят от толщины или реализации случайной системы, то длина локализации будет определяться только матрицей $\mathbf{A}$.

Матрицы $\mathbf{A}_j$ имеют вид T-матриц при падении по нормали из вакуума на слои с оптическими толщинами ρ_j и адмитансами слоев $\cos\alpha_j$. Таким образом, для s-поляризованной

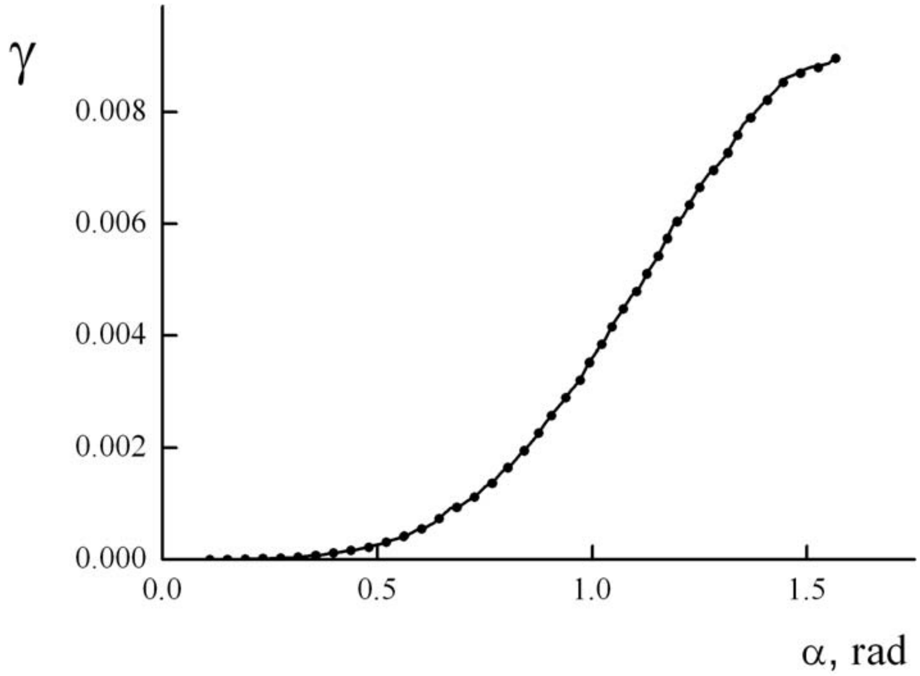


Рис. 2. Зависимость γ (нормированного на среднюю толщину слоев d) от угла падения α на двухкомпонентную систему при фиксированной частоте $k_0d = 1.0$. Проницаемости первого и второго материалов, соответственно, $\varepsilon_1 = 2$, $\mu_1 = 1$, $\varepsilon_2 = 15$, $\mu_2 = 7.5$. Слои из первого и второго материала случайно перемешаны, и их толщины равномерно распределены в интервале от $0.8d$ до $1.2d$. Сплошная кривая — для s-поляризации, точечная кривая — для p

волны мы можем перейти от рассмотрения задачи падения под углом к модельной задаче падения по нормали на слои с адмитансами слоев $\cos\alpha_j$.

Аналогично для p-поляризованной волны мы также можем перейти от задачи падения под углом к другой модельной задаче для падения по нормали. Единственное отличие — в соответствии с (2b) роль адмитансов будут играть не $\cos\alpha_j$, а $1/\cos\alpha_j$.

Заметим, что при падении по нормали, если мы поменяем местами ε и μ, то коэффициент прохождения через любую систему не изменится. Действительно в этом случае в уравнениях Максвелла поля E заменятся на H, а H — на $-E$. Следовательно, при замене Y на $1/Y$ коэффициент прохождения не меняется. Поэтому в наших модельных системах коэффициент прохождения одинаков и длина локализации одинакова. Таким образом, длина локализации одинакова для s- и p-поляризованных волн.

Отметим, что хотя коэффициент прохождения в модельных системах одинаков, коэффициенты отражения для двух модельных систем отличаются знаками. Таким образом, матрицы $\mathbf{A}$ для разных поляризаций различны. Кроме того, матрицы $\mathbf{B}$ для s- и p-поляризованных волн также различны, поэтому коэффициенты прохождения через исходную систему для s- и p-поляризованных волн при падении под углом в общем случае также оказываются разными, что не мешает равенству длин локализации.

4. Заключение

Показано, что в системе слоев с одинаковым характеристическим адмитансом может наблюдаться андерсоновская локализации света при падении под углом, что проявляется

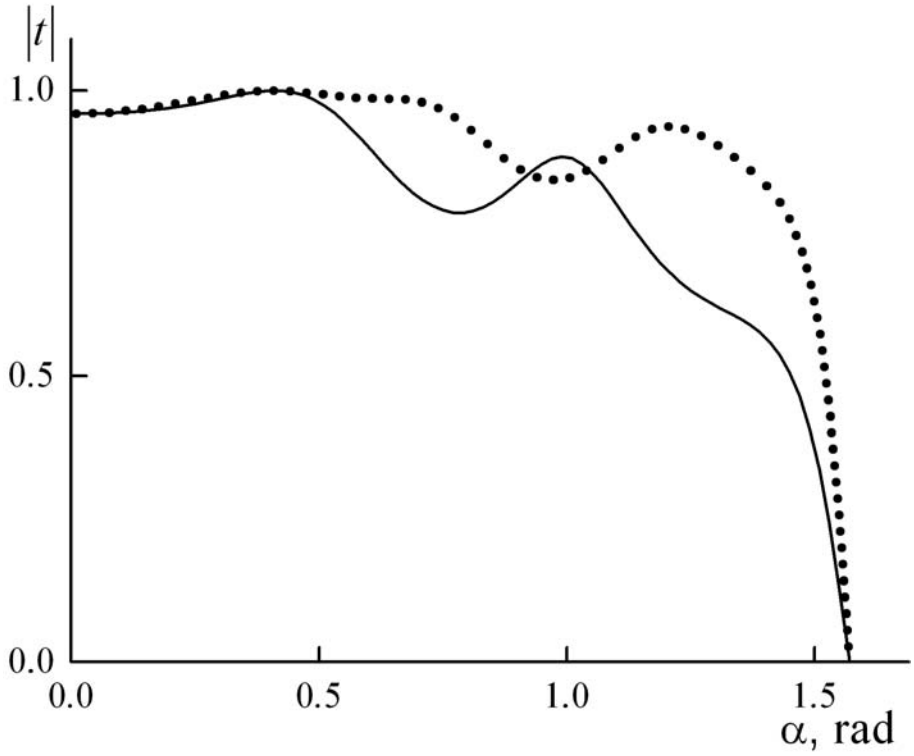


Рис. 3. Коэффициент прохождения для s- (сплошная кривая) и p- (точечная кривая) поляризованных волн через систему из 30-ти слоев как функция угла падения из вакуума. Параметры системы как на рис. 2

в экспоненциальном спадании коэффициента прохождения с толщиной. Масштаб этого экспоненциального спадания — длина локализации — не зависит от поляризации, несмотря на то, что в отдельной реализации коэффициент прохождения различен для разных поляризаций. Заметим, что в недавно вышедшей работе [17], посвященной локализации в слоистой системе, содержащей метаматериалы, при падении под углом приведена формула Израилева-Макарова (ИМ) [7], модифицированная для случая падения под углом. Данная формула дает аналитическое выражение для длины локализации в случае двухкомпонентной системы и справедлива для слабонеупорядоченных систем. Результаты настоящей статьи находятся в согласии с модифицированной формулой ИМ, но справедливы также и в случае сильно неупорядоченных систем, для которых формула ИМ, в общем случае, неверна.

Благодарности. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты №09-02-92484, №10-02-90466 и №08-02-00874).

Литература

[1] Soukoulis C.M. (ed.) Photonic Crystals and Light Localization in the 21th Century. Kluwer, Dordrecht, 2001, 605 p.
[2] Sheng P. Introduction to Wave Scattering, Localization and Mesoscopic Phenomena. 2^{nd} ed. Springer, Berlin, 2006, 333 p.
[3] Shalaev V. V. (ed.) Optical properties of Nanostructured Random Media. Berlin, Springer, 2010.
[4] Anderson P. W. Absence of diffusion in certain random lattices // Phys. Rev., 1958, 109 (5), 1492-1505.

[5] John S. Electromagnetic absorption in a disordered medium near a photon mobility edge // Phys. Rev. Lett., 1984, 53(22), 2169-2172.
[6] Furstenberg H. Noncommuting random products // Trans. Am. Math. Soc., 1963, 108(3), 377-428.
[7] Izrailev F. M., Makarov N.M. Localization in correlated bilayer structures: from photonic crystals to metamaterials and semiconductor superlattices // Phys. Rev. Lett., 2009, 102(20), 203901.
[8] Merzlikin A. M., Levy M., Jalali A. A., Vinogradov A. P. Polarization degeneracy at Bragg reflectance in magnetized photonic crystals // Phys. Rev. B, 2009, 79(19), 195103.
[9] Merzlikin A. M., Vinogradov A. P., Dorofeenko A. V., Inoue M., Levy M., Granovsky A. B. Controllable Tamm states in magnetophotonic crystal // Physica B, 2007, 394(2), 277-280.
[10] Born M., Wolf E. Principles of optics: electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light. 7th ed., Cambridge University Press, 1999.
[11] Sipe J. E., Sheng P., White B. S., Cohen M. H. Brewster anomalies: a polarization-induced delocalization effect // Phys. Rev. Lett., 1988, 60(2), 108.
[12] Du Xu, Zhang Dongxiang, Zhang Xiulan, Feng Baohua, Zhang Daozhong. Localization and delocalization of light under oblique incidence // Phys. Rev. B., 1997, 56(1), 28-31.
[13] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Электродинамика сплошных сред. Курс теоретической физики, т. 8, изд. 5., М.: Физматлит, 2001, 656 с.
[14] Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973, 343 с.
[15] Веселаго В. Г. Электродинамика материалов с отрицательным коэффициентом преломления // УФН, 2003, 173(7), 790-794.
[16] Виноградов А. П., Мерзликин А. М. К вопросу о гомогенизации одномерных систем // ЖЭТФ, 2002, 121(3), 565-572.
[17] Mogilevtsev D., Pinheiro F. A., dos Santos R. R., Cavalcanti S. B., Oliveira L. E. Suppression of Anderson localization of light and Brewster anomalies in disordered superlattices containing a dispersive metamaterial // PRB, 2010, 82(8), 081105(R).

НАНОСИСТЕМЫ: ФИЗИКА, ХИМИЯ, МАТЕМАТИКА, 2011, 2 (1), С. 47–63

УДК 54.138

ИСТОЧНИКИ И ДЕТЕКТОРЫ ОДИНОЧНЫХ ФОТОНОВ НА ОСНОВЕ МИКРО- И НАНООПТИЧЕСКИХ СТРУКТУР

Г. П. Мирошниченко[1]

[1]Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий,
механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

gpmirosh@gmail.com

Дан краткий обзор применения микро- и наноструктур в современной фотонике. Отмечено, что для современной информатики особый интерес представляют технологии фабрикования высокодобротных волноводов и микрорезонаторов, с помощью которых можно локализовать фотоны, изолировать их от внешней среды. В работе развита теория дискретного когерентного фотодетектирования фоковских состояний моды микрорезонатора. Развита схема фотодетектора, различающего однофотонные и двухфотонные состояния поля. Здесь в качестве зонда предлагается использовать пакет из атомов, размещенный в микрорезонаторе. С помощью зондов, косвенно, можно определять состояние квантовой моды резонатора, тестируя энергетические состояния атомов пакета после окончания их взаимодействия с модой в течение строго определенного времени взаимодействия. Развита теория генератора однофотонных состояний моды микрорезонатора. Накачка микрорезонатора осуществляется полем резонансной флуоресценции от одного атома-источника, возбуждаемого внешним классическим полем. Однофотонное состояние моды обнаруживается с помощью процесса дискретного когерентного фотодетектирования. Как показано в работе, параметры детектора можно выбрать так, что в момент получения информации о возбужденном состоянии атома-зонда можно однозначно сделать вывод о состоянии моды резонатора. Условная редуцированная матрица плотности моды будет соответствовать чистому фоковскому однофотонному состоянию.

Ключевые слова: оптические нано- и микроструктуры, микрорезонатор, дискретное когерентное фотодетектирование, детектор фоковских состояний, генератор однофотонных состояний.

1. Введение

Квантовые информационные технологии, как новое направление современной информатики, науки, изучающей способы обработки, передачи и хранения информации — основаны на управлении квантовой единицей информации (кубитом). Единичные фотоны (кванты света), распространяющиеся в оптических системах, могут быть использованы в качестве кубитов [1]. В настоящее время на принципах квантовой оптики действуют протоколы квантовых коммуникаций - квантовая криптография, квантовая телепортация, плотное кодирование [2, 3]. Предложены и частично реализованы масштабируемые схемы линейных оптических квантовых вычислений [4, 5]. Разработаны архитектуры масштабируемых квантовых оптических сетей, использующих приборы, работающие по законам линейной оптики [3, 6, 7]. Исследованы методы запоминания и воспроизведения квантовой информации, закодированной в состояниях фотонов, локализованных в высокодобротных резонаторах, в интерферометрах, волноводах, линиях задержки [8–12]. Изучены методы записи квантовой информации, кодированной в состояниях поляризации фотонов, на квантовые состояния одиночных атомов, или на коллективные квантовые состояния атомного ансамбля, и ее последующего считывания [13–15]. В настоящее время очень актуальны усилия по оптимизации протоколов квантовой криптографии, уменьшению потерь информации в квантовых каналах, созданию оптической памяти с малыми потерями, быстрых оптических переключателей, совершенствованию эффективности детекторов фотонов, снижению «мертвого» времени и частоты темновых срабатываний, созданию одномодовых однофотонных источников.

Большим потенциалом обладают информационные технологии, работающие по протоколам линейных оптических квантовых вычислений и коммуникаций [2,3]. Здесь преобразование информации, закодированной в состояниях одиночных фотонов, осуществляется с помощью линейных оптических элементов - светоделителей, поляризационных светоделителей, фазовых пластинок, зеркал и других элементов. Трудности развития данных направлений обусловлены тем, что из-за отсутствия взаимодействия фотонов в линейных элементах оптики, протоколы квантовых оптических информационных технологий, использующие двух и многокубитные операции, становятся вероятностными. Неопределенность в результате обработки квантовой информации связана с тем, что в вероятностных протоколах используются условные квантовые состояния мод, базирующиеся на случайных результатах фотодетектирования [4,5] . Другая трудность квантовых оптических технологий связана с симметрией фотонов, как частиц, подчиняющихся статистике Бозе—Эйнштейна [3] . Эта особенность проявляется, в частности, в том, что одиночные фотоны, взаимодействующие с линейными оптическими элементами, могут группироваться в многофотонные состояния. Современные фотоника и оптоинформатика предоставляют широкие возможности манипулирования одиночными фотонами [16–18]. Развиты технологии фабрикования высокодобротных волноводов и микрорезонаторов, с помощью которых можно локализовать фотоны, изолировать их от внешней среды. Микрорезонаторы различных форм (микропиллары, микроторроиды, микросферы, микродиски, фотонные нанокристаллы) из полимерных материалов, на основе полупроводников, на основе кремния, соединенные волноводами, выполняющие линейные оптические операции, можно интегрировать в оптические микрочипы [19–25].

Развитие квантовых оптических технологий требует создания источников одиночных фотонов «по требованию», когда фотон создается в заданный момент времени, или «по уведомлению», когда (случайный) момент появления фотона объявляется экспериментатору. Для получения единичных фотонов предлагаются способы генерирования неклассического антигруппированного света, из которого можно извлечь фотоны в виде гауссовских временных пакетов в заданном временном интервале [26,27]. Логические операции с такими «летящими» кубитами производятся в информационных оптических схемах с фазовыми гейтами [28]. Изучаются способы создания неклассических состояний моды электромагнитного поля, в частности, фоковских состояний в высокодобротном резонаторе [29]. Возможность построения квантового процессора на однофотонных состояниях обсуждается в [30]. Однофотонные источники можно получать на основе микрорезонаторов, в которых с помощью литографии сфабрикованы активные квантовые точки [31–37], на основе полупроводниковых наноструктур, на азотных центрах окраски в алмазе [38]. Многие протоколы квантовых оптических информационных технологий используют перепутанные пары фотонов (бифотоны). Такие фотонные поля генерируются с помощью нелинейных кристаллов в процессе параметрической генерации. Разработаны высокопроизводительные источники пар перепутанных фотонов, которые получают, например, с помощью периодически поляризованных кристаллов, а также для лучшего согласования модовых структур, с помощью оптических волноводов в кристаллах, микроструктурированных периодически поляризованными доменами [39–41]. Фотонные источники «по уведомлению» для квантовых коммуникаций разработаны на микроструктурированных оптических волокнах из фотонных кристаллов [42, 43]. По сравнению с источниками бифотонов на параметрической генерации, источники на фотонных кристаллах имеют большую спектральную яркость, малые размеры, малые шумы, дают одномодовую генерацию в широком спектральном диапазоне.

Для функционирования протоколов квантовых оптических информационных технологий необходимы детекторы одиночных фотонов (однофотонных фоковских состояний моды излучения). В настоящее время имеются эффективные фотодетекторы, способные откликаться на однофотонные состояния поля и отличать их от многофотонных состояний [44, 45]. Здесь можно отметить лавинные кремниевые, германиевые, на полупроводниковых гетероструктурах фотодиоды, работающие на гейгеровской моде [46, 47], полупроводниковый счетчик фотонов видимого света (английская аббревиатура VLPC) [48], канальные транзисторы на квантовых точках (английская аббревиатура QDOGFET) [49]. Для различения однофотонных (фоковских) состояний поля от многофотонных используют и специальные методы детектирования. Это метод, использующий временное перепутывание фотонов [50, 51]. Здесь многофотонные состояния расщепляются на однофотонные состояния, различающиеся временем запаздывания. В другом методе применяется каскадное детектирование [52, 53]. Здесь многофотонное состояние расщепляется на однофотонные, которые перепутываются со вспомогательными модами на СД. Квантовые состояния вспомогательных мод анализируются на системе фотодетекторов.

Перечисленные выше фотодетекторы можно назвать некогерентными по той причине, что эти приборы взаимодействуют с измеряемым квантованным электромагнитным полем некогерентно. Все эти приборы имеют зонную, близкую к сплошному спектру, структуру возбужденных уровней, что приводит к тому, что при взаимодействии фотон *поглощается детектором* и не происходит когерентного обмена энергией между уровнями детектора и измеряемой модой поля. Вместе с тем имеются теоретические предложения и эксперимент, когда измеряемая мода поля взаимодействует с уровнями зонда когерентно, а состояния зонда измеряются мгновенно, либо в ионизационной камере, либо с помощью возбуждения флюоресценции с вышележащих уровней [54–60]. В работах [61–63] приводятся результаты численных экспериментов и дана теория метода дискретного когерентного фотодетектирования. С помощью данного метода можно анализировать состояние моды резонатора. Для этого используется вспомогательный атом — зонд, который взаимодействует с модой когерентно в течение строго определенного времени T_{int}. По окончании взаимодействия атом — зонд подвергается мгновенному, селективному к энергетическим состояниям атома, измерению.

В настоящей работе метод дискретного когерентного детектирования предлагается применить для обнаружения однофотонных состояний полевой моды микрорезонатора, накачиваемой полем резонансной флюоресценции. В работе также проанализирована возможность применения детектора, работающего по принципу дискретного когерентного фотодетектирования. для различения однофотонных и двухфотонных фоковских состояний моды. Для этой цели в качестве зонда предложено использовать пакет атомов, размещенных в микрорезонаторе (или рядом с ним). Для правильной работы детектора необходимо, как показано в работе, правильно его «настроить» (выбрать соответствующие значения параметров, определяющих его работу).

2. Одномодовый детектор, различающий состояния оператора числа фотонов моды (фоковские состояния)

Детектор представляет собой микрорезонатор, в объеме которого имеется кластер из N атомов. Центры масс атомов локализованы в точках r_n и неподвижны. В микрорезонаторе присутствует квантованная мода излучения. Микрорезонатор предполагается одномодовым, поэтому для описания взаимодействия атомов детектора с модой применима модель Бонифачио. Цель детектирования — различить одно и двухфотонные состояния моды. Информация о состоянии квантованной моды в момент времени t получается при тестировании энергетического состояния атомного пакета (например, в ионизационной камере, или с помощью вспомогательного лазера, вызывающего резонансную флуоресценцию с заданного уровня). Гамильтониан H_{AM} взаимодействия (в резонансном приближении) квантованной моды поля с атомным пакетом, состоящим из N атомов, локализованных в точках r_n, имеет вид

$$H_{AM} = \lambda\left(a^{\clubsuit} \cdot S^{(-)} + a \cdot S^{(+)}\right). \tag{1}$$

Здесь введены обозначения коллективных атомных операторов

$$S^{(\pm)} = \sum_{n=1}^{N} \sigma_n^{(\pm)} \cdot \exp\left(\pm\, i \cdot k \cdot r_n\right), \qquad S^{(3)} = \frac{1}{2} \cdot \sum_{n=1}^{N} \sigma_n^{(3)},$$

где повышающие и понижающие операторы двухуровневых атомов пакета

$$\sigma_n^{(+)} = |1\rangle_{n\,n}\langle 0|\ , \quad \sigma_n^{(-)} = |0\rangle_{n\,n}\langle 1|\ , \quad \sigma_n^{(3)} = |1\rangle_{n\,n}\langle 1| - |0\rangle_{n\,n}\langle 0|\ , \quad n = 1, 2......N.$$

Здесь $|0\rangle_n$ и $|1\rangle_n$ - нижний и верхний (по энергии) векторы состояния n- ого двухуровневого атома детектора, k, $a^{\clubsuit}$, a - волновой вектор и операторы рождения (уничтожения) квантов моды, λ - параметр атомно-полевого взаимодействия, имеющий размерность частоты. Коллективные операторы удовлетворяют коммутационным соотношениям алгебры su(2)

$$\left[S^{(+)}, S^{(-)}\right] = 2 \cdot S^{(3)}, \quad \left[S^{(3)}, S^{(\pm)}\right] = \pm\, S^{(\pm)}.$$

Воспользуемся индексами алгебры su(2) для обозначения атомного базиса. Для этой цели введем обозначение оператора Казимира

$$S^2 = \frac{1}{2}\left(S^{(+)}S^{(-)} + S^{(-)}S^{(+)}\right) + \left(S^{(3)}\right)^2.$$

Будем использовать полносимметричный (по перестановкам) атомный базис, определяемый уравнениями

$$S^2\,|J, m\rangle_A = J\,(J+1)\,|J, m\rangle_A\,, \quad S^{(3)}\,|J, m\rangle_A = m\,|J, m\rangle_A\,, \quad J = N/2, \quad -J \leqslant m \leqslant J \tag{2}$$

Определим оператор «числа возбуждений» M, коммутирующий с гамильтонианом (1)

$$M = a^{\clubsuit}a + S^{(3)} + N/2. \tag{3}$$

Оператор развития атомно-полевой матрицы плотности удовлетворяет уравнению

$$i\frac{\partial U\,(t)}{\partial t} = H_{AM} \cdot U\,(t)\ , \quad U\,(0) = I_{AM} \quad , \tag{4}$$

где I_{AM} - тождественный атомно-полевой оператор, постоянная Планка $\hbar$ принимается равной единице. Для наших целей достаточно найти редуцированные по атомам операторы развития (трансформеры) Крауса [64], описывающие преобразование редуцированной матрицы плотности моды, обусловленное результатом измерения энергетического состояния атомов пакета. Будем предполагать, что число фотонов моды до процесса детектирования не превосходит двух, а начальное состояние всех атомов пакета — основное. Для описания процесса детектирования необходимо получить атомные операторы $U\,(t)_{km}$, которые определяются следующим образом

$$U\,(t) = \sum_{k,m=0} U\,(t)_{km}\,|k\rangle\,\langle m|. \tag{5}$$

Здесь $|k\rangle, k = 0, 1, 2...$ - фоковские состояния квантованной моды. Подставим (5) в (4), используем определение (1), получим систему уравнений для первых девяти операторов $U(t)_{km},\ \ k, m = 0, 1, 2$. Этих девяти операторов достаточно для описания процессов фотодетектирования в случае, если в начальном состоянии моды $\rho_M(0)$ число фотонов не превышает двух, а начальное, перед детектированием, состояние атомов детектора основное $|N/2, -N/2\rangle_A$ (2) . В этом случае максимальное «число возбуждений» (3) для атомно-полевых состояний не превышает двух $(M \leqslant 2)$. При этом условии максимальное число фотонов в полевой моде в процессе взаимодействия с атомами детектора не может превысить двух. Поэтому естественно ограничиться фотонным базисом, состоящим из трех векторов $|0\rangle$, $|1\rangle$, $|2\rangle$. Система уравнений для атомных операторов $U(t)_{km},\ \ k, m = 0, 1, 2$ разбивается на три группы и имеет вид

$$\left\{ \begin{array}{l} i\frac{\partial U(t)_{0k}}{\partial t} = \lambda \cdot S^{(+)} U(t)_{1k}\ , \\ i\frac{\partial U(t)_{1k}}{\partial t} = \lambda \cdot \left(\sqrt{2} \cdot S^{(+)} U(t)_{2k} + S^{(-)} U(t)_{0k}\right)\ , \\ i\frac{\partial U(t)_{2k}}{\partial t} = \lambda \cdot \sqrt{2} \cdot S^{(-)} U(t)_{1k}\ , \\ k = 0, 1, 2\,. \end{array} \right. \tag{6}$$

Три операторные системы уравнений имеют одинаковые общие решения, но решать их надо с различными начальными данными. Так, решение системы (6) при $k = 0$ с начальным условием

$$U(t)_{00}|_{\,t=0} = I_A,\ \ U(t)_{10}|_{\,t=0} = 0,\ \ U(t)_{20}|_{\,t=0} = 0,$$

имеет вид

$$\left\{ \begin{array}{l} U(t)_{00} = S^{(+)} \frac{1}{C}\left(\cos\left(\lambda\sqrt{C} \cdot t\right) - I_A\right) S^{(-)} + I_A\,, \\ U(t)_{10} = -i\frac{1}{\sqrt{C}} \sin\left(\lambda\sqrt{C} \cdot t\right) S^{(-)}\,, \\ U(t)_{20} = S^{(-)} \frac{\sqrt{2}}{C}\left(\cos\left(\lambda\sqrt{C} \cdot t\right) - I_A\right) S^{(-)}\,. \end{array} \right. \tag{7}$$

Здесь введено обозначение атомного оператора C

$$C = S^{(-)}S^{(+)} + 2S^{(+)}S^{(-)} = 3S^2 - 3\left(S^{(3)}\right)^2 + S^{(3)}.$$

Решение системы (6) при $k = 1$ с начальными данными

$$U(t)_{01}|_{\,t=0} = 0\ ,\ \ U(t)_{11}\big|_{\,t=0} = I_A\ ,\ \ U(t)_{21}|_{\,t=0} = 0,$$

имеет вид

$$\left\{ \begin{array}{l} U(t)_{01} = -i \cdot S^{(+)} \frac{1}{\sqrt{C}} \sin\left(\lambda\sqrt{C} \cdot t\right)\ , \\ U(t)_{11} = \cos\left(\lambda\sqrt{C} \cdot t\right)\ , \\ U(t)_{21} = -i \cdot S^{(-)} \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{C}} \sin\left(\lambda\sqrt{C} \cdot t\right)\ . \end{array} \right. \tag{8}$$

Решение системы (6) при $k = 2$ с начальными данными

$$U(t)_{02}|_{\,t=0} = 0,\ \ U(t)_{12}|_{\,t=0} = 0,\ \ U(t)_{22}|_{\,t=0} = I_A,$$

имеет вид

$$\left\{ \begin{array}{l} U(t)_{02} = S^{(+)} \frac{\sqrt{2}}{C}\left(\cos\left(\lambda\sqrt{C} \cdot t\right) - I_A\right) S^{(+)}\,, \\ U(t)_{12} = -i\frac{\sqrt{2}}{\sqrt{C}} \sin\left(\lambda\sqrt{C} \cdot t\right) S^{(+)}\,, \\ U(t)_{22} = S^{(-)} \frac{2}{C}\left(\cos\left(\lambda\sqrt{C} \cdot t\right) - I_A\right) S^{(+)} + I_A\,. \end{array} \right. \tag{9}$$

Получим с помощью вышеприведенных формул операторы положительно определенной операторной меры (трансформеры Крауса), действующие на состояния квантованной моды.

Так как предполагается, что начальное состояние атомов детектора основное $|N/2,-N/2\rangle_A$, то при действии на $|N/2,-N/2\rangle_A$ операторов (7), (8), (9) ненулевой результат дают только операторы $U\left(t\right)_{00}$, $U\left(t\right)_{11}$, $U\left(t\right)_{22}$, $U\left(t\right)_{01}$, $U\left(t\right)_{02}$, $U\left(t\right)_{12}$. Подействуем этими операторами на основное атомное состояние

$$U\left(t\right)_{00}\left|N/2,-N/2\right\rangle_A=\left|N/2,-N/2\right\rangle_A, \tag{10}$$

$$U\left(t\right)_{11}\left|N/2,-N/2\right\rangle_A=\cos\left(\lambda\sqrt{N}\cdot t\right)\cdot\left|N/2,-N/2\right\rangle_A, \tag{11}$$

$$U\left(t\right)_{22}\left|N/2,-N/2\right\rangle_A=\left(\frac{N}{2N-1}\cdot\left(\cos\left(\lambda\sqrt{4N-2}\cdot t\right)-1\right)+1\right)\cdot\left|N/2,-N/2\right\rangle_A, \tag{12}$$

$$U\left(t\right)_{01}\left|N/2,-N/2\right\rangle_A=-i\cdot\frac{\sin\left(\lambda\sqrt{N}\cdot t\right)}{\sqrt{N}}\cdot S^{(+)}\left|N/2,-N/2\right\rangle_A, \tag{13}$$

$$U\left(t\right)_{12}\left|N/2,-N/2\right\rangle_A=-i\cdot\frac{\sin\left(\lambda\sqrt{4N-2}\cdot t\right)}{\sqrt{2N-1}}\cdot S^{(+)}\left|N/2,-N/2\right\rangle_A, \tag{14}$$

$$U\left(t\right)_{02}\left|N/2,-N/2\right\rangle_A=\sqrt{2}\cdot\frac{\cos\left(\lambda\sqrt{4N-2}\cdot t\right)-1}{4N-2}\cdot\left(S^{(+)}\right)^2\left|N/2,-N/2\right\rangle_A. \tag{15}$$

В изучаемом случае, когда в полевой моде присутствуют фоковские состояния с числом фотонов не больше двух, при детектировании возможны следующие три события в момент наблюдения состояния атомного кластера: 1) не обнаружены возбужденные атомы; 2) присутствует один возбужденный атом; 3) присутствуют два возбужденных атома. Предположим, что изучаемый в данной работе метод фотодетектирования идеален (не пропускает измеряемые атомы), влияние неидеальности детектирования рассмотрим в последнем разделе работы. При этом условии детектор дает отклик на два взаимодополнительных события: все атомы пакета в момент измерения найдены в основном состоянии (случайная переменная $\zeta=0$, будем называть такой отклик детектора - щелчок «down»), и найден хотя бы один атом в возбужденном состоянии (случайная переменная $\zeta=1$, будем называть такой отклик детектора - щелчок «up»). Два оператора положительно определенной операторной меры $T^{(\zeta)}$, действующие в пространстве атомных переменных и связанные с этими событиями, имеют вид

$$T^{(0)}=\left|0\right\rangle_1\left|0\right\rangle_2...\left|0\right\rangle_N{}_N\left\langle 0\right|...{}_2\left\langle 0\right|{}_1\left\langle 0\right| \quad , \tag{16}$$

$$\begin{array}{l}T^{(1)}=\sum\limits_{n=1}^{N}\left|0\right\rangle_1...\left|1\right\rangle_n...\left|0\right\rangle_N{}_N\left\langle 0\right|...{}_n\left\langle 1\right|...{}_1\left\langle 0\right|+\\+\sum\limits_{n>m=1}^{N}\left|0\right\rangle_1...\left|1\right\rangle_m...\left|1\right\rangle_n...\left|0\right\rangle_N{}_N\left\langle 0\right|...{}_n\left\langle 1\right|...{}_m\left\langle 1\right|...{}_1\left\langle 0\right|\end{array}. \tag{17}$$

Условная редуцированная ненормированная матрица плотности моды $\rho_M^{(\zeta)}\left(t\right)$, обусловленная результатом измерения в момент времени t (случайная переменная ζ принимает одно из возможных значений 0 или 1), вычисляется по формуле

$$\rho_M^{(\zeta)}\left(t\right)=Sp_A\left(T^{(\zeta)}\cdot U\left(t\right)\left|N/2,-N/2\right\rangle_A{}_A\left\langle N/2,-N/2\right|\rho_M\left(0\right)U^{\clubsuit}\left(t\right)\right). \tag{18}$$

Операторы положительно определенной операторной меры, действующие в пространстве состояний моды (трансформеры Крауса, $K_p, p=0,1,2$) определяются согласно соотношению

$$\rho_M^{(0)}\left(t\right)=K_0\,\rho_M\left(0\right)K_0^{\clubsuit} \quad , \tag{19}$$

$$\rho_M^{(1)}\left(t\right)=K_1\,\rho_M\left(0\right)K_1^{\clubsuit}+K_2\,\rho_M\left(0\right)K_2^{\clubsuit}. \tag{20}$$

Трансформер K_0 действует на полевую матрицу, если в момент времени t в детекторе произошел щелчок «down». Трансформеры K_1 и K_2 преобразуют полевую матрицу, если в детекторе произошел щелчок «up». Вероятность P_1 щелчка «up», если начальное полевое состояние определяется матрицей $\rho_M(0)$, определяется по формуле

$$P_1 = Sp_M\left(\left(K_1^{\clubsuit}K_1 + K_2^{\clubsuit}K_2\right)\,\rho_M(0)\right). \tag{21}$$

Вероятность P_0 щелчка «down» равна

$$P_0 = 1 - P_1 = Sp_M\left(K_0^{\clubsuit}K_0\,\rho_M(0)\right). \tag{22}$$

Здесь $Sp_M(\cdot)$, $Sp_A(\cdot)$ - операция взятия следа по состояниям моды или атома. Для получения трансформеров $K_p, p = 0,1,2$ необходимо найти матричные элементы операторов $S^{(+)}$ и $\left(S^{(+)}\right)^2$ между основным и однократно или двукратно возбужденными атомными состояниями

$$\begin{array}{l}
{}_1\langle 0|\ldots{}_{N-1}\langle 0|_N\langle 0 \mid N/2,-N/2\rangle_A = 1\,,\\
{}_1\langle 0|\ldots{}_n\langle 1|\ldots{}_{N-1}\langle 0|_N\langle 0|\,S^{(+)}\,|N/2,-N/2\rangle_A = \exp\left(i\cdot k\cdot r_n\right)\,,\\
{}_1\langle 0|\ldots{}_n\langle 1|\ldots{}_m\langle 1|\ldots{}_{N-1}\langle 0|_N\langle 0|\left(S^{(+)}\right)^2|N/2,-N/2\rangle_A =\\
= \exp\left(i\cdot k\cdot\left(r_n + r_m\right)\right)\,,\quad n,m = 1,2\ldots N,\quad n \neq m\,.
\end{array} \tag{23}$$

Получим явные выражения для трансформеров $K_p, p = 0,1,2$, используя формулы (10)–(23)

$$K_0 = |0\rangle\langle 0| + \cos\left(\lambda\sqrt{N}\cdot t\right)|1\rangle\langle 1| + \left(\frac{N}{2N-1}\cdot\left(\cos\left(\lambda\sqrt{4N-2}\cdot t\right) - 1\right) + 1\right)|2\rangle\langle 2|\ , \tag{24}$$

$$K_1 = -i\left(\sin\left(\lambda\sqrt{N}\cdot t\right)|0\rangle\langle 1| + \frac{\sqrt{N}}{\sqrt{2N-1}}\sin\left(\lambda\sqrt{4N-2}\cdot t\right)|1\rangle\langle 2|\right)\ , \tag{25}$$

$$K_2 = \frac{\sqrt{N\left(N-1\right)}}{4N-2}\left(\cos\left(\lambda\sqrt{4N-2}\cdot t\right) - 1\right)|0\rangle\langle 2|\ . \tag{26}$$

Настройка детекторов производится с помощью выбора времени взаимодействия $t = T_{int}$, числа атомов в пакете N и параметра взаимодействия λ. Настраиваемые параметры выбираются согласно соотношениям

$$\left\{\begin{array}{l}
\cos\left(\lambda\sqrt{4N-2}\cdot t\right) = 1\,,\\
\cos\left(\lambda\sqrt{N}\cdot t\right) = 0\,.
\end{array}\right. \quad . \tag{27}$$

После выдержки фотонов в микрорезонаторах в течение времени взаимодействия $t = T_{int}$, производится мгновенное селективное измерение состояний атомов — зондов в пакете. При условии (27) обнаружение атома в возбужденном состоянии однозначно свидетельствует о том, что в момент измерения в резонаторе имелось однофотонное состояние моды. Преобразование произвольной линейной комбинации состояний моды при действии на нее оператора K_1 (щелчок «up») имеет вид

$$K_1\left(\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle + \gamma|2\rangle\right) = -i\beta|0\rangle\,.$$

В результате детектирования однофотонное состояние разрушается (поглощается фотон). Если срабатывает детектор, обнаруживающий все атомы пакета в основном состоянии, то это будет свидетельствовать о том, что найдено двухфотонное или вакуумное состояние моды соответствующего микрорезонатора. Преобразование произвольной линейной комбинации состояний моды при действии на нее оператора K_0 (щелчок «down») имеет вид

$$K_0\left(\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle + \gamma|2\rangle\right) = \alpha|0\rangle + \gamma|2\rangle\,.$$

В результате такого события состояние моды $|2\rangle$ или $|0\rangle$ резонатора обнаруживается и не разрушается. Одновременное выполнение равенств (27) возможно с любой точностью, например, с помощью следующих соотношений. Выберем

$$\lambda \cdot T_{int} \cdot \sqrt{N} = \frac{\pi}{2}(1+2\cdot m)\ , \quad m = 0,1,2.... \quad . \tag{28}$$

Подставим (28) в (27), получаем условие

$$\cos\left(\pi(1+2m)\sqrt{1-\frac{1}{2N}}\right) = 1. \tag{29}$$

Соотношению (29) можно удовлетворить, например, выбрав

$$m = 2N. \tag{30}$$

При больших N условие (29) выполняется

$$\cos\left(\pi(1+4N)\sqrt{1-\frac{1}{2N}}\right) \approx 1-\frac{1}{2}\left(\frac{3\pi}{8N}\right)^2 \underset{N\to\infty}{\longrightarrow} 1 \tag{31}$$

Из (28), (30) параметр λ и время взаимодействия T_{int} оцениваются, как

$$\lambda \cdot T_{int} = \frac{\pi}{2}\frac{1+4N}{\sqrt{N}}. \tag{32}$$

Приведем численную оценку времени взаимодействия, используя формулу (32). В работах [18,65] приводятся экспериментальные результаты и дана теория взаимодействия моды микрорезонатора с атомами, расположенными внутри резонатора. Константа взаимодействия атома с модой в режиме сильной связи оценивается в десятки гигагерц. Положим $\lambda = 2\pi \cdot 10$ Ггц, получим оценку, при $N = 10000$

$T_{int} \approx 10^{-8}$сек .

3. Создание однофотонных состояний резонаторной моды в процессе дискретного когерентного фотодетектирования

Теперь рассмотрим другую задачу. Поместим двухуровневый атом (источник) в одномодовый микрорезонатор и возбудим резонансную флуоресценцию внешним классическим резонансным полем. Согласно работе Моллоу [66], резонансная флуоресценция, возбуждаемая сильным классическим резонансным с атомным переходом, электромагнитным полем, имеет характерный трехгорбовый спектр частот. Часть фотонов резонансной флуоресценции захватывается резонатором, возбуждая колебания квантованной резонаторной моды. Опишем процесс дискретного когерентного фотодетектирования резонаторных фотонов, которые появляются в микрорезонаторе благодаря возбуждению атомной резонансной флуоресценции внешним, постоянно действующим резонансным классическим полем. Найдем условия возбуждения, когда в микрорезонаторе будет присутствовать однофотонное (без вакуумной компоненты) поле моды. Информацию о фотонах микрорезонатора будем получать с помощью разреженного потока невозбужденных атомов - зондов. Эти атомы могут, в зависимости от конструкции, пролетать сквозь микрорезонатор или рядом с ним. Предположим, что поток атомов калиброван по скоростям, так, что атомы взаимодействуют с модой резонатора в течение определенного времени τ и следуют друг за другом через интервал времени $T+\tau$, где T - случайный, но достаточно большой интервал времени, когда атомы-зонды отсутствуют в резонаторе. Цикл детектирования разобьем на два этапа. На первом этапе, длительность которого T, атом-зонд подлетает к микрорезонатору, поле в резонаторе, созданное на предыдущем цикле детектирования, развивается в течение времени T под действием возбуждаемого атома-источника и процессов релаксации согласно уравнению Лиувилля для матрицы плотности $\rho_{AM}\left(t\right)$ квантовой системы «двухуровневый атом и резонаторная мода»

$$i\frac{\partial}{\partial t}\rho_{AM}\left(t\right)=\left[H_{AM},\rho_{AM}\left(t\right)\right]-i\Gamma\rho_{AM}\left(t\right). \tag{33}$$

Здесь гамильтониан квантовой системы H_{AM} в резонансном приближении имеет вид

$$H_{AM}=F\left(\sigma_A^-+\sigma_A^+\right)+\varepsilon\cdot a^{\clubsuit}a+\kappa\left(a^{\clubsuit}\cdot\sigma_A^-+a\cdot\sigma_A^+\right). \tag{34}$$

Здесь

$$\sigma_A^-=\left|0\right\rangle_A{}_A\left\langle 1\right|,\quad \sigma_A^+=\left|1\right\rangle_A{}_A\left\langle 0\right|$$

атомные операторы уничтожения и рождения атомного возбуждения,

$$\left|0\right\rangle_A,\quad \left|1\right\rangle_A\quad -$$

атомный базис основного и возбужденного уровней, $a^{\clubsuit}$, a - операторы уничтожения и рождения фотона в резонаторе. Символом «$\clubsuit$» отмечен эрмитовосопряженный оператор. Параметры гамильтониана имеют размерность частоты: F - половина частоты Раби возбуждающего классического поля, ε - отстройка частоты моды от частоты атомного перехода, κ - параметр взаимодействия квантованной моды и атома (однофотонная частота Раби). Классическое поле настроено в точный резонанс с атомным переходом. Здесь Γ имеет смысл супероператора релаксации, учитывающего спонтанный распад возбужденного атомного уровня (не полностью учтенный в гамильтониане H_{AM}) и затухание резонаторной моды из-за конечной добротности резонатора. На этом этапе атом-зонд отсутствует в резонаторе. Решение уравнения (33) (в приближении одного времени релаксации) на интервале времени $0\leqslant t\leqslant T$ имеет вид

$$\rho_{AM}\left(t\right)=\rho_{AM}^{(st)}+\exp\left(-\gamma\cdot t\right)\exp\left(-iH_{AM}t\right)\left(\rho_{AM}\left(0\right)-\rho_{AM}^{(st)}\right)\exp\left(iH_{AM}t\right). \tag{35}$$

Здесь $\rho_{AM}\left(0\right)$ - начальная матрица плотности атома - источника и моды. В приближении одного времени релаксации уравнение для установившейся атомно-полевой матрицы плотности $\rho_{AM}^{(st)}$ имеет вид

$$i\left[H_{AM},\rho_{AM}^{(st)}\right]+\gamma\cdot\rho_{AM}^{(st)}=\gamma\cdot\rho^{(\gamma)}. \tag{36}$$

Найдем собственные векторы гамильтониана H_{AM}

$$H_{AM}\left|\varphi_{n,\alpha}\right\rangle=E_{n,\alpha}\cdot\left|\varphi_{n,\alpha}\right\rangle\quad n=0,1...\alpha=0,1.\quad . \tag{37}$$

В базисе (37) решение (36) имеет вид

$$\left\langle n,\alpha\left|\rho_{AM}^{(st)}\right|m,\beta\right\rangle=\left\langle\varphi_{n,\alpha}\right|\rho^{(\gamma)}\left|\varphi_{m,\beta}\right\rangle\cdot\frac{\gamma}{\gamma+i\cdot\left(E_{n,\alpha}-E_{m,\beta}\right)}. \tag{38}$$

Для упрощения предположим, что температура среды равна нулю, тогда собственная матрица $\rho^{(\gamma)}$ супероператора релаксации Γ для нулевого собственного числа может быть записана в виде (основное состояние)

$$\Gamma\rho^{(\gamma)}=0,\quad \rho^{(\gamma)}=\left|0\right\rangle_A{}_A\left\langle 0\right|\otimes\left|0\right\rangle\left\langle 0\right|.$$

Здесь введено обозначение для собственных векторов оператора числа фотонов (базис Фока)

$$a^{\clubsuit}a\left|n\right\rangle=n\left|n\right\rangle,\quad n=0,1,2....\quad .$$

По окончании первого этапа атом-зонд появляется в микрорезонаторе и начинается второй этап детектирования — взаимодействие атома-зонда с модой микрорезонатора в течение короткого времени τ. Гамильтониан взаимодействия квантованной моды, атома-источника и атома-зонда (в резонансном представлении) имеет вид

$$H_{AMD} = H_{AM} + \nu\left(a^{\clubsuit}\cdot\sigma_D^- + a\cdot\sigma_D^+\right). \tag{39}$$

Здесь ν - параметр взаимодействия квантованной моды и атома-зонда,

$$\sigma_D^- = |0\rangle_D\,{}_D\langle 1|\,, \qquad \sigma_D^+ = |1\rangle_D\,{}_D\langle 0| \quad -$$

операторы уничтожения и рождения возбуждения на детекторе,

$$|0\rangle_D\,, \quad |1\rangle_D \quad -$$

векторы основного и возбужденного уровней атома-зонда. В (39) предполагается точный резонанс частот квантованной моды резонатора и перехода между уровнями атома-детектора. Найдем решение уравнения Лиувилля для матрицы плотности трех взаимодействующих подсистем «двухуровневый атом-источник, резонаторная мода, двухуровневый атом-детектор» в приближении одного времени релаксации на интервале $T \leqslant t \leqslant \tau + T$ при следующем упрощении задачи:

$$\begin{array}{l} 1.\ \ \tau \ll T, \\ 2.\ \ \gamma \ll \kappa \ll F \ll \nu, \qquad \gamma\cdot\tau,\ \kappa\cdot\tau,\ F\cdot\tau \ll 1\,. \end{array} \tag{40}$$

Первое предположение означает, что внутри микрорезонатора не могут появиться два и более атомов-зондов. Благодаря второму предположению можно пренебречь изменением состояния атома-источника за время взаимодействия детектора и моды и приближенно записать $\rho_{AMD}(t)$ на интервале $T \leqslant t \leqslant \tau + T$ в виде

$$\rho_{AMD}(t) = \exp\left(-iH_{MD}\,t\right)\rho_{AMD}(T)\exp\left(iH_{MD}\,t\right).$$

Здесь введено обозначение гамильтониана H_{MD}

$$H_{MD} = \varepsilon\cdot a^{\clubsuit}a + \nu\left(a^{\clubsuit}\cdot\sigma_D^- + a\cdot\sigma_D^+\right) \quad ,$$

здесь

$$\rho_{AMD}(T) = \rho_{AM}(T)\otimes|0\rangle_D\,{}_D\langle 0|$$

- начальная (на этапе взаимодействия с детектором) матрица плотности невозбужденного атома-зонда, атома-источника и моды. После микрорезонатора атом-зонд попадает в ионизационную камеру и цикл фотодетектирования заканчивается измерением энергетического состояния зонда.

Дополнительная информация о состоянии вылетевшего из микрорезонатора очередного зондирующего атома может быть использована для расщепления полного ансамбля квантовой системы «атом-источник и резонаторная мода» на подансамбли, обусловленные результатом измерения. Будем предполагать, что ионизационные камеры идеальны, то есть детектируют каждый, попавший в них атом. Введем случайную переменную ξ, принимающую два значения: $\xi = 0,\ 1$. Значение $\xi = 0$ соответствует событию, когда атом обнаружен в нижнем состоянии, $\xi = 1$ - атом обнаружен верхнем состоянии. Априорная вероятность P_ξ каждого события ξ в момент вылета $\tau + T$ атома (перед измерением) рассчитывается по формуле

$$P_\xi = Sp_{AM}\left(M_\xi(\tau)\cdot\rho_{AM}(T)\cdot M_\xi^{\clubsuit}(\tau)\right). \tag{41}$$

Здесь введены обозначения операторов — трансформеров $M_\xi(\tau)$, $M_\xi^{\clubsuit}(\tau)$ [64], действующих на редуцированную матрицу плотности квантовой системы $\rho_{AM}(T)$ (35) в момент $t = T$ (момент влета атома — зонда в резонатор)

$$M_\xi(\tau) = {}_D\langle\xi|\exp(-iH_{MD}\,\tau)\,|0\rangle_D\,, \qquad \xi = 0,1. \tag{42}$$

В результате их действия получаем условную редуцированную матрицу плотности подансамбля квантовой системы $\rho_{AM}(T + \tau\,|\xi\,)$ в момент $T + \tau$, обусловленную результатом измерения (случайная переменная ξ принимает одно из двух возможных значений)

$$\rho_{AM}(T + \tau\,|\xi\,) = \frac{M_\xi(\tau)\cdot\rho_{AM}(T)\cdot M_\xi^{\clubsuit}(\tau)}{P_\xi} \quad .$$

Процесс квантовых измерений повторяется циклически. Условную редуцированную матрицу плотности в начале ℓ - ого цикла далее для краткости обозначим через $\rho_C(\ell)$. Матрицы $\rho_C(\ell + 1)$ и $\rho_C(\ell)$ связаны рекуррентным соотношением

$$\begin{array}{l} \rho_{AM}(T) = \rho_{AM}^{(st)} + \exp(-\gamma\,T)\exp(-iH_{AM}T)\left(\rho_C(\ell) - \rho_{AM}^{(st)}\right)\exp(iH_{AM}T)\,, \\ P_\xi = Sp_{A,M}\left(M_\xi(\tau)\,\rho_{AM}(T)\,M_\xi^{\clubsuit}(\tau)\right), \\ \rho_C(\ell + 1) = \frac{M_\xi(\tau)\rho_{AM}(T)M_\xi^{\clubsuit}(\tau)}{P_\xi}, \;\; \ell = 1,2,3... \;\; . \end{array} \tag{43}$$

Выходной сигнал дискретного детектора фотонов представляет собой последовательность импульсов тока в ионизационной камере. Каждый импульс свидетельствует об обнаружении атома-зонда в возбужденном или в основном состоянии. Эта, косвенная, информация должна быть расшифрована и связана с состоянием квантованной моды, непрерывно накачиваемой от атома-источника. В результате накачки в резонаторе могут возникать разные распределения фотонов. В зависимости от соотношения параметров, атом–зонд может поразному реагировать на статистику внутрирезонаторных фотонов. *Найдем соотношение параметров, при котором вылетающий из резонатора атом несет информацию об однофотонном состоянии поля резонатора.* Для получения этого соотношения запишем явные выражения для трансформеров (42):

$$\begin{array}{l} M_0(\tau) = \exp\left(i\varepsilon\left(0.5 - a^{\clubsuit}a\right)\tau\right)\cdot\left(\cos(\tau\nu\,\Theta) - i\frac{\varepsilon}{2\nu}\frac{\sin(\tau\nu\,\Theta)}{\Theta}\right), \\ M_1(\tau) = -i\exp\left(-i\varepsilon\left(0.5 + a^{\clubsuit}a\right)\tau\right)\cdot a\cdot\frac{\sin(\tau\nu\,\Theta)}{\Theta}\,. \end{array}$$

Здесь введено обозначение для оператора Θ

$$\Theta = \sqrt{\left(\frac{\varepsilon}{2\nu}\right)^2 + a^{\clubsuit}a} \quad .$$

Выберем длительность взаимодействия τ и параметр взаимодействия атома–зонда и моды ν и отстройку ε, исходя из условия

$$\sin\left(\sqrt{(\varepsilon\tau/2)^2 + (\tau\nu)^2}\right) = 0 \quad .$$

Параметр ν выбираем по формуле (минимальное значение)

$$\tau\nu = \sqrt{\pi^2 - (\varepsilon\tau/2)^2} \quad . \tag{44}$$

Остальные параметры должны удовлетворять условиям (40). Изучим режим работы фотодетектора, когда время T свободного, без атомов-зондов, развития достаточно велико

$$\gamma T \gg 1 \quad , \tag{45}$$

так, чтобы по окончании этого времени на первом этапе детектирования редуцированная атомно-полевая матрица плотности пришла в стационарное состояние

$$\rho_{AM}\left(T\right) \approx \rho_{AM}^{(st)}. \tag{46}$$

Здесь $\rho_{AM}^{(st)}$ дается формулой (38). Невозбужденный атом-зонд, влетающий в микрорезонатор, взаимодействует с модой, которая накачивается от источника. Это взаимодействие приводит к перераспределению энергии по моде и изменению среднего числа фотонов в микрорезонаторе. Среднее число фотонов в микрорезонаторе для полного ансамбля мало. Как следствие, можно предположить, что вылетающие атомы–зонды будут часто обнаруживаться в основном (не возбужденном) состоянии. Цель работы — изучение статистики противоположных событий, а именно обнаружений атомов-зондов в возбужденном состоянии. Априорная вероятность таких событий P_1 (43) в выбранном режиме работы (45) рассчитывается по формуле

$$P_1 = Sp_{A,M}\left(M_1\left(\tau\right)\rho_{AM}^{(st)}M_1^{\clubsuit}\left(\tau\right)\right). \tag{47}$$

Используем приближенные решения для $\rho_{AM}^{(st)}$, найденные с помощью теории возмущений, при наборе параметров

$$F = 2,\ \kappa = 0.3,\ \ \gamma = 0.01 \tag{48}$$

и с помощью (47) получим приближенную формулу для оценки априорной вероятности P_1 во втором порядке теории возмущений по параметрам (48) при выборе (44) - (46)

$$P_1 = \frac{\kappa^4 F^2}{\varepsilon^4\left(2F-\varepsilon\right)^2}\left(1 + 8\frac{2F^2+\varepsilon^2}{\left(2F+\varepsilon\right)^2} + \frac{\varepsilon F}{\left(\varepsilon - F\right)^2}\right)\frac{\nu^2}{\varepsilon^2+8\nu^2}\cdot\sin^2\left(\frac{\tau}{2}\sqrt{\varepsilon^2+8\nu^2}\right). \tag{49}$$

Формула неплохо описывает крылья одно и двухфотонного резонансов. Для описания резонансов более высокой кратности необходимы формулы теории возмущений для порядков более высоких, чем второй.

С помощью рекуррентных соотношений (43) можно смоделировать реализации случайных результатов последовательных квантовых измерений состояний вылетающих из резонатора атомов-зондов. Реализация представляет собой дихотомический случайный процесс, когда случайная переменная ξ принимает два возможных значения: 0 или 1. С помощью данной реализации можно рассчитать редуцированную матрицу плотности $\rho_C\left(\ell+1\right)$ в конце ℓ - ого, начале $\ell+1$ - ого цикла фотодетектирования. В рассматриваемом приближении (45), (46) в конце любого цикла возможны две различные условные редуцированные матрицы плотности квантовой системы. Случайно, с вероятностью P_1 (47), можно получить матрицу плотности $\rho_C^{(1)}$ (случайная переменная $\xi = 1$)

$$\rho_C^{(1)} = \frac{M_1\left(\tau\right)\rho_{AM}^{(st)}M_1^{\clubsuit}\left(\tau\right)}{P_1}. \tag{50}$$

Или, с вероятностью $P_0 = 1 - P_1$, можно получить матрицу $\rho_C^{(0)}$ (случайная переменная $\xi = 0$)

$$\rho_C^{(0)} = \frac{M_0\left(\tau\right)\rho_{AM}^{(st)}M_0^{\clubsuit}\left(\tau\right)}{P_0}\quad .$$

В приближении (45), (46) вероятность P_1 не зависит от предыстории и для значения отстройки $\varepsilon = 3.7$ приближенно равна $P_1 \approx 0.001$ (по формуле (49)). Тогда по формуле Бернулли среднее число событий $\xi = 1$ из $N = 2000$ попыток равно $N \cdot P_1 \approx 2$. Такое число событий наблюдалось в численном эксперименте, где выбиралось время $T = 1000$.

Исследуем свойства условного состояния квантовой системы $\rho_C^{(1)}$, получаемого в микрорезонаторе сразу после обнаружения атома-зонда в возбужденном состоянии в ионизационной камере. Редуцируем матрицу $\rho_C^{(1)}$ по состояниям атома и получим состояние моды резонатора $\rho_M^{(1)}$

$$\rho_M^{(1)} = Sp_A\left(\rho_C^{(1)}\right) \quad .$$

Заселенность однофотонного состояния в $\rho_M^{(1)}$ рассчитывается по формуле

$$\left(\rho_M^{(1)}\right)_{1,1} = \frac{\langle 1|\, M_1(\tau)\, Sp_A\left(\rho_{AM}^{(st)}\right)\, M_1^{\clubsuit}(\tau)\, |1\rangle}{\sum\limits_{n=1} \langle n|\, M_1(\tau)\, Sp_A\left(\rho_{AM}^{(st)}\right)\, M_1^{\clubsuit}(\tau)\, |n\rangle}. \tag{51}$$

Оценим отклонение заселенности однофотонного состояния от единицы $1-\left(\rho_M^{(1)}\right)_{1,1}$ сразу после момента обнаружения атома-зонда в возбужденном состоянии в зависимости от отстройки резонатора ε для набора параметров расчета (48), (44). Начиная с $\varepsilon \approx 2$ отклонение заселенности $1-\left(\rho_M^{(1)}\right)_{1,1}$ выходит на стационарный режим и принимает значение, близкое к 0. Например, при $\varepsilon = 3.7$ имеем: $1-\left(\rho_M^{(1)}\right)_{1,1} = 0.000766$. В этот момент в резонаторе сформировано практически чистое однофотонное состояние. Как показывают оценки, при фиксированных параметрах $F = 2,\ \kappa = 0.3,\ \tau = 0.02,\ \varepsilon = 3.7$, и при условии (44) с ростом γ повышается чистота однофотонного состояния, но и резко падает вероятность обнаружения атома-зонда в возбужденном состоянии P_1 . Так, например, для $\gamma = 10$ имеем $1-\left(\rho_M^{(1)}\right)_{1,1} = 0.0002$, $P_1 = 5\cdot 10^{-8}$. Выполнен расчет убывания заселенности однофотонного состояния во времени, начиная от момента обнаружения атома-зонда в возбужденном состоянии при разных значениях параметров ε, κ. Расчет выполнен по формуле (35), где в качестве начального состояния выбрана матрица плотности (50). Выбраны следующие параметры расчета: $\tau = 0.02$, $F = 2$, $\gamma = 0.01$. Сто единиц времени соответствует времени релаксации $1/\gamma$. Как следует из результатов расчета, процесс релаксации имеет осцилляционный характер. Медленные осцилляции объясняются перекачкой энергии между квантованной модой и атомом-источником. На медленные осцилляции наложены быстрые осцилляции на частоте Раби взаимодействия атома-источника с классическим накачивающим полем F . Отстройка ε и однофотонная частота Раби κ выбраны $\varepsilon = 4,\ \ \kappa = 0.1$, или во втором случае $\varepsilon = 3.7,\ \ \kappa = 0.3$. Затухание заселенности однофотонного состояния определяется скоростью релаксации γ. Отстройки ε выбраны в области однофотонного крыла линии резонансной флуоресценции (боковой пик спектра Моллоу). Частоту осцилляций заселенности однофотонного состояния можно найти по теории возмущений при выполнении (48). В условиях применимости теории возмущений эта частота совпадает с частотой перехода между квантовыми уровнями системы «мода + атом-источник», для которых собственные функции гамильтониана H_{AM} найдены по теории возмущений. Разность частот Ω соответствующих уровней равна

$$\Omega = |2F-\varepsilon|\cdot\left(1+\frac{1}{2}\left(\frac{\kappa}{\varepsilon-2F}\right)^2\right), \quad \frac{\kappa}{2} \ll |\varepsilon-2F|, \tag{52}$$

$$\Omega = \kappa, \quad \frac{\kappa}{2} \gg |\varepsilon-2F|. \tag{53}$$

В условиях резонанса (53) заселенность осциллирует с малой частотой, но большой амплитудой. При отстройке от резонанса (52) амплитуда осцилляций уменьшается, а частота осцилляций возрастает. В пределе малого взаимодействия атома и моды осцилляции исчезают, и заселенность уменьшается по экспоненте с показателем γ.

4. Заключение

В работе рассмотрены два применения процесса дискретного когерентного фотодетектирования, использующие оптические микрорезонаторы. Первая схема, при правильном выборе параметров, является фотодетектором однофотонных и двухфотонных состояний изучаемой моды микрорезонатора. Для этой схемы развита теория метода дискретного фотодетектирования, где в качестве зонда предлагается использовать пакет из N атомов, размещенный в микрорезонаторе. С помощью зондов, косвенно, можно определять состояние квантовой моды резонатора, тестируя энергетические состояния атомов пакета после окончания их взаимодействия с модой в течение строго определенного времени T_{int} . В работе найдены операторы Крауса K_0, K_1, K_2 (24) - (26), с помощью которых можно получать условные редуцированные матрицы плотности моды резонатора, если в моде до измерения присутствуют фоковские состояния не выше $|2\rangle$, а начальное состояние всех N атомов детектора основное. Две проблемы требуют дополнительного изучения. Первая проблема, это возможность обнаружения атома-зонда в основном или возбужденном состоянии. В этой связи сошлемся на работы [57, 58], где описаны реальные эксперименты по селектированию энергетических состояний атомов, вылетающих из резонатора одноатомного мазера, с помощью ионизационных камер. А также на работы [59, 60], где также описаны реальные эксперименты по обнаружению энергетических состояний атомов по фотонам резонансной флюоресценции, возбуждаемой специальными лазерными импульсами. Вторая проблема связана с неидеальностью процесса детектирования фотонов. По всей видимости, главный вклад в неидеальность вносят события, связанные с пропуском детектором значимых событий: взаимодействие атомов–зондов с ионизующим лазерным импульсом (или импульсом, вызывающим резонансную флуоресценцию) закончилось, а отсчет (щелчок «up» или «down») не зарегистрирован. Такое событие легко обнаруживается, оно не входит в список значимых событий, и поэтому, отбрасывается.

Вторая схема, при правильной настройке детектора, позволяет с помощью косвенных квантовых измерений обнаружить условное (обусловленное результатом измерения) однофотонное состояние моды. Накачка микрорезонатора осуществляется полем резонансной флуоресценции от одного атома-источника, возбуждаемого внешним классическим полем. Резонатор настраивается на крыло спектра (боковой пик) резонансной флуоресценции Моллоу. Поле в резонаторе тестируется с помощью пролетающих через (или рядом) микрорезонатор невозбужденных атомов. Вылетающие из резонатора атомы анализируются с помощью селективных к энергетическому состоянию атома ионизационных камер. Как показано в работе, параметры детектора можно выбрать так, что в момент получения информации о возбужденном состоянии атома-зонда можно однозначно сделать вывод о состоянии моды резонатора. Условная редуцированная матрица плотности моды будет соответствовать чистому фоковскому однофотонному состоянию. Сделан ряд предположений, упрощающих анализ задачи. Процесс фотодетектирования предполагается идеальным, то есть энергетическое состояние каждого вылетающего из резонатора атома определяется однозначно. Неидеальность не изменит «чистоту» однофотонного состояния, но уменьшит вероятность его наблюдения. Предположение нулевой температуры хорошо оправдывается, так как современный эксперимент можно выполнять при температуре резонатора 0.1 K, что соответствует среднему числу термических фотонов в резонаторе $3 \cdot 10^{-5}$ при частоте фотона 20 ГГц, что пренебрежимо мало по сравнению с числом фотонов, созданном в резонаторе резонансной флуоресценцией. Время жизни фотона на той же частоте при добротности резонатора порядка 10^{11} составит несколько секунд. В предлагаемом методе необходимо строго стабилизировать интервал времени τ от начала взаимодействия моды и атома-зонда до момента получения отсчета. Время взаимодействия τ должно быть зафиксировано с относительной погрешностью, определяемой долями процента. Оценим время на одно событие ΔT (создание однофотонного состояния в резонаторе). Число попыток (пролетов атомов-зондов) оценивается как $1/P_1$. Длительность одного пролета прядка $1/\gamma$. Тогда $\Delta T \approx 1/(\gamma P_1)$. Полагая $\gamma \approx 10^5 c^{-1}$, $P_1 \approx 2 \cdot 10^{-4}$, получаем $\Delta T \approx 0.05\,c$. Вероятность P_1 может меняться в широких пределах, например, вблизи двухфотонного резонанса (при использованном наборе параметров это соответствует $\varepsilon \approx 2$), и, как следствие, время ΔT также может существенно отличаться от приведенной оценки.

Имеющиеся в литературе элементы теории и экспериментальные данные по добротности микрорезонаторов позволяют надеяться на возможность функционирования предложенных в работе протоколов. Работа поддержана государственным контрактом №П689 на выполнение поисковых научно-исследовательских работ для государственных нужд (P689_NK-526P) и НИОКР РК10186.

Литература

[1] O'Brien J. L., Furusawa A., Vučković J. Photonic quantum technologies // Nature Photonics, 2009, 3, P. 687–695.

[2] Nielsen M. A., Chuang I. L. Quantum Computation and Quantum Information, Cambridge University Press, Cambridge, 2000.

[3] Bouwmeester D., Ekert A.,Zeilinger A., The Physics of Quantum Information, Springer, Berlin, 2000.

[4] Knill E., Laflamme R., Milburn G. J. A scheme for efficient quantum computation with linear optics // Nature, 2001, 409, P. 46–52.

[5] Kok P., Munro W.J., Nemoto K., Ralph T.C., Dowling J.P., Milburn G.J. Linear optical quantum computing with photonic qubits // Rew. Mod. Phys., 2007, 79, P. 135.

[6] Elliott C. Building the quantum Network // New Journal of Physics, 2002, 4, P. 46.1–46.12.

[7] Kimble H. J. The Quantum Internet // Nature, 2008, 453, P. 1023.

[8] Tanabe T., Notomi M., Taniyama H., Kuramochi E. Dynamic release of trapped light from an ultrahigh-q nanocavity via adiabatic frequency tuning // Phys. Rev. Lett., 2009, 102, 043907.

[9] Maitre X., Hagley E., Nogues G., Wunderlich C., Goy P., Brune M., Raimond J. M., Haroche S. Quantum memory with a single photon in a cavity // Phys. Rev. Lett., 1997, 79, т 4, P. 769-772.

[10] Leung P. M., Ralph T. C. Quantum memory scheme based on optical filters and cavities // Phys. Rev. A, 2006, 74, 022311.

[11] Pittman T. B., Franson J. D. Cyclical quantum memory for photonic qubits // Phys. Rev. A. 2002. 66, 062302.

[12] Pittman T. B., Jacobs B. C., Franson J. D. Single photons on pseudodemand from stored parametric down-conversion // Phys. Rev. A., 2003, 66, 042303.

[13] Sangouard N., Simon Ch., Minar J., Zbinden H., de Riedmatten H., Gisin N. Long-distance entanglement distribution with single-photon sources // Phys. Rev. A., 2007, 76, 050301.

[14] Duan L. M., Lukin M. D., Cirac J. I., Zoller P. Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics // Nature, 2001, 414, P. 413.

[15] Vasilyev D. V., Sokolov I. V., Polzik E. S. Quantum memory for images: A quantum hologram // Phys. Rev., 2008, 77, 020302.

[16] Castelletto S. A., Scholten R. E. Heralded single photon sources: a route towards quantum communications technology and photon standards // Eur. Phys. J. Appl. Phys., 2008, 41, P. 181–194.

[17] Kumar P., Kwiat P., Migdall A., Nam S., Vuckovic J., Wong F.N.C. Photonic technologies for quantum information processing // Quantum Inf. Processing, 2004, 3, 215.

[18] Vahala K. J. Optical microcavities // Nature, 2003, 424, P. 839–846.

[19] Braginsky V. B., Gorodetsky M. L., Ilchenko V. S. Quality-factor and nonlinear properties of optical whispering-gallery modes // Physics Letters A, 1989, 137, P. 393–397.

[20] Yong Yang, Yun-Feng Xiao, Chun-Hua Dong, Jin-Ming Cui, Zheng-Fu Han, Guo-Dong Li, Guang-Can Guo. Fiber-taper-coupled zeolite cylindrical microcavity with hexagonal cross section // Appl. Opt., 2007, 46, P. 7590–7593

[21] Kippenberg T. J., Kalkman J., Polman A., Vahala K. J. Demonstration of an erbium-doped microdisk laser on a silicon chip // Physical Review A, 2006, 74, 051802.

[22] Faraon A., Englund D., Fushman I., Vuckovic J., Waks E. Efficient photonic crystal cavity-waveguide couplers // Applied Physics Letters, 2007, 90, 073102.

[23] Walmsley I. A. Looking to the future of quantum optics // Science, 2008, 319, P. 1211–1213.

[24] O'Brien J. L. Optical quantum computing // Science, 2007, 318, P. 1567-–1570.

[25] Politi A., Cryan M. J., Rarity J. G., Siyuan Yu., O'Brien J. L. Silica-on-silicon waveguide quantum circuits // Science, 2008, 320, P. 646.

[26] Darquié B., Jones M., Dingjan J., Beugnon J., Bergamini S., Sortais Y., Messin G., Browaeys A., Grangier P. Controlled single-photon emission from a single trapped two-level atom // Science, 2005, 309, P. 454–456.

[27] Noh J. // J. Korean Phys. Soc., 2004, 44, 271.

[28] Ottaviani C., Rebic S., Vitali D., Tombesi P., Quantum Phase Gate Operation Based on Nonlinear Optics: Full Quantum Analysis // Phys. Rev., 2006, 73, 010301.

[29] Brattke S., Varcoe B.T.H., Walther H. Generation of Photon Number States on Demand via Cavity Quantum Electrodynamics // Phys. Rev. Lett., 2001, 86 , P. 3534-3537.

[30] Chuang I. L., Yamamoto Y. Simple Quantum Computer // Phys. Rev. A, 1995, 52, P. 3489-3496.

[31] Castelletto S. A., Scholten R. E. Heralded single photon sources: a route towards quantum communications technology and photon standards // Eur. Phys. J. Appl. Phys., 2008, 41, P. 181–194.

[32] Shields A. J. Semiconductor quantum light sources // Nature Photonics, 2007, 1, 215-223.

[33] Grossmann T., Hauser M., Beck T., Gohn-Kreuz C., Karl M., Kalt H., Vannahme Ch., Mappes T. High-Q conical polymeric microcavities // Appl. Phys. Lett., 2010, 96, 013303.

[34] Журавлев М. В. Пороговая мощность вынужденного температурного рассеяния в кварцевых микрорезонаторах // ЖТФ, 2010, 80, вып. 6, С. 135–137.

[35] Heindel T., Schneider C., Lermer M., Kwon S. H., Braun T., Reitzenstein S., Hofling S., Kamp M., Forchel A. Electrically driven quantum dot-micropillar single photon source with 34% overall efficiency // Appl. Phys. Lett., 2010, 96, 011107.

[36] He L., Ozdemir S. K., Zhu J., Yang L. Self-pulsation in fiber-coupled, on-chip microcavity lasers // Opt. Lett., 2010, 35, P. 256–258.

[37] Bommer M., Schulz W.–M., Thomay T., Tomas M., Rossbach R., Jetter M., Leitenstorfer A., Bratschitsch R., Michler P. // J. Phys.: Conf.Ser., 2010, 210, 012010.

[38] Beveratos A., Brouri R., Poizat J.-P., Grangier P. // arXiv:quant-ph/0010044, 2000.

[39] Martin A., Cristofori V., Aboussouan P., Herrmann H., Sohler W., Ostrowsky D.B., Alibart O., Tanzilli S. // arXiv: quant-ph/ 0901.2815, 2009.

[40] U'Ren A. B., Silberhorn C., Banaszek K., Walmsley I. A. Efficient Conditional Preparation of High-Fidelity Single Photon States for Fiber-Optic Quantum Networks // Phys. Rev. Lett., 2004, 93, 093601.

[41] Halder M., Beveratos A., Thew R. T., Jorel C., Zbinden H., Gisin N. High coherence photon pair source for quantum communication // New J. Phys., 2008, 10, 023027.

[42] Fulconis J., Alibart O., O'Brien J.L., Wadsworth W.J., Rarity J.G. // arXiv:quant-ph/0611232, 2006.

[43] Cui Liang, Li Xiao-Ying, Fan Hai-Yang, Yang Lei, Ma Xiao-Xin // Chin. Phys. Lett., 2009, 26, т 4, 044209.

[44] Prochazka I., Hamal K., Sopko B. Recent achievements in single photon detectors and their applications // J. Mod. Opt., 2004, 51, т 9/10, P. 1289-–1313.

[45] Gansen E.J., Rowe M.A., Greene M.B., Rosenberg D., Harvey T.E., Su M.Y., Hadfield R.H., Nam S.W., Mirin R.P. Photon-number-discriminating detection using a quantum-dot, optically gated, field-effect transistor // Nature Photon., 2007, 1, P. 585–588.

[46] Kardunal B.E.,Yuan Z.L.,Shields A.J. An avalanche-photodiode-based photon-number-resolving detector // Nature Photon., 2008, 2, P. 425–428.

[47] Jiang L. A., Dauler E. A., Chang J. T. Photon-number-resolving detector with 10 bits of resolution // Phys. Rev. A, 2007, 75, 062325.

[48] Waks E., Inoue K., Oliver W. D., Diamanti E., Yamamoto Y. // ArXiv: quant-ph/0308054, 2003.

[49] Li H. W., Kardynal B. E., See P., Shields A. J., Simmonds P., Beere H. E., Ritchie D. A. Quantum dot resonant tunneling diode for telecommunication wavelength single photon detection // Appl. Phys. Lett., 2007, 91, 073516.

[50] Fitch M. J., Jacobs B. C., Pittman T. B., Franson J. D. Photon-number resolution using time-multiplexed single-photon detectors // Phys. Rev. A, 2003, 68, 4, 043814.

[51] Achilles D., Silberhorn Ch., Sliwa C., Banaszek K., Walmsley I. A. Fiber-assisted detection with photon number resolution // Opt. Lett., 2003, 28, P. 2387-2389.

[52] Rohde P. P. Non-deterministic approximation of photon number discriminating detectors using non-discriminating detectors // J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt., 2005, 7, P. 82-86.

[53] Kok P., Braunstein S. L. Detection devices in entanglement-based optical state preparation // Phys. Rev. A, 2001, 63, 033812.

[54] Bloembergen N. Solid state infrared quantum counters // Phys. Rev. Lett., 1959, 2, P. 84–85.

[55] Mandel L. Antinormally ordered correlations and quantum counters // Phys. Rev. A, 1966, 152, P. 438–451.

[56] Басов Н. Г., Крохин О. Н., Попов Ю. М. Генерация, усиление и индикация инфракрасного и оптического излучений с помощью квантовых систем // УФН, 1960, 72, № 10.

[57] Varcoe B. T. H., Brattke S., Walther H. The creation and detection of arbitrary photon number states using cavity QED // New J. Phys., 2004, 6, 97.

[58] Walther H. Generation and detection of photon number states on demand // Quantum Computers and Computing, 2005, 5 (1), P. 89–102.

[59] Lloyd S., Shahriar M.S., Shapiro J.H., Hemmer P.R. Long distance, unconditional teleportation of atomic states via complete Bell state measurements // Phys. Rev. Lett., 2001, 87, 167903.

[60] Pellizzari T., Gardiner S.A., Cirac J.I., Zoller P., Decoherence, continuous observation, and quantum computing: a cavity QED model // Phys. Rev. Lett., 1995, 75, P. 3788–3791.

[61] Мирошниченко Г. П. Измерение статистических характеристик квантованной моды в различных режимах фотодетектирования // ЖЭТФ, 2007, 131, вып. 5, С. 829–841.

[62] Мирошниченко Г. П. Статистика дискретного фотодетектирования резонансной флуоресценции на «боковых» резонансах Моллоу // ЖЭТФ, 2008, 134, вып. 6, С. 1115-1124.

[63] Мирошниченко Г. П. Дискретное фотодетектирование квантовых скачков на V-конфигурации атомных уровней // ЖЭТФ, 2009, 136, вып. 2, С. 232–246.

[64] Kraus K., Lecture Notes: States, Effects and Operations: Fundamental Notions of Quantum Theory, Springer, New York, 1983.

[65] Jung-Tsung Shen, Shanhui Fan. Theory of single-photon transport in a single-mode waveguide. I. Coupling to a cavity containing a two-level atom // Phys. Rev. A, 2009, 79, 023837.

[66] Mollow B. R. Power spectrum of light scattered by two-level systems // Phys. Rev., 1969, 188, P. 1969–1975.

НАНОСИСТЕМЫ: ФИЗИКА, ХИМИЯ, МАТЕМАТИКА, 2011, 2 (1), С. 64–81

УДК 54.138

РЕАЛИЗАЦИЯ ЭЛЕМЕНТНОЙ БАЗЫ ОПТИЧЕСКИХ ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ НА ОСНОВЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ АТОМНЫХ ГАЗОВ

Г. П. Мирошниченко[1], А. И. Трифанов[2]

[1,2]Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий,
механики и оптики

[1]gpmirosh@gmail.com, [2]alextrifanov@gmail.com

В полуклассическом приближении исследуются эффекты, связанные с нелинейным взаимодействием электромагнитного поля со средой. В частности, в стационарном режиме рассматривается взаимодействие четырех мод поля с переходами пятиуровневой атомной M-схемы. Найдены условия, при которых М-схема по своим оптическим свойствам близка к двух или трехуровневым схемам. На основе восьми полученных для атомной матрицы плотности решений рассчитаны суммарные набеги фаз рабочих волн и показано, что М-схема может выполнять операцию дважды контролируемого набега фазы. На примере взаимодействия электромагнитного поля с трехуровневой Λ-схемой исследуется гистерезис в нелинейной оптической системе с бистабильностью абсорбционного типа. Роль нелинейного элемента играет ячейка с парами атомов Λ-типа, помещенная в однонаправленный кольцевой резонатор. В обратную связь включены два электромагнитных поля, взаимодействующие с двумя атомными переходами. Найдена двумерная область стабильности в координатах начальных интенсивностей полей и исследована зависимость ее формы от значений различных параметров оптической системы. Получены кривые «вход-выход», отвечающие различным траекториям в области стабильности.

Ключевые слова: оптические информационные технологии, эффект Керра, электромагнитно-индуцированная прозрачность, фазовый гейт, обратная связь, оптическая бистабильность, гистерезис.

1. Введение

Одной из ключевых проблем информационных технологий является усиление защищенности и увеличение скорости передачи и обработки информации. Для ее решения в настоящее время успешно используются различные оптические и оптоэлектронные системы, реализующие аналоги элементов электронных логических устройств. Функционирование новой элементной базы основывается на принципах классической и квантовой оптики [1], [2], квантовой механики [3]. В квантовых оптических технологиях в качестве носителей (единиц, битов) информации используются фотоны. На принципах квантовой оптики основаны протоколы квантовых коммуникаций — квантовая криптография, квантовая телепортация, плотное кодирование [4], [5]. Предложены и частично реализованы масштабируемые схемы линейных оптических квантовых вычислений [6], [7]. Разработаны архитектуры масштабируемых квантовых оптических сетей, использующих приборы, работающие по законам линейной оптики [6], [8], [9]. Исследованы методы запоминания и воспроизведения квантовой информации, закодированной в состояниях фотонов, локализованных в высокодобротных резонаторах, в интерферометрах, волноводах, линиях задержки [10], [11], [12], [13], [14]. Изучены методы записи квантовой информации, закодированной в состояниях поляризации фотонов, на квантовые состояния одиночных атомов, или на коллективные квантовые состояния атомного ансамбля, и ее последующего считывания [15], [16], [17].

Однако, необходимо отметить специфику использования фотона в качестве носителя информации. Она заключается в том, что с одной стороны при распространении свет взаимодействует с окружающей средой крайне слабо, что ведет к уменьшению количества ошибок при передаче сообщения. С другой стороны это служит препятствием на пути создания устройств обработки информации, которые должны обеспечить взаимодействие двух и более ее носителей. Можно выделить два подхода к решению данной проблемы. Первым из них является использование информационных технологий, работающих по протоколам линейных оптических квантовых вычислений и коммуникаций [6], [7]. Здесь преобразование информации, закодированной в состояниях одиночных фотонов, осуществляется с помощью линейных оптических элементов — светоделителей (СД), поляризационных светоделителей (ПСД), фазовых пластинок, зеркал и других элементов. Трудности развития данного направления обусловлены тем, что из-за отсутствия взаимодействия фотонов в линейных элементах оптики, протоколы квантовых оптических информационных технологий, использующие двух и многокубитные операции, являются вероятностными.

Второй подход использует нелинейное взаимодействие электромагнитного поля со средой. В этом случае две моды (классические или квантовые), распространяясь в веществе, меняют условия прохождения друг для друга. В основе этого подхода лежит использование нелинейного оптического эффекта Керра и связанных с ним эффектов взаимовлияния электромагнитных полей. Детальный обзор классического эффекта Керра дан в работах [1], [2], [18], [19], [20]. Кросс-фазовая модуляция и самомодуляция, в основе которых лежит рассматриваемый эффект, широко используются в оптических линиях связи для компенсации дисперсионного уширения лазерных импульсов [21], а также получения сверхкоротких импульсов. Созданы оптические элементы, обладающие свойством бистабильности. В качестве примера здесь можно привести оптические транзисторы (трансфазеры), разветвители, коммутаторы оптические переключатели [22] и другие нелинейно-оптические элементы [23]. При помощи световых полей можно управлять оптическими свойствами среды, например, уменьшая ее линейный отклик в определенном диапазоне частот. В случае одиночных фотонов представляет интерес квантовый эффект Керра для однофотонных волновых пакетов [24], [22], [25], [26], благодаря которому взаимодействие фотонов в среде существенно возрастает. Удобной для исследований в данной области является модель трехуровневого Λ-атома [27], [28], [29]. Существование двух каналов возбуждения и их интерференция позволяют создать состояние, в котором отсутствует возбужденный, флуоресцирующий уровень. В этом — «темновом» — состоянии минимизируются радиационные потери. Наличие у трехуровневого атома «темнового» состояния объясняет эффект когерентного пленения населенностей, наблюдаемый по исчезновению сигнала флуоресценции [30]. Другое проявление «темновых» состояний - эффект электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭМИП) [31], [32] - наблюдается в стационарном режиме по увеличению пропускания среды [33] и в импульсном режиме по изменению групповой скорости «темновых» поляритонов [34], [35], [36].

В нелинейных оптических системах, охваченных петлей обратной связи, возникает оптическая бистабильность [23]. Зависимость «вход-выход» у таких систем не является однозначной и определяется их предшествующей эволюцией. Существование нескольких уровней сигнала на выходе при одном и том же значении входного сигнала позволяет реализовать элементы оптической памяти. Основными причинами ОБ являются насыщение атомного перехода и нелинейная зависимость показателя преломления от величины поля, взаимодействующего с этим переходом. С первым процессом связывают абсорбционный тип ОБ, а со вторым - дисперсионный [1], [23]. Простейшей моделью для теоретического исследования ОБ является двухуровневый атом, помещенный в кольцевой резонатор и взаимодействующий с модой электромагнитного излучения [37], [39], [38]. Изучение способов управления оптическим гистерезисом можно осуществлять, используя модель трехуровневого Λ-атома [40], [41]. В этом случае включение в систему дополнительного электромагнитного поля, взаимодействующего с атомом позволяет существенно увеличить число управляющих параметров. Изменение величины этого поля приводит к возможности получения различных значений порогов ОБ и величин скачка между ветвями гистерезиса. В [41] указывается на возможность наблюдения в газе Λ-атомов оптической мультистабильности (ОМ). Работы [42], [43], [44] посвящены экспериментальному изучению ОБ и ОМ при взаимодействии поля с атомами Λ-типа (пары атомов ^{87}Rb). В частности, в [42] рассматривается переход от хаоса к ОБ при изменении частотных отстроек полей от соответствующих атомных переходов. В [43] исследуется зависимость ширины петли гистерезиса от величины управляющего поля и величин однофотонных и многофотонных отстроек. В [44] исследуют ОМ. Она возникает в результате наблюдения одновременно абсорбционного и дисперсионного типов ОБ. Необходимым условием наблюдения ОМ является высокая оптическая плотность среды. Следует отметить, что гистерезис можно наблюдать не только в зависимости интенсивности поля на выходе от интенсивности на входе. Изменение интенсивности при изменении частотной отстройки имеет также характер гистерезиса [27], [38].

Целью настоящей работы является исследование в полуклассическом приближении нелинейного взаимодействия электромагнитного поля со средой, а также возможности использования полученных результатов к квантовым вычислениям. Работа поделена условно на три части. В первой части изучаются нелинейные эффекты, связанные с резонансным взаимодействием электромагнитных полей, действующих на четырех переходах пятиуровневой М-схемы атомных уровней (в стационарном режиме). Исследуются 8 стационарных решений для атомной матрицы плотности в зависимости от состояния круговых поляризаций трех, рабочих, классических мод поля. С помощью данных решений рассчитаны восприимчивости М-схемы на частотах рабочих полей. Для уменьшения поглощения полей на рабочих переходах использован стационарный режим ЭМИП. Найдены условия, при которых М-схема по своим оптическим свойствам близка к двух или трехуровневым схемам. Во второй части на основе полученных восьми решений рассчитаны суммарные набеги фаз рабочих волн и показано, что М-схема может выполнять операцию дважды контролируемого набега фазы (аналог квантовой трехкубитовой операции). Такое преобразование весьма важно при реализации квантовых оптических устройств. В третьей части в приближении среднего поля исследуется режим ОБ в случае, когда в обратную связь включены два электромагнитных поля, взаимодействующие с переходами атома Λ - типа. Рассматривается абсорбционный тип ОБ. Для нахождения коэффициентов поглощения нелинейного элемента используется стационарное решение уравнения Лиувилля для атомной матрицы плотности. Это решение затем используется в нелинейных уравнениях, описывающих динамику оптической системы с обратной связью. В результате найдена двухмерная область ОБ в координатах интенсивностей полей на входе. Исследована зависимость формы полученной области от значений различных параметров системы (однофотонные отстройки и др.). Получены кривые «вход-выход», отвечающие различным траекториям в двумерной области значений интенсивностей на входе. Показано, что включение второй петли обратной связи позволяет получить гистерезис в зависимости выходной интенсивности одного поля от входной интенсивности другого (перекрестный гистерезис).

2. Исследование классического эффекта Керра в среде с М-конфигурацией атомных уровней

Поместим ячейку с парами некоторого щелочноземельного элемента (например ^{87}Rb)в сильное магнитное поле. Из системы атомных уровней выбирается подсистема, состоящая из пяти зеемановских подуровней (М-схема, рис.1, [25]):

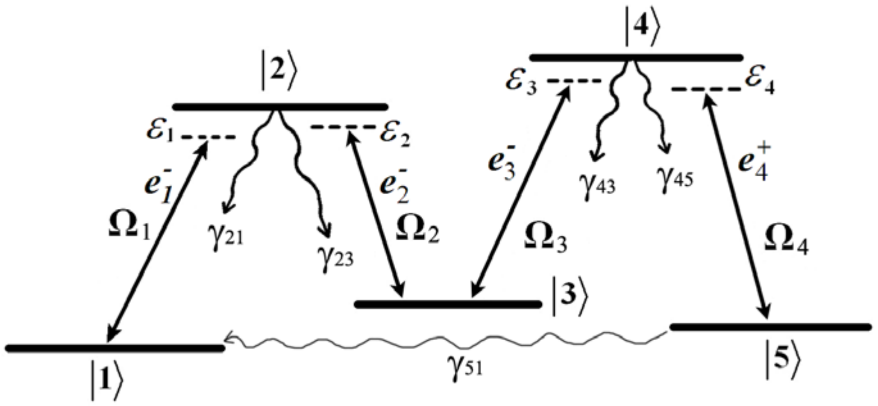


Рис. 1. Система из пяти энергетических уровней атома ^{87}Rb в сильном магнитном поле — «М-схема»

$$\begin{array}{l} |1\rangle = \left|5S_{1/2}, F=1, m=1\right\rangle, \\ |2\rangle = \left|5P_{3/2}, F=1, m=0\right\rangle, \\ |3\rangle = \left|5S_{1/2}, F=2, m=1\right\rangle, \\ |4\rangle = \left|5P_{1/2}, F=1, m=0\right\rangle, \\ |5\rangle = \left|5S_{1/2}, F=1, m=-1\right\rangle. \end{array} \tag{1}$$

Подействуем на атомные переходы резонансными циркулярно поляризованными модами излучения на частотах ω_1, ω_2, ω_3, ω_4. Обозначим e_j^+, e_j^-, $j = 1, 2, 3, 4$ — векторы циркулярных (соответственно правых и левых) поляризаций мод излучения. Будем считать, что переход $|1\rangle \to |2\rangle$ разрешен для поля с вектором поляризации e_1^-, переход $|2\rangle \to |3\rangle$ разрешен для поля с вектором поляризации e_2^-, переход $|3\rangle \to |4\rangle$ разрешен для поля с вектором поляризации e_3^-, переход $|4\rangle \to |5\rangle$ разрешен для поля с вектором поляризации e_4^+. Зависящий от времени гамильтониан атома, взаимодействующего с классическими полями, имеет вид

$$H(t) = H_0 - V(t). \tag{2}$$

Здесь H_0 — атомный гамильтониан

$$H_0 = \sum_{j=1}^{5} E_j \cdot \sigma_{jj}, \tag{3}$$

а $V(t)$ — оператор взаимодействия атома с классическими полями:

$$\begin{array}{l} V(t) = \Omega_1 \sigma_{12} \exp(i\omega_1 t) + \Omega_2 \sigma_{32} \exp(i\omega_2 t) + \\ +\Omega_3 \sigma_{34} \exp(i\omega_3 t) + \Omega_4 \sigma_{54} \exp(i\omega_4 t) + (H.C.). \end{array} \tag{4}$$

Ω_1, Ω_2, Ω_3, Ω_4 — частоты Раби действующих полей, σ_{ij} — атомные операторы

$$\sigma_{ij} = |i\rangle\langle j|, i, j = 1, 2, 3, 4, 5. \tag{5}$$

Здесь $|j\rangle$

$$H_0 |j\rangle = E_j |j\rangle, j = 1, 2, 3, 4, 5 \tag{6}$$

- базис атомного гамильтониана (3), (H.C.) — эрмитово сопряжение. Определим однофотонные отстройки ε_j:

$$\varepsilon_1 = E_2 - E_1 - \omega_1, \;\; \varepsilon_2 = E_2 - E_3 - \omega_2, \;\; \varepsilon_3 = E_4 - E_3 - \omega_3, \;\; \varepsilon_4 = E_4 - E_5 - \omega_4, \tag{7}$$

и многофотонные отстройки Δ_j:

$$\Delta_1 = \varepsilon_1, \;\; \Delta_2 = \varepsilon_1 - \varepsilon_2, \;\; \Delta_3 = \varepsilon_1 - \varepsilon_2 + \varepsilon_3, \;\; \Delta_4 = \varepsilon_1 - \varepsilon_2 + \varepsilon_3 - \varepsilon_4. \tag{8}$$

Выберем начало отсчета энергии $E_1 = 0$ и перепишем (2) во вращающейся системе отсчета с помощью унитарного преобразования $U\left(t\right)$

$$H = U^{\clubsuit}\left(t\right) \cdot H\left(t\right) \cdot U\left(t\right), \tag{9}$$

где

$$U\left(t\right) = \exp\left\{-i\,\tilde{H}\,t\right\}, \tag{10}$$

$$\tilde{H} = \omega_1\sigma_{22} + \left(\omega_1 - \omega_2\right)\sigma_{33} + \left(\omega_1 - \omega_2 + \omega_3\right)\sigma_{44} + \left(\omega_1 - \omega_2 + \omega_3 - \omega_4\right)\sigma_{55}. \tag{11}$$

Во вращающейся системе отсчета гамильтониан M-схемы (9) стационарен и имеет вид:

$$H = \sum_{j=1}^{4}\left(\Delta_j\sigma_{j+1,j+1} + \Omega_j\left(\sigma_{j,j+1} + \sigma_{j+1,j}\right)\right). \tag{12}$$

Для расчета взаимного влияния полей, распространяющихся в нелинейной среде, необходимо решить квантовое уравнение Лиувилля для матрицы плотности M-схемы

$$i\frac{\partial\rho\left(t\right)}{\partial t} = \left[H\left(t\right), \rho\left(t\right)\right] + i\Gamma\rho\left(t\right). \tag{13}$$

Здесь $H\left(t\right)$ — гамильтониан системы (2), супероператор релаксации, действующий на произвольную атомную матрицу плотности ρ по правилу

$$\left(\Gamma\rho\right)_{ij} = \left\{\begin{array}{l} -\rho_{ij}\Gamma_{ij}, \;\; \Gamma_{ij} = \Gamma_{ji}, \;\; i \neq j, \\ \sum\limits_{k=1}^{5}\left(\gamma_{kj}\rho_{kk} - \gamma_{jk}\rho_{jj}\right), \;\; i = j. \end{array}\right. \tag{14}$$

Будем искать установившееся решение (13), то есть матрицу плотности, меняющуюся во времени на частотах действующих полей и на целочисленных комбинациях частот. Для этого перепишем уравнение (13) во вращающуюся систему отсчета с помощью оператора (10) и получим уравнение Лиувилля с не зависящим от времени гамильтонианом (12). Искомое установившееся решение запишется в виде

$$\rho\left(t\right) = U\left(t\right) \cdot \rho \cdot U^{\clubsuit}\left(t\right). \tag{15}$$

Здесь матрица плотности ρ является решением стационарного уравнения

$$\left[H, \rho\right] + i\Gamma\rho = 0. \tag{16}$$

Найдем приближенные решения уравнения (16) при различных комбинациях векторов поляризаций трех, взаимодействующих с атомом, полей с частотами ω_1, ω_2, ω_4. Поле на частоте ω_3 будем называть контролирующим, оно всегда включено и имеет вектор поляризации e_3^- Для упрощения сделаем следующее предположение о скоростях релаксации диагональных элементов Γ_{kj} матрицы плотности

$$\gamma_{21}, \gamma_{23}, \gamma_{43}, \gamma_{45} \neq 0, \tag{17}$$

$$\gamma_{51} \ll \gamma_{21}, \gamma_{23}, \gamma_{43}, \gamma_{45}. \tag{18}$$

Ненулевое значение скорости γ_{51} (18) необходимо для того, чтобы обеспечить единственность стационарного состояния М-схемы. Остальные скорости $\gamma_{k\,j}$ равны нулю (приближение нулевой температуры). В случае, когда состояние поляризации первого светового пучка запрещает переход $|1\rangle \to |2\rangle$, а остальные векторы поляризации произвольны (e_1^+ ,$e_2^\pm$,$e_4^\pm$), четыре стационарных решения уравнения (16) имеют вид

$$\rho^{(1)} = \rho^{(2)} = \rho^{(3)} = \rho^{(4)} = |1\rangle\,\langle 1|\,. \tag{19}$$

Для двух комбинаций векторов поляризации $\left(e_1^-, e_2^\pm, e_4^-\right)$ переход $|4\rangle \to |5\rangle$ запрещен, получаем следующие стационарные решения

$$\rho^{(5)} = \rho^{(6)} = |5\rangle\,\langle 5|\,. \tag{20}$$

Рассмотрим динамику М-схемы, когда состояния поляризации световых пучков задаются следующими векторами: $\left(e_1^-, e_2^+, e_4^+\right)$ В этом случае в стационарном решении $\rho^{(7)}$ атомные состояния $|1\rangle$ и $|2\rangle$ присутствуют с малой амплитудой вероятности и М-схема по оптическим свойствам близка к Λ-схеме, построенной на состояниях $|3\rangle$, $|4\rangle$ и $|5\rangle$. Это утверждение справедливо при малых значениях скорости γ_{51}, когда выполнено условие

$$\frac{W_1}{\gamma_{51}}\frac{\gamma_{23}}{\gamma_{21}+\gamma_{23}} \gg 1, \tag{21}$$

где $W_k = \frac{2\Omega_k^2\Gamma_{k,k+1}}{\varepsilon_k^2+\Gamma_{k,k+1}^2}$, $k = 1\ldots 4$ — скорости вынужденного радиационного перехода с уровня $|k\rangle$ на уровень $|k+1\rangle$ Дисперсию и поглощение на переходах в Λ-схеме можно уменьшить, используя режим ЭМИП. Для этого полагаем $\varepsilon_3 = \varepsilon_4$. В режиме ЭМИП при

$$\varepsilon_3 = \varepsilon_4 = 0, \tag{22}$$

вещественные части матричных элементов $\rho_{45}^{(7)}$ и $\rho_{43}^{(7)}$ равны нулю (дисперсия на этих переходах отсутствует). Из точной формулы для Λ-схемы

$$\frac{\mathrm{Im}\left(\rho_{45}^{(7)}\right)}{\mathrm{Im}\left(\rho_{43}^{(7)}\right)} = \frac{\gamma_{45}}{\gamma_{43}}\frac{\Omega_3}{\Omega_4}, \tag{23}$$

следует, что для уменьшения поглощения на рабочем переходе с уровня $|5\rangle$ на уровень $|4\rangle$ необходимо положить

$$\Omega_3 < \Omega_4 \tag{24}$$

Для упрощения формулы, сделаем дополнительное предположение

$$\Gamma_{35}\Gamma_{34} < \Omega_4^2. \tag{25}$$

При этом условии матричный элемент $\rho_{45}^{(7)}$ приближенно равен:

$$\mathrm{Im}\left(\rho_{45}^{(7)}\right) \approx \frac{\gamma_{45}\Gamma_{35}\Omega_3^2}{\gamma_{43}\Omega_4^3}, \;\; \mathrm{Re}\left(\rho_{45}^{(7)}\right) = 0. \tag{26}$$

На рис.2 изображены вещественные и мнимые части $\rho_{45}^{(7)}$ в зависимости от величины однофотонной отстройки ε_4 при различных значениях Γ_{35}. Для сравнения на рисунке указан уровень $\mathrm{Im}\left(\rho_{45}^{(7)}\right)$ (26) при значении $\varepsilon_4 = 0$.

Наконец, рассмотрим случай, когда на вход системы подается излучение со следующими состояниями поляризации $\left(e_1^-, e_2^-, e_4^+\right)$ и найдем решение $\rho^{(8)}$ В этом случае работают оба плеча М-схемы и анализ задачи требует рассмотрения всей системы из пяти уровней.

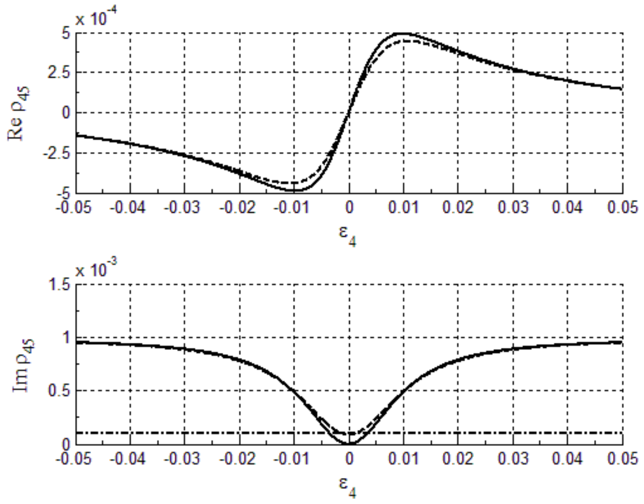


Рис. 2. Зависимость вещественной (сверху) и мнимой (снизу) части матричного элемента $\rho_{45}^{(7)}$ от величины однофотонной отстройки ε_4 при значениях $\Gamma_{35} = 0$ (сплошная линия) и $\Gamma_{35} = 10^{-3}$ (пунктирная линия), приближенное значение $\mathrm{Im}\left(\rho_{45}^{(7)}\right)$ для $\varepsilon_4 = 0$, рассчитанное по формуле 26 (штрихпунктирная линия). Значения остальных параметров взяты из (43).

Можно отметить разные режимы работы М-схемы. Например, при соотношениях между многофотонными отстройками Δ_1, Δ_2, Δ_4

$$\Delta_1 = \Delta_4 + \frac{\Delta_2\Omega_1^2 - \Delta_4\left(\Omega_2^2 + \Omega_1^2\right)}{\Delta_4\left(\Delta_4 - \Delta_2\right)}, \tag{27}$$

получим режим ЭМИП в правом плече М-схемы. Для получения режима ЭМИП в левом плече необходимо установить следующую трехфотонную отстройку

$$\Delta_3 = \frac{\Delta_2\Omega_4^2 + \Delta_4\Omega_3^2}{\Delta_2\Delta_4}. \tag{28}$$

При $\Delta_2 = \Delta_4 = 0$, получим режим ЭМИП во всей М-схеме. Это состояние системы описывается суперпозицией неизлучающих состояний $|1\rangle$, $|3\rangle$, $|5\rangle$ и является «темновым» состоянием всей М-схемы. Будем использовать М-схему в этом режиме (22). При большой однофотонной отстройке, вдали от резонанса (в области прозрачности)

$$\varepsilon_1 \gg \Omega_1, \quad \varepsilon_1 \gg \Gamma_{12} \tag{29}$$

М-схема по оптическим свойствам близка к двухуровневой схеме, построенной на состояниях $|1\rangle$, $|2\rangle$. Формула для матричного элемента $\rho_{12}^{(8)}$ в этом приближении

$$\rho_{21}^{(8)} \approx \frac{\Omega_1}{\left(\varepsilon_1 - i\Gamma_{12}\right)} = \frac{\Omega_1\varepsilon_1}{\varepsilon_1^2 + \Gamma_{12}^2} + i\frac{\Omega_1\Gamma_{12}}{\varepsilon_1^2 + \Gamma_{12}^2}, \tag{30}$$

будет хорошо работать, когда заселенность уровня $|1\rangle$ близка к единице. Это требование удовлетворяется при условии:

$$\frac{W_1}{W_2}\frac{\gamma_{23}}{\gamma_{21}} \ll 1, \tag{31}$$

а переходы не насыщаются соответствующими полями ($W_1 < \Gamma_{21}$, $W_2 < \Gamma_{23}$, $W_3 < \Gamma_{43}$, $W_4 < \Gamma_{45}$).

На рис. 3 приведены зависимости вещественной и мнимой частей $\rho_{12}^{(8)}$ от $\varepsilon_1 = \Delta_1$, полученные с помощью численного расчета для полной пятиуровневой схемы (сплошная линия), и при помощи аналитического выражения (30) (в линейном приближении по полю Ω_1). Из графиков видно, что кривые в рассматриваемом диапазоне значений ε_1 близки, что позволяет оценивать величину $\rho_{12}^{(8)}$ по формуле (30). При выбранных значениях параметров (30), (22) матричными элементами $\rho_{32}^{(8)}$ и $\rho_{54}^{(8)}$ по сравнению с $\rho_{12}^{(8)}$ можно пренебречь.

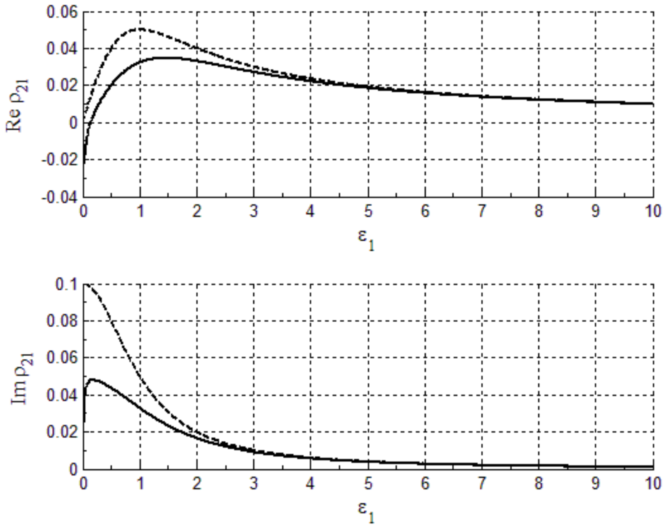


Рис. 3. Зависимость вещественной (сверху) и мнимой (снизу) части компоненты $\rho_{21}^{(8)}$ матрицы плотности от величины однофотонной отстройки ε_1. Сплошная линия — результат численного расчета, пунктирная — аналитический расчет в приближении двухуровневой схемы. Значения остальных параметров взяты из (43).

3. Оптическая реализация квантового гейта CCNOT

Данный раздел посвящен вопросу создания квантовых логических устройств, использующих эффекты квантовой оптики, на основе которых можно реализовать логику квантового компьютера: так называемые, квантовые логические вентили. Квантовый логический вентиль — это устройство, позволяющее совершать унитарное преобразование над кубитом или системой кубитов. Для выполнения любой логической операции требуется наличие некоторого числа однотипных вентилей, которые бы образовывали логический базис. В качестве таких базисных элементов могут выступать вентиль Фредкина («контролируемое НЕ», CNOT [45]) и однокубитовая операция поворота (оператор Адамара). Логический базис можно образовать с помощью элемента «дважды контролируемое НЕ» (трехкубитовый вентиль Тоффоли CCNOT), который осуществляет преобразование

$$|l\rangle_1 |m\rangle_2 |n\rangle_3 \rightarrow |l\rangle_1 |m\rangle_2 |n \oplus l \cap m\rangle_3 , l, m, n = \{0, 1\} \qquad (32)$$

где $\oplus$ — прямая сумма по модулю 2, и $\cap$ — конъюнкция, а $|l\rangle_1$, $|m\rangle_2$, $|n\rangle_3$ — квантовые состояния отдельных кубитов. Оптическая реализация такого универсального логического вентиля предлагается ниже. Рассмотрим контролируемый набег фазы (CPS) — квантовую операцию, при которой каждая компонента многокубитового состояния приобретает фазовый множитель, зависящий от состояний отдельных кубитов. Например, в случае трехкубитового состояния $|l\rangle_1 |m\rangle_2 |n\rangle_3$, $l, m, n \in \{0, 1\}$ данная операция может быть записана следующим образом:

$$|l\rangle_1 |m\rangle_2 |n\rangle_3 \to exp\left(-i\Delta\phi_{lmn}\right) |l\rangle_1 |m\rangle_2 |n\rangle_3 . \tag{33}$$

Здесь $\Delta\phi_{lmn}$ — суммарный набег фазы на состояниях кубитов. В нашей работе трехкубитовое состояние, на которое действует гейт CCNOT, составлено из трех однокубитовых состояний (однофотонные состояния взаимно ортогональных поляризаций рабочих мод)

$$\begin{array}{l} |0\rangle_1 = \widehat{a}^{\clubsuit}\left(\omega_1, e_1^+\right)|0,...\rangle, |1\rangle_1 = \widehat{a}^{\clubsuit}\left(\omega_1, e_1^-\right)|0,...\rangle, \\ |0\rangle_2 = \widehat{a}^{\clubsuit}\left(\omega_2, e_2^+\right)|0,...\rangle, |1\rangle_2 = \widehat{a}^{\clubsuit}\left(\omega_2, e_2^-\right)|0,...\rangle, \\ |0\rangle_3 = \widehat{a}^{\clubsuit}\left(\omega_4, e_4^-\right)|0,...\rangle, |1\rangle_3 = \widehat{a}^{\clubsuit}\left(\omega_4, e_4^+\right)|0,...\rangle. \end{array} \tag{34}$$

где $|0,...\rangle$ — состояние вакуума, $\widehat{a}^{\clubsuit}\left(\omega_j, e_j^{\pm}\right)$, $j \in \{1, 2, 4\}$ — операторы рождения фотона с частотой ω_j и круговыми поляризациями $e_j^{\pm}$ При прохождении однофотонного волнового пакета через вещество произведение однофотонных операторов электромагнитного поля $A^{\clubsuit}\left(\omega_1, e_1^{\pm}; \omega_2, e_2^{\pm}; \omega_4, e_4^{\pm}\right) = \widehat{a}^{\clubsuit}\left(\omega_1, e_1^{\pm}\right)\widehat{a}^{\clubsuit}\left(\omega_2, e_2^{\pm}\right)\widehat{a}^{\clubsuit}\left(\omega_4, e_4^{\pm}\right)$ приобретает фазовый множитель $\Delta\phi_{lmn}$:

$$A^{\clubsuit}\left(\omega_1, e_1^{\pm}; \omega_2, e_2^{\pm}; \omega_4, e_4^{\pm}\right) \to A^{\clubsuit}\left(\omega_1, e_1^{\pm}; \omega_2, e_2^{\pm}; \omega_4, e_4^{\pm}\right) \exp\left(-i\Delta\phi_{lmn}\right), \tag{35}$$

за счет которого возможна операция контролируемого набега фазы (32). Связь индексов $l, m, n \in \{0, 1\}$ в обозначении набега фазы $\Delta\phi_{lmn}$ в формуле (34) с состояниями поляризации отдельных фотонов $e_j^{\pm}$ определяется с помощью формулы (33). Операция CCNOT с помощью операции CPS получается следующим преобразованием:

$$CCNOT = \left(I \otimes I \otimes H\right) CPS \left(I \otimes I \otimes H\right), \tag{36}$$

где I — единичный оператор, а H — однокубитовый оператор Адамара. Операция CPS (32) в формуле (35) должна выполняться по следующему правилу

$$\begin{array}{l} \Delta\phi_{lmn} = \pi, l \cdot m \cdot n = 1, \\ \Delta\phi_{lmn} = 0, l \cdot m \cdot n = 0. \end{array} \tag{37}$$

Оценку суммарного набега фазы $\Delta\phi_{klm}$ получим в полуклассическом приближении, используя все восемь, полученных выше решений $\rho^{(1)} \ldots \rho^{(8)}$. Для этого необходимо рассчитать восприимчивости М-схемы на частотах действующих полей:

$$\chi\left(\omega_1\right) = \frac{N}{V}\frac{\left|d_{12}\right|^2}{\hbar}\frac{\rho_{21}}{\Omega_1}, \chi\left(\omega_2\right) = \frac{N}{V}\frac{\left|d_{23}\right|^2}{\hbar}\frac{\rho_{23}}{\Omega_2}, \chi\left(\omega_4\right) = \frac{N}{V}\frac{\left|d_{45}\right|^2}{\hbar}\frac{\rho_{45}}{\Omega_4}. \tag{38}$$

где $\chi\left(\omega_1\right)$, $\chi\left(\omega_2\right)$, $\chi\left(\omega_4\right)$ — восприимчивости на частотах ω_1, ω_2, ω_4 соответственно, ρ_{ij} — матричные элементы стационарной матрицы плотности, получаемой из уравнения (16). Суммарный набег фазы $\Delta\phi_{klm}$ выражается через восприимчивости по формуле:

$$\begin{array}{c} \Delta\phi_{lmn} = k_1 L\left(\mathrm{Re}\sqrt{1 + 4\pi\,\chi\left(\omega_1\right)} - 1\right) + \\ +k_2 L\left(\mathrm{Re}\sqrt{1 + 4\pi\,\chi\left(\omega_2\right)} - 1\right) + k_4 L\left(\mathrm{Re}\sqrt{1 + 4\pi\,\chi\left(\omega_4\right)} - 1\right), \end{array} \tag{39}$$

где k_j — волновой вектор поля частоты ω_j в вакууме, L - толщина слоя вещества. Покажем, что рассматриваемая система может реализовывать нужную операцию контролируемого набега фазы (36). Действительно, если трехкубитовое состояние кодируется векторами $\left(e_1^+, e_2^{\pm}, e_4^{\pm}\right)$, то, как было показано выше, решением (16) будут матрицы плотности (19).

Это означает, что поля на частотах ω_1, ω_2, ω_4, со средой взаимодействовать не будут, и нелинейный набег фазы равен нулю

$$\Delta\phi_{000} = \Delta\phi_{001} = \Delta\phi_{010} = \Delta\phi_{011} = 0. \tag{40}$$

Тот же случай имеет место и для комбинаций $\left(e_1^-, e_2^\pm, e_4^-\right)$. В этом случае решением (16) будет выражение (20) и значение нелинейного фазового набега и в этом случае будет также равно нулю:

$$\Delta\phi_{100} = \Delta\phi_{110} = 0. \tag{41}$$

Для состояния поляризаций с векторами $\left(e_1^-, e_2^+, e_4^+\right)$, пользуясь полученным выражением (26)

$$\Delta\phi_{101} = 0. \tag{42}$$

В последнем случае, когда все кубиты находятся в состоянии «1» (векторы поляризаций $\left(e_1^-, e_2^-, e_4^+\right)$) для расчета условного фазового набега $\Delta\phi_{111}$ следует использовать формулу (30). Так как М-схема при всех соотношениях поляризации работает в режиме ЭМИП, то поглощением можно пренебречь.

Для численного расчета были выбраны следующие параметры М-схемы (в единицах скорости спонтанного распада $\gamma_{ij} = 10^8 c^{-1}$)

$$\begin{gathered}
\Omega_1 = 0.1, \Omega_2 = 0.1, \Omega_3 = 0.01, \Omega_4 = 0.1, \\
\varepsilon_1 = 10, \ \ \varepsilon_2 = \varepsilon_3 = \varepsilon_4 = 0, \\
\gamma_{21} = \gamma_{23} = \gamma_{43} = \gamma_{45} = 1, \ \ \gamma_{51} = 10^{-5}, \\
\Gamma_{12} = \Gamma_{14} = \Gamma_{23} = \Gamma_{24} = \Gamma_{25} = \Gamma_{34} = \Gamma_{45} = 1, \Gamma_{13} = \Gamma_{35} = 10^{-3}, \Gamma_{15} = 10^{-5}.
\end{gathered} \tag{43}$$

Концентрация атомов в ячейке $N/V \approx 10^{13}$ см$^{-1}$, величины дипольных моментов $d_{12} \approx d_{23} \approx d_{34} \sim 1D$. Далее, оценка для условного набега фазы ($L = 0.15$ см, $k_1 = 2\pi \cdot 10^6$ см $^{-1}$ получилась следующей:

$$\Delta\phi_{111} \approx 1.16\pi. \tag{44}$$

При расчетах набега фазы в случае $\left(e_1^-, e_2^+, e_4^+\right)$ был получен условный фазовый сдвиг

$$\Delta\phi_{101} = 0. \tag{45}$$

Из закона Бугера $\left(I = I_0 e^{-\alpha L}\right)$ была получена оценка для поглощения при взаимодействии первого пучка со средой (α — коэффициент поглощения):

$$\alpha = 2\kappa k_0, \kappa = \mathrm{Im}\left(\sqrt{1 + 4\pi\chi\left(\omega_1\right)}\right). \tag{46}$$

Величина $(I_0 - I)/I_0$ оказалась равной 0.11.

4. Оптическая система с управляемым гистерезисом

В настоящем разделе на примере взаимодействия электромагнитного поля с атомом Λ-типа исследуется оптическая бистабильность и способы управления оптическим гистерезисом. Рассматривается случай, когда в обратную связь включены два электромагнитных поля, действующие на атомных переходах. Используется приближение среднего поля и стационарный предел. Рассматривается только абсорбционный тип оптической бистабильности.

Опишем модель. Поместим ячейку с атомным газом, играющую роль элемента с нелинейным коэффициентом поглощения в однонаправленный кольцевой резонатор (рис. 4). Коэффициенты отражения полупрозрачных зеркал M_1 и M_2 обозначим R_1 и R_2, а их коэффициенты пропускания T_1 и T_2 $(T_j + R_j = 1, \ j = 1, 2)$. Остальные зеркала для простоты будем считать идеально отражающими. В резонаторе возбуждены две моды классического электромагнитного поля E_1, и E_2 с частотами ω_1 и ω_2. Начальную интенсивность каждой из этих мод обозначим I_j^0. Интенсивность излучения, на выходе ячейки обозначим I_j^{out}. При помощи полупрозрачных зеркал часть прошедшего через ячейку излучения перенаправим на ее вход. Пренебрежем интерференционными эффектами и запишем выражение для интенсивности излучения попадающего на вход ячейки:

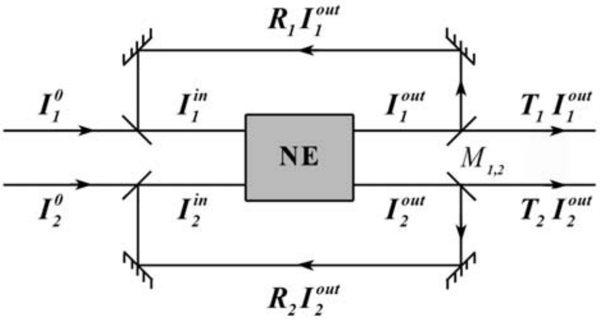


РИС. 4. Однонаправленный кольцевой резонатор с помещенным в него нелинейным элементом

$$I_j^{in} = I_j^0 + R_j I_j^{out}. \tag{47}$$

Обозначим коэффициент поглощения ячейки для каждой моды через $\eta_j = \eta_j\left(I_1^{in}, I_2^{in}\right)$. Тогда

$$I_j^{out} = \eta_j\left(I_1^{in}, I_2^{in}\right) I_j^{in}. \tag{48}$$

Подставляя выражение (48) в (47), получим систему из двух нелинейных уравнений, которая описывает обратную связь:

$$\eta_j\left(I_1^{in}, I_2^{in}\right) = \frac{1}{R_j} - \frac{I_j^0}{R_j I_j^{in}}. \tag{49}$$

Для нахождения коэффициентов поглощения обратимся к модели нелинейного элемента. Он представляет собой ячейку с парами атомов Λ-типа (рис. 5). Переходы $|1\rangle \to |2\rangle$ и $|3\rangle \to |2\rangle$ взаимодействуют с электромагнитными полями E_1 и E_2 резонатора. Во вращающейся системе отсчета в резонансном приближении гамильтониан Λ-атома с полями, действующими на его переходах, имеет вид:

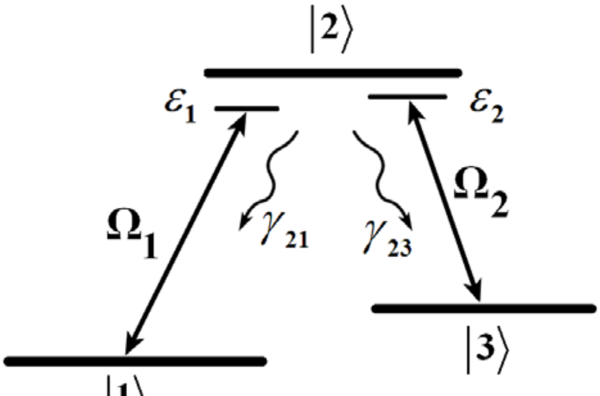


РИС. 5. Трехуровневый Λ-атом взаимодействующий с двумя модами электромагнитного поля

$$H = \Delta_1\sigma_{22} + \Delta_2\sigma_{33} + \Omega_1\left(\sigma_{12} + \sigma_{21}\right) + \Omega_2\left(\sigma_{23} + \sigma_{32}\right). \tag{50}$$

Здесь Ω_1, Ω_2 — частоты Раби действующих полей, $\sigma_{st} = |s\rangle\langle t|, s, t = 1, 2, 3$ — атомные проекторы на подпространства, порожденные собственными векторами атомного гамильтониана H_0 в отсутствии полей:

$$H_0\,|s\rangle = E_j\,|s\rangle\,, s = 1, 2, 3. \tag{51}$$

$\Delta_1 = \varepsilon_1$, $\Delta_2 = \varepsilon_2 - \varepsilon_1$ — однофотонная и многофотонная отстройки и $\varepsilon_1 = E_2 - E_1 - \omega_1$, $\varepsilon_2 = E_2 - E_3 - \omega_2$.

Теперь найдем стационарную матрицу плотности ρ атомно-полевой системы, меняющуюся во времени на частотах действующих полей и на целочисленных комбинациях этих частот. Стационарное уравнение Лиувилля с независящим от времени гамильтонианом (50) имеет вид:

$$[H, \rho] + iG\rho = 0. \tag{52}$$

Здесь G — супероператор релаксации:

$$(G\rho)_{ij} = \begin{cases} -\rho_{ij}\Gamma_{ij}, \quad \Gamma_{ij} = \Gamma_{ji}, \quad i \neq j; \\ \sum\limits_{k=1}^{3}\left(\gamma_{kj}\rho_{kk} - \gamma_{jk}\rho_{jj}\right), \quad i = j. \end{cases} \tag{53}$$

Коэффициенты поглощения $\eta_j\left(I_1^{in}, I_2^{in}\right)$ можно вычислить тогда следующим образом:

$$\eta_j\left(I_1^{in}, I_2^{in}\right) = \exp\left(2k\mathrm{Im}\sqrt{1 + 4\pi\chi_j}\right) \approx \exp\left(4\pi k\mathrm{Im}\left(\chi_j\right)\right). \tag{54}$$

Здесь k — волновое число, χ_j — электромагнитная восприимчивость на переходе $|j\rangle \to |j+1\rangle$, $(j = 1, 2)$. Она вычисляется так:

$$\chi_j = \frac{N_a\left|D_j\right|^2}{\hbar\varepsilon_0\Omega_j}\rho_{j,j+1}, \tag{55}$$

где N_a — концентрация атомов в ячейке, D_j — дипольный момент соответствующего перехода, $\rho_{j,j+1}$ — элемент матрицы плотности.

4.1. Численные решения и критерий стабильности

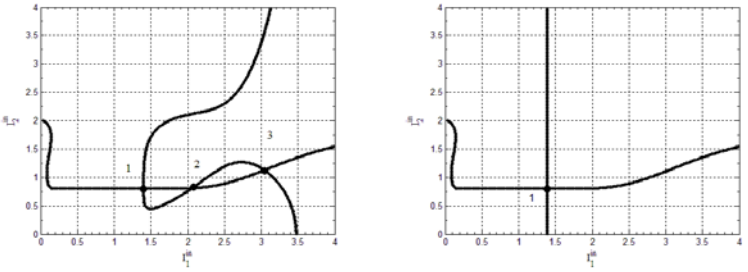
Здесь мы приводим численное решение нелинейной системы уравнений (49) с коэффициентами поглощения, вычисленными согласно (54). На рис. 6а представлены две кривые, изображающие множество решений каждого уравнения нелинейной системы (49). Значения интенсивностей I_1^0 и I_1^0 на входе фиксированы. Точки пересечения этих кривых являются решениями, удовлетворяющими всей системе. На рис. 6б для сравнения приведено решение задачи (49), (54) при $R_2 = 0$, $R_1 = 0.6$. Отсюда следует вывод, что включение второй петли обратной связи может приводить к появлению новых решений (49), (54). Далее будет показано, что в области $\left(I_1^0, I_2^0\right)$ где имеются такие решения, существует перекрестный гистерезис между интенсивностью одного поля на входе и интенсивностью другого поля на выходе. По аналогии с системой, охваченной одной петлей обратной связи, следует ожидать, что среди возникающих решений (49) могут быть как устойчивые, так и неустойчивые. Неустойчивое решение никогда не будет наблюдаться, но скачком перейдет в другую, устойчивую, точку $\left(I_1^{in}, I_2^{in}\right)$. В случае одной петли обратной связи неустойчивым решениям отвечает часть кривой зависимости вход-выход, имеющая отрицательный наклон для системы S-типа и положительный — для системы N-типа. В случае двух петель необходимо сформулировать условия, при которых точку плоскости $\left(I_1^{in}, I_2^{in}\right)$ на рис. 6 следует считать устойчивой. Используем факты, известные из теории бифуркаций. Линеаризуем систему уравнений (3) в окрестности исследуемой точки и оценим норму $\|L\|$ следующей матрицы:

$$L_{jk} = \frac{I_j^0 R_j}{\left[1 + R_j \eta_j\left(I_1^{in}, I_2^{in}\right)\right]^2} \frac{\partial \eta_j\left(I_1^{in}, I_2^{in}\right)}{\partial I_k^{in}}, j, k = 1, 2. \tag{56}$$

Устойчивому решению $\left(I_1^{in}, I_2^{in}\right)$ системы (49), (54) будет соответствовать точка, в которой $\|L\| < 1$. Приближенно норму матрицы можно вычислить следующим образом:

$$\|L\| = \sqrt{\lambda_{\max}\left(L^T L\right)}. \tag{57}$$

Здесь $\lambda_{\max}(A)$ — максимальное собственное значение соответствующей матрицы . Применяя данный метод к решениям, изображенным на рис. 6а, мы получим, что точки 1 и 3 являются устойчивыми, а точка 2 — неустойчивой. Используемое определение устойчивости подходит для использования как в случае одной петли обратной связи, так и в случае большего их числа.

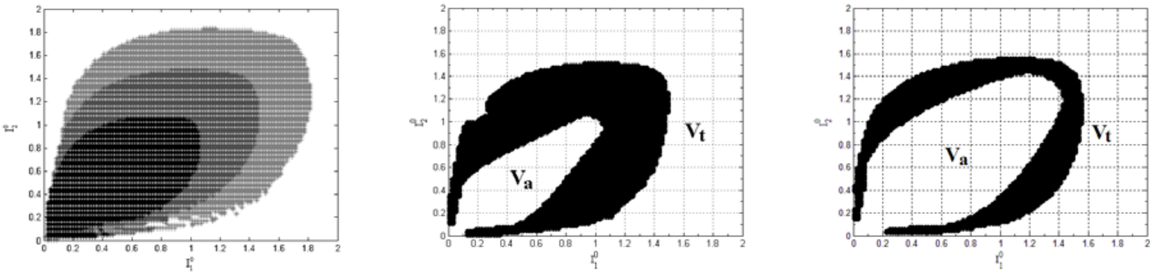


а) б)

Рис. 6. Решение системы нелинейных уравнений 49 при фиксированных значениях I_1^0 и I_2^0: а) включены две петли обратной связи $R_1 = R_2 = 0.6$; б) включена одна петля обратной связи $R_1 = 0$, $R_2 = 0.6$. Значения остальных параметров взяты из (61).

4.2. Область стабильности

Выберем точки $\left(I_1^0, I_2^0\right)$ которым соответствуют несколько решений $\left(I_1^{in}, I_2^{in}\right)$ системы (49), (54). Множество таких точек, отложенных на плоскости в координатах I_1^0 и I_2^0 (рис. 7) образует область оптической бистабильности абсорбционного типа. В общем случае плоскость разбивается на три области: внутренняя V_a, собственно область ОБ, и внешняя область V_t. В каждой из них имеет место свой закон поглощения. Например, в области V_a наблюдается экспоненциальный закон Бугера, а в области V_t закон линейный. V_a и V_t отделены друг от друга областью ОБ, в которой происходит смена закона поглощения. Ее формой и размерами можно управлять при помощи изменения отстроек ε_1 и ε_2, ширин спонтанных распадов γ_{2j}, $(j = 1, 3)$ а также величины сбоя фазы Γ_{13}. Проследим качественно некоторые из этих зависимостей. На рис. 7а изображена область ОБ при различных по знаку, но равных по модулю значениях величин однофотонных отстроек. Видно, что при приближении к двухфотонному резонансу $(\Delta_2 = 0)$ область ОБ стягивается к началу координат и область поглощения V_a уменьшается. При двухфотонном резонансе $(\Delta_2 = 0)$ в системе имеет место режим когерентного пленения населенностей и область поглощения исчезает. На рис. 7б и 7в изображены зависимости формы области ОБ от величины коэффициентов поглощения полупрозрачных зеркал R_1 и R_2



а) б) в)

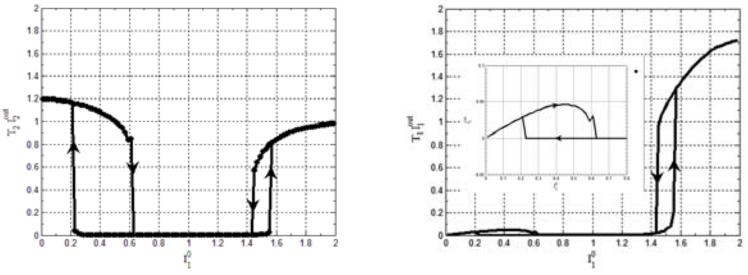
Рис. 7. Область стабильности: а) $R_1 = R_2 = 0.99$, $\varepsilon_1 = -\varepsilon_2 = 0.4$ (черный), $\varepsilon_1 = -\varepsilon_2 = 0.7$ (темно-серый), $\varepsilon_1 = -\varepsilon_2 = 1$ (серый); б) $R_1 = R_2 = 0.75$, $\varepsilon_1 = -\varepsilon_2 = 0.7$; в) $R_1 = R_2 = 0.6$, $\varepsilon_1 = -\varepsilon_2 = 0.7$. Значения остальных параметров взяты из (61).

4.3. Зависимости «вход-выход», перекрестный гистерезис

Построим зависимости значений интенсивностей I_1^{out} и I_2^{out} на выходе системы от величин I_1^0 и I_2^0 на ее входе. Будем рассматривать различные траектории в плоскости (I_1^0, I_2^0). Параметры системы выберем такими, какие использовались для построения области, изображенной на рис. 7в. Фиксируем значение входной интенсивности I_2^0 проследим, как меняются значения I_1^{out} и I_2^{out} при изменении величины I_1^0. На рис. 8 изображены кривые $I_1^{out}(I_1^0)$ и $I_2^{out}(I_1^0)$, которые имеющие тип гистерезиса. Зависимость $I_2^{out}(I_1^0)$, изображенную на рис. 8б мы назовем перекрестным гистерезисом. На рис. 8а можно видеть две области значений I_1^0 , где нарушается единственность I_1^{out}. Выше отмечалось, что низкому уровню выходного сигнала I_1^0 соответствует точка (I_1^0, I_2^0), принадлежащая V_a. Начальные интенсивности, для которых значение I_1^{out} велико лежат в области прозрачности V_t. Заметим, что петли гистерезиса, отделяющие область с низким уровнем от области с высоким уровнем I_1^{out} находятся в полном согласии с рис. 7в. Фиксируя значение I_1^0 и меняя I_2^0 получим похожие результаты. Изменение значений одной из интенсивностей на входе дает эффективный способ управления параметрами оптического гистерезиса. Однако возможности управления можно расширить за счет выбора более сложной траектории в плоскости (I_1^0, I_2^0). В качестве примера можно привести случай, когда I_1^0 и I_2^0 совместно, подчиняясь некоторому закону. Рассмотрим ситуацию, когда траектория лежит целиком в области ОБ так как показано на рис. 9а. Для этого параметризуем зависимость между I_1^0 и I_2^0. Точки, отмеченные на кривой, соответствуют значениям параметра t и введены для удобства построения необходимых зависимостей в дальнейшем. На рис. 9б и 9в построены зависимости $I_1^{out}(t)$ и $I_2^{out}(t)$. Прямой и обратный проходы отмечены стрелками. Существенное различие между приведенными кривыми можно объяснить различными отношениями между значениями интенсивностей на входе. Именно, в случае прямого прохода вначале имеем $I_1^0 \ll I_2^0$. Поле, действующее на переходе $|3\rangle \to |2\rangle$, делает его прозрачным, тогда как переход $|1\rangle \to |2\rangle$ остается «темным». В случае обратного прохода вначале имеем $I_1^0 \gg I_2^0$ и переход $|1\rangle \to |2\rangle$ прозрачен, тогда как другой непрозрачен. Таким образом, выбирая различные точки выхода из области ОБ, можно получить богатые возможности управления порогами ОБ, а также расстояниями между различными ветвями гистерезиса.

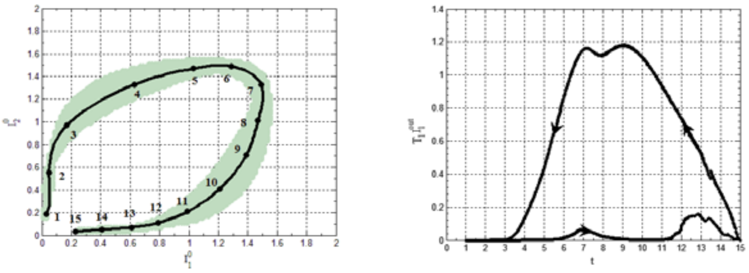
4.4. Приближение двухуровневого атома

Получим приближенные аналитические выражения для величин $\mathrm{Im}(\rho_{12})$ и $\mathrm{Im}(\rho_{32})$ и построим область ОБ в этом случае. Для этого используем приближение двухуровневой



а) б)

Рис. 8. Зависимость «вход-выход» при фиксированном значении I_2^0: а) гистерезис $I_1^{out}\left(I_1^0\right)$; б) перекрестный гистерезис $I_2^{out}\left(I_1^0\right)$; в обоих случаях $R_1 = R_2 = 0.6$, $\varepsilon_1 = -\varepsilon_2 = 0.7$. Значения остальных параметров взяты из (61).



а) б)

Рис. 9. а) Траектория проходящая через область бистабильности; б) кривая гистерезисного типа $I_1^{out}\left(t\right)$; в) кривая гистерезисного типа $I_2^{out}\left(t\right)$; в обоих случаях $R_1 = R_2 = 0.6$, $\varepsilon_1 = -\varepsilon_2 = 0.7$. Значения остальных параметров взяты из (61).

схемы. Положим $\varepsilon_1 \approx \Omega_2 \gg \Omega_1$, выберем также $\varepsilon_2 = 0$. Тогда для мнимой части элемента ρ_{12} получаем:

$$\operatorname{Im}\left(\rho_{12}\right) = \frac{\Omega_1 \gamma_{21} \Gamma_{21}}{4\Omega_1^2 \Gamma_{21} - \gamma_{21}\left(\left(\Omega_2 - \Delta\right)^2 + \Gamma_{21}^2\right)}. \tag{58}$$

Из системы уравнений 52 для коэффициентов матрицы плотности имеем следующее точное отношение:

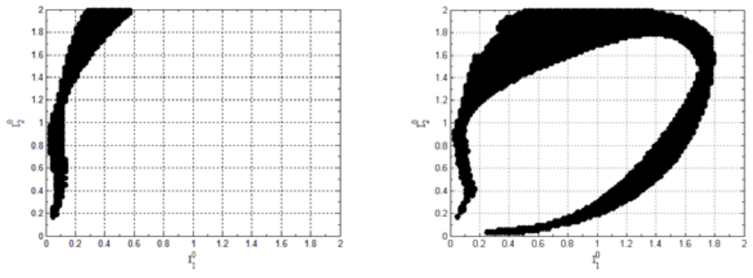
$$\frac{\operatorname{Im}\left(\rho_{21}\right)}{\operatorname{Im}\left(\rho_{23}\right)} = \frac{\gamma_{23}}{\gamma_{21}} \frac{\Omega_2}{\Omega_1}. \tag{59}$$

Используя его вместе с 58, получим выражение для $\operatorname{Im}\left(\rho_{32}\right)$:

$$\operatorname{Im}\left(\rho_{32}\right) = \frac{\Omega_1^2}{\Omega_2} \frac{\gamma_{21}^2}{\gamma_{23}} \frac{\Gamma_{21}}{4\Omega_1^2 \Gamma_{21} - \gamma_{21}\left(\left(\Omega_2 - \Delta\right)^2 + \Gamma_{21}^2\right)}. \tag{60}$$

На рис. 10а изображена область ОБ, отвечающая приближению двухуровневого атома. Для сравнения на рис. 10б построена область соответствующая точному решению для тех же параметров системы. Видно, что хорошее совпадение имеет место только в случае, когда $\Omega_2 \gg \Omega_1$. Во всех численных расчетах использовались следующие параметры оптической системы (единица частоты 10^8 Гц):

$$\begin{gathered}\gamma_{12} = \gamma_{32} = 3, \Gamma_{12} = \Gamma_{21} = \Gamma_{23} = \Gamma_{32} = 0.5,\ \Gamma_{13} = 0, \\ L = 5\,\text{см}, N_a = 10^{12}\,\text{см}^{-3}, k = 0.5 \cdot 10^{-4}\,\text{см}^{-1}, D = 10^{-18}\,\text{СГСЭ}.\end{gathered} \tag{61}$$



а) б)

Рис. 10. Сравнение аналитического результата, полученного в приближении двухуровневой схемы (а), с численным счетом (б); в обоих случаях $R_1 = R_2 = 0.6$, $\varepsilon_1 = 2.7$. Значения остальных параметров взяты из (61).

4.5. Заключение

В представленной работе в полуклассическом приближении изучались нелинейные оптические эффекты, связанные с резонансным взаимодействием электромагнитного поля с атомом заданной конфигурации уровней. В случае пятиуровневой М-схемы атомных уровней (в стационарном режиме) исследовался классический эффект Керра и связанный с ним эффект ЭМИП. На основе найденных решений уравнения Лиувиля проанализирована возможность построения на основе М-схемы квантового устройства дважды контролируемого фазового сдвига. Оценка нелинейного условного набега фаз выполнена в полуклассическом приближении и для стационарного режима работы устройства. В аналогичном приближении изучалось устройство однократно контролируемого сдвига фазы для получения гейта CNOT [25]. В [25] были получены оценки для концентрации частиц и длины взаимодействия, необходимые для получения условного фазового набега π. Эти величины оказались равными 10^{13} см$^{-3}$ и 15 мм соответственно. Здесь учитывалось доплеровское уширение. Для уточнения оценок, полученных в стационарном режиме ЭМИП, необходимо учесть переходные процессы, связанные с включением электромагнитных полей. Наши оценки, приведенные выше для дважды контролируемого фазового преобразования, имеют тот же порядок величины. Оценки концентрации частиц вещества и размеров ячейки могут быть улучшены, если рассматривать нестационарный импульсный режим работы, а также проквантовать действующие поля. Это проделано в работе [26]. Там же получены следующие оценки для концентрации 10^{10} см$^{-3}$, для продольных размеров ячейки — 3.1см, обеспечивающие требуемый сдвиг фаз. В экспериментальных работах [46], [47] величины нелинейного фазового сдвига равной π достигнуто не было. Максимальный нелинейный набег фазы, полученный в [46], составляет около 20 градусов.

В случае атома с Λ конфигурацией атомных уровней в стационарном пределе исследована абсорбционная бистабильность в оптической системе, охваченной двумя петлями обратной связи. При помощи численных расчетов найдены и классифицированы решения нелинейной системы уравнений, описывающих обратную связь. Получена двумерная область бистабильности и изучена зависимость ее формы от основных управляющих параметров. Рассмотрение различных траекторий в области бистабильности позволило выявить возможности управления гистерезисом и наблюдать перекрестный гистерезис. Произведено сравнение результатов численных расчетов с аналитическими выражениями для коэффициентов поглощения. Учет интерференционных эффектов требует совместного решения уравнения Лиувилля и уравнения Максвелла. Введение временных задержек в петлях обратной связи, а также использование импульсного режима позволило бы получить довольно сложную картину взаимодействия двух оптических сигналов. Так, например, вводя временную задержку между входящими импульсами, в зависимости от времени релаксации атомов ячейки и их перекрывания можно получать различные режимы бистабильности, управляя величиной этой задержки. Данную модель, однако, нельзя считать полной без исследования влияния шумов, которые играют существенную роль при выборе траектории развития системы в точке ветвления. В свете последних теоретических и экспериментальных достижений в области реализации квантовой обратной связи интерес также представляет рассмотреть эволюцию квантованных полей и гистерезис в системах, подобных вышеописанной.

Работа поддержана Грантом Правительства Санкт-Петербурга для студентов, аспирантов вузов и академических институтов, расположенных на территории Санкт-Петербурга, в рамках Аналитической ведомственной целевой программы «Развитие научного потенциала высшей школы» №2.1.1/9425, Федеральной целевой программой «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» 2009-2013 годы, гос. контракт №П689, проект НК-526П/24.

Литература

[1] Мандель Л., Вольф Э., Оптическая когерентность и квантовая оптика, М.: ФИЗМАТЛИТ, 2000.
[2] Scheleich W.P., Quantum Optics in Phase Space, 1st ed., WILEY-VCH Verlag Berlin GmbH, 2001.
[3] Peres A., Quantum Theory: Concepts and Methods, Kluwer Academic Publishers, 2002.
[4] Nielsen M. A., Chuang I. L. Quantum computation and quantum information, Cambridge University Press, Cambridge, 2000.
[5] Bouwmeester D., Ekert A.,Zeilinger A., The Physics of Quantum Information, Springer, Berlin, 2000.
[6] Knill E., Laflamme R., Milburn G. J., A scheme for efficient linear optics quantum computation // Nature, 2001, 409, 46.
[7] Kok P., Munro W.J., Ralph T.C., Dowling J.P., Milburn G.J. Linear optical quantum computing with photonic qubits // Rew.Mod.Phys., 2007, 79, 135.
[8] Elliott Ch., Building the quantum network // New Journal of Physics, 2002, 4, 46.1.
[9] Kimble H. J. Review Article. The quantum internet // Nature, 2008, 453, 1023.
[10] Tanabe T., Notomi M., Taniyama H., Kuramochi E., Dynamic release of trapped light from an ultrahigh-Q nanocavity via adiabatic frequency tuning // Phys. Rev. Lett., 2009, 102, 043907.
[11] Maitre X., Hagley E., Nogues G., Wunderlich C., Goy P., Brune M., Raimond J. M., Haroche S., Quantum memory with a single photon in a cavity // Phys. Rev. Lett., 1997, 79, 769.
[12] Leung P. M., Ralph T. C., Quantum memory scheme based on optical fibers and cavities // Phys. Rev. A, 2006, 74, 022311.
[13] T. B. Pittman and J. D. Franson, Cyclical quantum memory for photonic qubits // Phys. Rev. A, 66, 062302, (2002).
[14] T. B. Pittman, B. C. Jacobs, and J. D. Franson, Single photons on pseudodemand from stored parametric down-conversion // Phys. Rev. A, 66, 042303, (2002).
[15] Nicolas Sangouard, Christoph Simon, Jiri Minar, Hugo Zbinden, Hugues de Riedmatten, and Nicolas Gisin, Long-distance entanglement distribution with single-photon sources // Phys. Rev. A, 76, 050301, (2007).
[16] L.-M. Duan, M. D. Lukin, J. I. Cirac, P. Zoller, Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics // Nature, 414, 413, (2001).
[17] Denis V. Vasilyev, Ivan V. Sokolov, and Eugene S. Polzik, Quantum memory for images: A quantum hologram // Phys. Rev. A, 77, 020302, (2008).
[18] Boyd R. W., Nonlinear Optics, 2nd ed. (Academic Press, Amsterdam, -2003).
[19] Клышко Д.Н., Фотонная и нелинейная оптика, М.: Наука, -1980. -259с.

[20] Килин С.Я., Квантовая оптика: поля и их детектирование. (Наука и техника, Минск, 1990).
[21] Agrawal G. P., Baldeck P. L., Alfano R. R., Temporal and spectral effects of cross-phase modulation on copropagating ultrashort pulses in optical fibers // Phys. Rev. A, 40, 5063-5072, (1989).
[22] Harris S. E., Yamamoto Y., Photon Switching by Quantum Interference // Phys. Rev. Lett., 81, 3611-3614, 1998
[23] Розанов Н.Н., Оптическая бистабильность и гистерезис в распределенных нелинейных системах, М.: Наука. Физматлит., -1997, -336с.
[24] Kok P., Effects of self-phase-modulation on weak nonlinear optical quantum gates // Phys. Rev. A, 77, 013808-1/7, (2008).
[25] Ottaviani C., Vitali D, Artoni M., Cataliotti F., Tombesi P., Polarization Qubit Phase Gate in Driven Atomic Media // Phys. Rev. Lett., 90, 197902-1/4, (2003).
[26] Ottaviani C., Rebic S., Vitali D., Tombesi P., Quantum phase-gate operation based on nonlinear optics: Full quantum analysis // Phys. Rev. A, 73, 010301-1/4, (2006).
[27] Б. Д. Агапьев, М.Б. Горный, Б.Г. Матисов, Ю.В. Рождественский, Когерентное пленение населенностей в квантовых системах // УФН, 163, 9, 1 - 36, (1993).
[28] Arimondo E., Progress in optics, -V 35, chapter V, Amsterdam, Elsevier-1996, -P. 475.
[29] Fleischhauer M., Imamoglu A., Marangos J. P., Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media // Rev. of Mod. Phys., 77, 633-673, (2005).
[30] Gray H.R., Whitly R.M., Stroud C.R., Coherent trapping of atomic populations // Opt. Lett., 3, 218-220, (1978).
[31] Pack M. V., Camacho R. M., Howell J. C., Transients of the electromagnetically-induced-transparency-enhanced refractive Kerr nonlinearity: Theory // Phys. Rev. A, 74, 013812-1/9, (2006).
[32] Скалли М.О., Зубайри М.С., Квантовая оптика, М. Физматлит., -2003, -512с.
[33] Boller, K. J., A. Imamoglu, S. E. Harris, Observation of electromagnetically induced transparency // Phys. Rev. Lett., 66, 2593-2596, (1991)
[34] Fleischhauer, M., M. D. Lukin, A. B. Matsko, M. O.Scully, Threshold and Linewidth of a Mirrorless Parametric Oscillator // Phys. Rev. Lett., 84, 3558-3561, (2000).
[35] Kuklinski, J. R., Gaubatz U., Hioe T. F., Bergmann K., Adiabatic population transfer in a three-level system driven by delayed laser pulses // Phys. Rev. A, 40, 6741-6744, (1989).
[36] Kasapi A., Maneesh Jain, G.Y. Yin, S.E. Harris, Electromagnetically Induced Transparency: Propagation Dynamics // Phys.Rev.Lett., 74, 2447-2451, (1995).
[37] R. Bonifacio and L. A. Lugiato, Optical bistability and cooperative effects in resonance fluorescence // Phys. Rev. A, 18, 1129-1144, (1978).
[38] Agarwal G.P., Carmichael H.J., Optical bistability through nonlinear dispersion and absorption // Phys. Rev. A, 19, 2074-2086, (1979).
[39] L. A. Lugiato, Progress in Optics, edited by E. Wolf (North-Holland, Amsterdam, 1984), Vol. XXI, p. 69.
[40] Walls D.F., Zoller P., A coherent nonlinear mechanism for optical bistability from three level atoms // Opt. Commun., 34, 260-264, (1980).
[41] Harshawardhan W., Agarwal G. S., Controlling optical bistability using electromagnetic-field-induced transparency and quantum interferences // Phys. Rev. A, 53, 1812-1817, (1996).
[42] Wang H., Goorskey D.J., Xiao M., Bistability and instability of three-level atoms inside an optical cavity // Phys. Rev. A, 65, 011801-1/4, (2001).
[43] Joshi A., Brown A., Wang H., Xiao M., Controlling optical bistability in a three-level atomic system // Phys. Rev. A, 67, 041801-1/4, (2003).
[44] Joshi A., Xiao M., Optical Multistability in Three-Level Atoms inside an Optical Ring Cavity // Phys. Rev. Lett., 91, 143904-1/4, (2003).
[45] Fredkin E., Toffoli T., Conservative logic // Inter. Journ. of Theor. Phys., 21, 12, 219-253, (1982).
[46] Turchette Q.A., Hood C.J., Lange W., Mabuchi H., Kimble H.J., Measurement of Conditional Phase Shifts for Quantum Logic // Phys. Rev. Lett., 75, 4710-4713, (1995).
[47] K. J. Resch et al., Conditional-Phase Switch at the Single-Photon Level // Phys. Rev. Lett., 89, 037904-1/4, (2002).

НАНОСИСТЕМЫ: ФИЗИКА, ХИМИЯ, МАТЕМАТИКА, 2011, 2 (1), С. 82–90

УДК 535.42; 535.417

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ПРИ БЕЗОПОРНОЙ ЦИФРОВОЙ ПЗС-РЕГИСТРАЦИИ МУЛЬТИСПЕКТРАЛЬНЫХ СПЕКЛ-КАРТИН

Н. В. Петров[1], В. Г. Беспалов[1], М. В. Волков[2]

[1]Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики

[2]Научно-исследовательский институт физики им. В. А. Фока

Nickolai.Petrov@gmail.com

В работе представлен метод восстановления волнового фронта, основанный на использовании набора спекл-картин, сформированных различными длинами волн, и итерационном алгоритме решения уравнения распространения волн в различных плоскостях объема спекл-поля. С помощью численного моделирования восстановлены изображения амплитудных и фазовых объектов и показана возможность расширения данной методики с использованием распределений интенсивностей, записанных в разных плоскостях объема спекл-поля. Экспериментально продемонстрирована возможность восстановления волнового фронта с использованием спекл-картин на трех длинах волн, соответствующих спектральной чувствительности RGB-каналов ПЗС-матрицы, или излучения спектральных компонент суперконтинуума. Первое позволяет записывать три различных распределения интенсивности за одну экспозицию, что дает преимущества при анализе быстропротекающих процессов. Второй вариант подразумевает использование большого количества длин волн, что обеспечивает более быструю и точную сходимость метода, и привлекает простотой и надежностью схемы записи, использующей волоконные оптические элементы.

Ключевые слова: Фазовая проблема, восстановление волнового фронта, спеклы, теория диффракции.

1. Введение

В оптической метрологии возникает проблема восстановления фазовой информации волнового поля, чаще называемая фазовая проблема. Одной из областей, где важно решение этой проблемы является клеточная биология: поскольку большинство клеток прозрачны, то в амплитудной микроскопии приходится использовать контрастирующие или флуоресцентные зонды. При этом любые зонды модифицируют состояние клетки и влияют на клеточные процессы. Фазовая микроскопия представляет собой неинвазивный метод исследования, позволяющий изучать клетки без их дополнительной модификации и повреждения целостности мембраны. В настоящее время появились хорошие предпосылки реализовать метод фазовой микроскопии посредством восстановления фазы. Этому способствует увеличение вычислительных мощностей, что позволяет подходить к проблеме восстановления волнового фронта с использованием итерационных алгоритмов.

Первый такой алгоритм представили Р. Гершберг и В. Сакстон [1,2]. Они использовали известную информацию об амплитуде в плоскости зрачка и амплитуде в плоскости изображения. Важный вклад внес Дж. Фиенап [3], который для восстановления изображения по известному распределению амплитуды в Фурье-плоскости использовал ограничения: свойство неотрицательности изображения и его сосредоточенность в заданной области. Такие подходы используют только одно измерение, и как следствие, не чувствительны к внешним возмущениям и могут использоваться для быстрых процессов. Однако, не смотря на то, что с использованием данных методик можно добиться успешного восстановления, существует ряд трудностей, связанный с удовлетворением ограничениям, который ограничивает пределы их применимости. Другим, подобным вышеуказанным, методам является вариационный метод минимизации вспомогательного функционала ошибки, который достигает экстремума при восстановлении сигнала [4]. Такой метод позволяет воспользоваться дополнительной информацией, полученной при накоплении данных для компенсации утраченной фазы волнового фронта, что обеспечивает сходимость итерационной процедуры. Непосредственно в последней упомянутой работе [5] обсуждается регистрация волнового фронта в различных плоскостях. Впоследствии такой подход был успешно развит в серии работ с участием П. Альморо, Ж. Педрини и В. Остена [6–8]. Сходимость итерационных алгоритмов восстановления фазы волнового фронта, использующих дополнительную информацию о спекл-поле, можно трактовать с точки зрения теоремы Д. Габора [9] о степенях свободы в оптической системе. Оптической системе можно сопоставить N инвариантных степеней свободы в виде базисного набора ортогональных мод, распределенных в пространственных и частотных областях [10]. Регистрация дополнительных распределений интенсивностей позволяет восполнить потерю фазовой информации, и фактически сравнять число переменных с неизвестными. Указанные обстоятельства породили массу методов, использующих дополнительную информацию. Помимо регистрации в разных плоскостях, используют дефокусировку [11, 12], преобразования вращения, разные длины волн [13, 14].

В данной работе развивается подход к решению фазовой проблемы с использованием различных длин волн. Современные источники лазерного излучения перекрывают весь видимый диапазон, а системы регистрации зачастую обладают несколькими спектральными каналами, что открывает дополнительные преимущества в процессе регистрации волнового фронта. Прогресс в области волоконных лазеров высокой мощности и короткой длительности позволит реализовать надежную установку для восстановления волнового фронта с использованием спектральных компонент суперконтинуума, разделяемых внутри волокна. Принципы, используемые при итерационной процедуре не претерпели изменений, по сравнению с методами, основанными на использовании нескольких длин-волн: замена рассчитанной, с помощью уравнения распространения волн в пространстве, величины амплитуды, на квадратный корень из измеренного распределения интенсивности, с удержанием фазы. Уравнение распространения волн в пространстве так же чувствительно к изменению длины волны. Общая итерационная процедура для методов, использующих различные длины волн и различные расстояния позволяет комбинировать процесс записи спеклограмм, и даже реализовать систему, способную записывать 6-9 различных распределений интенсивности за одну экспозицию. Более подробно итерационный алгоритм и его аспекты обсуждаются в секции 2. В секции 3 представлены результаты численного моделирования и реального эксперимента для такой системы. В 4 части работы описывается эксперимент по восстановлению изображения объекта с помощью распределений интенсивностей, сформированных спектральными компонентами излучения суперконтинуума, предложено несколько схем записи таких распределений. В заключении подведены итоги.

2. Итерационный алгоритм для восстановления волнового фронта

Предположим, плоский объект последовательно облучается несколькими длинами волн λ_i, $i = 1, ...N$. Мы можем зарегистрировать различные распределения интенсивности на каждой из них на различном удалении от объекта l_j, $j = 1, ...M$. В результате мы получим набор спекл-картин, каждая из которых характеризуется двумя параметрами: длиной волны λ_i и расстоянием l_j от объекта до экрана. Рассмотрим уравнение распространения волн в свободном пространстве. В качестве такого уравнения в параксиальном приближении можно взять двумерное преобразование Френеля:

$$F_\lambda(x,y,l) = \frac{\exp(ikl)}{i\lambda l} \iint_{\mathbb{R}^2} \exp\left(\frac{ik}{2l}[(x-x')^2+(y-y')^2]\right) F_\lambda(x',y')dx'dy'. \qquad (1)$$

здесь $F_\lambda(x,y,l)$ — комплекснозначная функция; $F_\lambda(x',y') = F_\lambda(x,y,0)$ — комплексная характеристика объекта; x,y — координаты в плоскости регистрации; x',y' — координаты в плоскости объекта; l — переменная распространения; $k = 2\pi/\lambda$. Для наглядности следующих рассуждений, рассмотрим случай дифракции на простом амплитудном объекте. Если мы фиксируем все параметры в уравнении распространения волн, кроме длины волны λ, то мы получим различные картины дифракции, размеры которых будут увеличиваться по мере увеличения длины волны. В случае, если мы будем увеличивать расстояние l, мы получим аналогичную зависимость. Увеличив расстояние в m раз, но уменьшив длину волны в это же число раз, мы можем получить две идентичные дифракционные картины (рис.1). Наличие неоднородной фазовой характеристики у объекта, хотя и приводит к образованию спекл-структуры, не меняет сути рассмотрения, однако визуально проследить сходство дифракционных картин становится сложнее. При этом картина с большей длиной волны будет испытывать меньший набег фазы, что можно использовать, чтобы избежать образования полос на восстановленном фазовом изображении, вызванных скачком фазы в точке 2π. Другим преимуществом такого рассмотрения является возможность использовать для восстановления волнового фронта набор распределений интенсивностей $I_{\lambda_i,l_j}(x,y)$, записанный как на различных длинах волн, так и в различных плоскостях объёма спекл-поля. Поскольку такие распределения интенсивностей меняются с изменением двух параметров - длины волны и расстояния, то возможен разный порядок их последовательного использования в итерационном алгоритме. Чтобы представить итерационный алгоритм в общем виде, без указания очерёдности использования, рассмотрим набор различных распределений интенсивностей I^s, где $s = 1,2,...NM$, такой, что в λ_s и l_s, которые будут фигурировать в итерационном алгоритме, будут учтены все возможные комбинации λ_i и l_j в той или иной последовательности. Условимся называть распределения интенсивностей

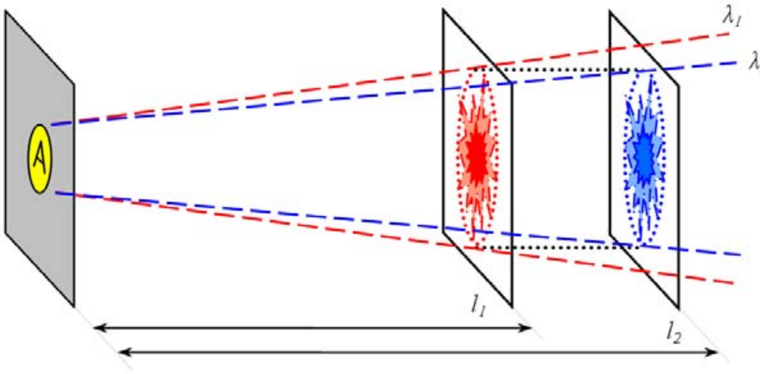


Рис. 1. Два одинаковых распределения интенсивности, сформированные на различных длинах волн и расстояниях.

- отсчетами, а s шагом. Процесс восстановления начинается с волны, амплитуда которой получена путем извлечения квадратного корня из первого распределения интенсивности I^1. Эта амплитуда умножается на фазу (изначально - константа) и получающаяся при этом комплексная функция представляет волновое поле в этой плоскости $F^1_{\lambda_1}(x, y, l_1)$. Для этой функции вычисляется преобразование в плоскость объекта, дающее восстановленное волновое поле $F^1(x', y')$, которое на начальных итерациях сильно отличается от искомого. От рассчитанного таким образом волнового поля, вычисляется распределение, соответствующее параметрам второй зарегистрированной спекл-картины (λ_2 и l_2). В полученном таким образом поле $\widehat{F}^2_{\lambda_2}(x, y, l_2)$ фаза удерживается, а амплитуда A^2 заменяется функцией $\sqrt{I^2}$, образуя функцию $F^2_{\lambda_2}(x, y, l_2)$. Далее снова вычисляется преобразование в плоскость объекта, и сразу же поле, соответствующее третьему отсчету $\widehat{F}^3_{\lambda_3}(x, y, l_3)$. Здесь опять удерживается фаза, и происходит замена амплитуды, и т.д. до NM-изображения, затем процедура повторяется сначала с первым изображением, что символизирует конец первой итерации и начало второй, состоящих из NM шагов. Для каждого отсчета I^s, внутри шага производится сравнение амплитуды A^s рассчитанного волнового фронта $\widehat{F}^s_{\lambda_s}(x, y, l_s)$ с квадратным корнем из зарегистрированного распределения интенсивности $\sqrt{I^s}$ по формуле:

$$E^s = \sqrt{\frac{\sum |A^s - \sqrt{I^s}|^2}{\sum |\sqrt{I^s}|^2}}. \tag{2}$$

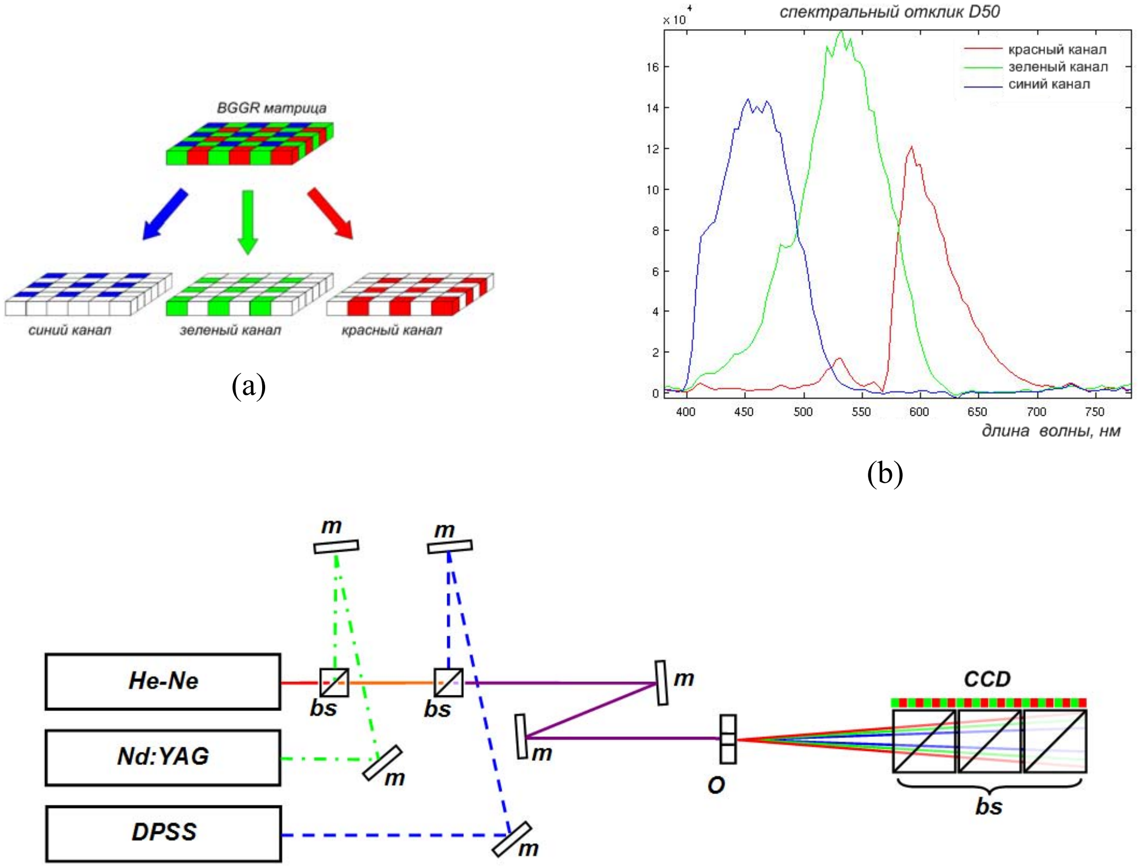
E^s есть среднеквадратическая ошибка на шаге s [15]. Изменение общей среднеквадратической ошибки в зависимости от выполненных итераций:

$$E = \frac{1}{NM} \sum_{s=1}^{NM} E^s \tag{3}$$

характеризует сходимость итерационного алгоритма.

3. Трёх-длинноволновая RGB-система с одной экспозицией

Для наблюдения быстропротекающих процессов на микроскопическом уровне, необходима система, способная мгновенно регистрировать всю информацию, необходимую для восстановления волнового фронта. В КМОП и ПЗС-матирицах используют фильтр Байера для формирования спектральных RGB-каналов на квадратной сетке фотодатчиков (рис. 2 (a)). Подбирая узкие длины волн излучения, соответствующие максимальной чувствительности в каждом из каналов, можно записывать до трёх независимых распределений интенсивности за одну экспозицию. Использование 2-3 делителей пучков размером порядка 5 мм, позволяет увеличить число записываемых распределений интенсивности до 6-9. На рис. 2 (b) представлен спектральный отклик ПЗС-матрицы фотокамеры NikonD70/D50 [16]. В каждом из каналов существует область, в которой чувствительность данного канала значительно превышает чувствительности других двух. Для синего канала это диапазон $400-450$ нм, $520-560$ нм для зелёного, $620-650$ нм для красного. На этих длинах волн могут быть сформированы спекл-картины, каждая из которых может быть зарегистрирована в соответствующем канале регистрирующей системы в течении одной экспозиции. В работе [8] обсуждается использование массива делителей пучков для одновременной регистрации спекл-картин. Предложенная схема записи рис. 2 (c) может уменьшить количество делителей пучков втрое. Поскольку детальное исследование системы записи с делителями пучков уже было проведено, здесь мы представим результаты численного моделирования и эксперимента, демонстрирующие возможность одновременной записи различных распределений интенсивностей на трех длинах волн.



(a)

(b)

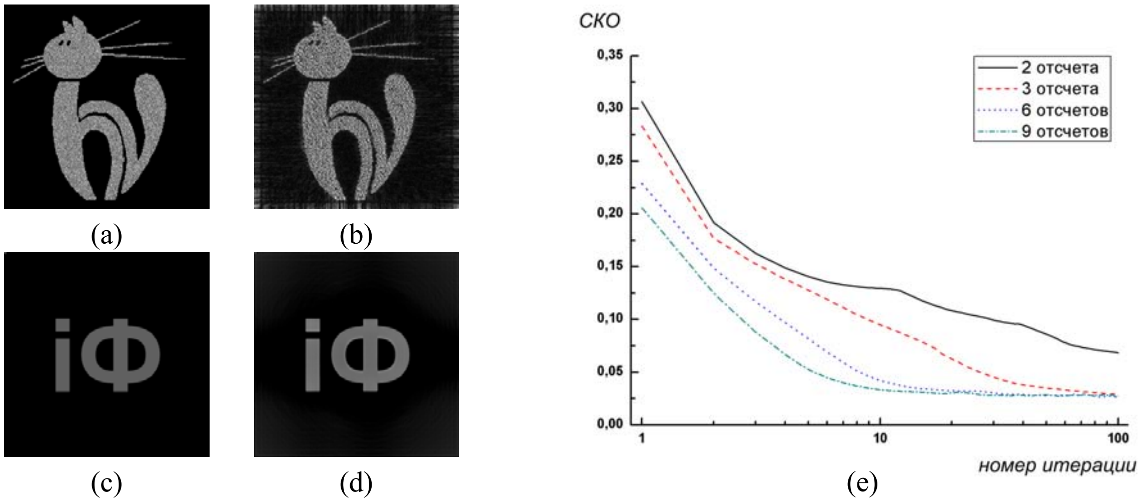
(c)

Рис. 2. (a) — Устройство матрицы фотоприемника с BGGR фильтром Байера; (b) — Спектральный отклик ПЗС-матрицы фотокамеры Nikon D70/D50; (c) — Схема трех-длинноволновой RGB системы с одной экспозицией. Луч каждого из трех лазеров проходит юстировочные зеркала m и делители пучков bs, и освещает объект O. Регистрация на различных расстояниях осуществляется с помощью делителей пучков bs.

3.1. Численное моделирование

В численном эксперименте использовались как амплитудный объект, обладающий случайным фазовым распределением (рис. 3, (a)) так и чисто фазовый объект (рис. 3, (c)). Для данных объектов были смоделированы распределения интенсивности волнового фронта, которые использовались в итерационном алгоритме решения уравнения распространения волн. На рис. 3 представлены восстановленные изображения (b) — для амплитудного объекта со случайной фазой в каждой точке, (d) — для чисто фазового объекта. Размер пикселя каждого из спектрального канала ПЗС-матрицы был взят равным 15,6 мкм, что соответствует удвоенному реальному размеру пикселя фотокамеры Nikon D50. Такой размер получается, если учесть расположение пикселей каждого спектрального канала в массиве байеровского фильтра. Размеры объектов: 256×256 точек, что соответствует физическим размерам 2×2 мм. Ширина различных элементов амплитудного объекта варьируется от 2 до 70 пикселей, что соответствует 16 - 547 мкм, ширина элементов фазового объекта 18 пикселей — 281 мкм. Максимальный фазовый сдвиг, который приобретал волновой фронт при прохождении через чисто фазовый объект составлял 2,36 рад (изображение на рис. 3 (c)-(d) представлено в динамическом диапазоне [0,

2π]). Моделирование производилось на длинах волн: 455 нм аргонового лазера, 532 нм — второй гармоники Nd:YAG-лазера, 632.8 нм He-Ne лазера, на различных расстояниях 75, 80, 85 мм., для каждой длины волны. Как было отмечено в секции 2, идентичные спекл-картины могут быть получены с использованием 9 различных длин волн на одном расстоянии от объекта. При регистрации распределений интенсивностей на расстоянии 80 мм от объекта, этими длинами волн, с точностью до первого знака после запятой, являются: 417.2 нм; 498.8 нм; 593.3 нм; 445 нм; 532 нм; 632.8 нм; 472.8 нм; 565,3 нм; 672.4 нм.



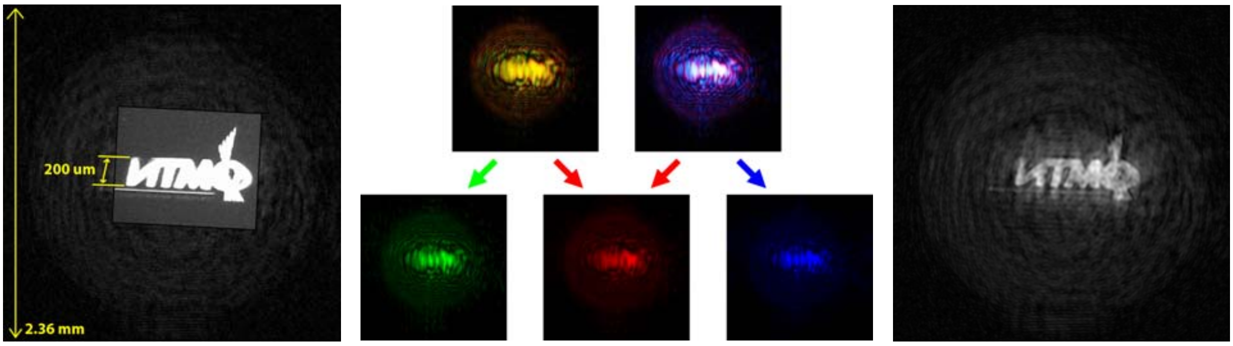
(a) (b) (c) (d) (e)

Рис. 3. Исходная — (a) и восстановленная — (b) амплитудные характеристики тест-объекта со случайным фазовым шумом. Исходная — (c) и восстановленная — (d) фазовые характеристики; (e) — Сходимость метода с увеличением числа итераций через среднеквадратическую ошибку (СКО) для различного числа отсчетов.

На рис. 3, (e) приведены зависимости общей среднеквадратической ошибки от числа итераций для случаев использования различного количества отсчетов. В случае использования только двух-трех длин волн амплитудно-фазовые характеристики объекта являются достаточно различимыми, но промодулированы шумом, мелкие детали могут быть нечеткими. Дополнительно использование 2-3 делителей пучков в схеме регистрации значительно увеличивает качество восстановленного волнового фронта. В этом случае наиболее быстрая сходимость наблюдается на начальных десяти итерациях. Кроме того, на сходимость так же влияет порядок использования полученных снимков в итерационном алгоритме. В данном исследовании было установлено, что использование отсчетов в порядке: «три длины волны на каждом из трех расстояний» $(\lambda_1 l_1, \lambda_2 l_1, \lambda_3 l_1, \lambda_1 l_2, ...\lambda_3 l_3)$ приводят к более точной и быстрой сходимости, нежели чем последовательный их перебор по мере роста длины волны, при перерасчете на одно расстояние (в соответствии с возрастанием произведения $\lambda_i l_j < \lambda_p l_q$). В первом случае используется порядок, при котором спекл-картины сильнее различаются между собой (произведения параметров $\lambda_i l_j$ больше различаются друг от друга), значит на начальных итерациях вычисление волнового фронта при его распространении от одного распределения интенсивности к другому даст большую ошибку, которая будет компенсироваться при замене амплитуды рассчитанной волны в на квадратный корень из измеренного распределения интенсивности, таким образом быстрее минимизируя различия.

3.2. Эксперимент

В эксперименте проверялось утверждение о возможности одновременной записи трех распределений интенсивностей, пригодных для восстановления волнового фронта. Для этого использовалась установка, аналогичная представленной на рис. 2(c), с одним отличием: делители пучков в зоне регистрации были заменены моторизированной однокоординатной подвижкой фирмы Standa (описание схожего эксперимента приведено в [17]). Источниками излучения служили: He-Ne (632,8 нм), Nd:YAG (1064 и 532 нм) и DPSS (473 нм) лазеры. В качестве амплитудного объекта в эксперименте использовался логотип Санкт-Петербургского государственного университета информационных технологий, механики и оптики (СПбГУ ИТМО) на пленке для микрофильмирования, наклеенный на круглую диафрагму (рис. 4 (a)). Высота букв на логотипе составляла порядка 200 мкм. Запись картин дифракции производилась на цифровую фотокамеру Nikon D50 без объектива, (2014 × 3039 пикселей размером 7,8 мкм) в RAW-формат. Затем производилась их обработка с помощью конвертера DCRaw с параметрами `-4 -T -D *.nef`. Данные параметры обеспечивают преобразование данных с 12-битной АЦП фотоаппарата в 16 битный Tiff-файл, без цветовой интерполяции и масштабирования, обычно производимыми процессором фотокамеры. В дальнейшем массив данных, расположенных в формате BGGR разбивался на 3 массива (рис. 2 (a)) соответствующих каждому из цветовых каналов RGB, с удвоенным размером пикселя. В данном эксперименте, в течении одной экспозиции, таким образом удалось получить два распределения интенсивности, пригодные к использованию в итерационном алгоритме: в красном и синем, или красном и зеленом каналах (рис. 4 (b)). Данный результат объясняется тем, что зеленый канал ПЗС-матрицы обладает достаточной чувствительностью к излучению синего DPSS-лазера с длиной волны 473 нм (рис. 2 (b)). Результат восстановления с использованием двух распределений интенсивностей показан на рис. 4 (c)).



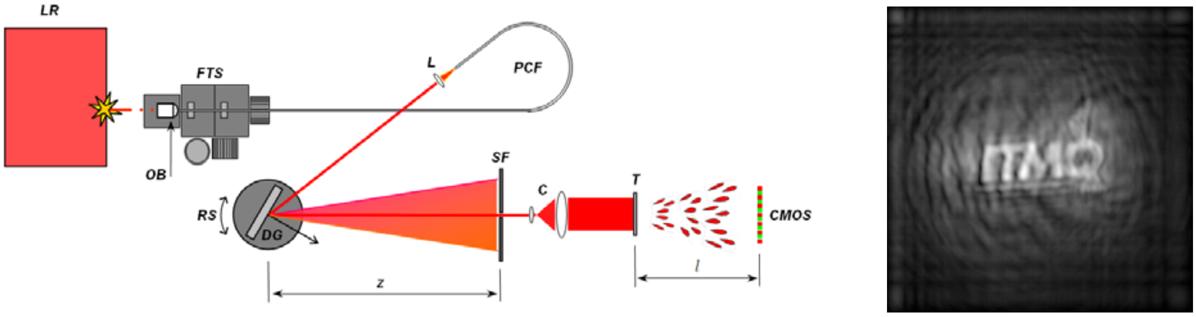
(a) (b) (c)

Рис. 4. Результаты эксперимента. (a) — изображение амплитудного объекта, полученное через микроскоп; (b) — распределения интенсивностей, сверху - сформированные двумя длинами волн, зарегистрированные за одну экспозицию, снизу - в спектральных каналах; (c) — Экспериментально восстановленное изображение.

4. Использование спектральных компонент суперконтинуума

Для формирования большого набора данных, который может обеспечить более точную и быструю сходимость в разрабатываемом методе, в качестве источника выгодно использовать излучение суперконтинуума, которое зачастую перекрывает весь видимый диапазон. Используя компоненты волоконной оптики, появляется возможность реализовать простую в юстировке и устойчивую к вибрациям установку, с разделением по длинам волн внутри волокна. В качестве продолжения серии работ по применению излучения суперконтинуума в спекл-фотографии [18, 19], нами был поставлен эксперимент, демонстрирующий принципиальную допустимость такого подхода. Схема эксперимента представлена на рис. 5 (a).

Излучение второй гармоники Er3+ фемтосекундного волоконного лазера LR (λ = 780 нм, длительность импульса 130 фс, мощность излучения 47 мВт) посредством трех координатной подвижки FTS через микрообъектив OB подавалось в микроструктурированное волокно с кварцевой серединой PCF, в котором генерировалось излучение суперконтинуума. С помощью дифракционной



(a) (b)

Рис. 5. (a) — Схема экспериментальной установки с использованием излучения суперконтинуума; (b) — Восстановленное изображение объекта.

решетки DG на вращающейся подвижке RS и частотного фильтра SF, расположенного на расстоянии z = 50 см, последовательно выделялись спектральные компоненты, с полушириной 1-2 нм, которые расширяясь в коллиматоре C, освещали амплитудный тест-объект T, в роли которого использовался микрофильм с логотипом "ITMO". Регистрация проводилась на CMOS матрицу фотоаппарата Canon EOS 450D (размер пикселя 5,1 мкм) на расстоянии l = 83 мм от объекта. Различия в энергии выделенных спектральных компонент компенсировались выбором времени экспозиции при регистрации. Как и в предыдущем эксперименте, данные сохранялись в RAW-формат(`*.CR2` для данного фотоаппарата), с последующим их извлечением в «документальном режиме» посредством специализированного конвертера DCraw с параметрами: `-4 -T -D *.cr2`. Для восстановления использовались данные из красного канала фотокамеры. Результат восстановления представлен на рис. 5 (b).

5. Заключение

В работе произведено обобщение итерационного алгоритма восстановления волнового фронта в случае многозональной регистрации в различных сечениях объема спекл-поля. При этом сам алгоритм является универсальным, и может быть применен как в случае регистрации субъективных спекл-картин, так и случае использования оптики и регистрации объективных спеклов. Предложена трех-длинноволновая система мгновенной регистрации распределений интенсивностей, для исследования быстропротекающих процессов. Экспериментально продемонстрирована возможность восстановления волнового фронта с использованием излучения спектрального суперконтинуума.

Авторы выражают благодарность В.С. Шевандину (НПК «ГОИ» им. С.И. Вавилова) за предоставленные микроструктурированные волокна, а так же сотрудникам центра репрографии при Российской национальной библиотеке за помощь при изготовлении образцов на пленке для микрофильмирования.

Работа выполнена при поддержке программы «У.М.Н.И.К» и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы, ГК No. П872.

Литература

[1] Gerchberg R.W, Saxton W.O. Phase determination from image and diffraction plane pictures in the electron microscope // Optik, 1971, 34, 275-284.

[2] Gerchberg R.W, Saxton W.O. A practical algorithm for the determination of the phase from image and diffraction plane pictures // Optik, 1972, 35, 237-246.

[3] Fienup J.R. Phase retrieval algorithms: a comparison // Appl. Opt. 1982, 21, 2758-2769.

[4] Воронцов М.А., Сивоконь В.П. Итерационные методы восстановления фазы по распределению интенсивности // Голография и ее применение, 1986. ФТИ, Л.

[5] Ivanov V.Yu., Sivokon,V.P., Vorontsov M.A. Phase retrieval from a set of intensity measurements: theory and experiment // J. Opt. Soc. Am. A, 1992, 9, 1515-1524.

[6] Pedrini G., Osten W., Zhang Y., Wave-front reconstruction from a sequence of interferograms recorded at different planes // Opt. Lett. 2005, 30, 833-835.

[7] Almoro P., Pedrini G., Osten W., Complete wavefront reconstruction using sequential intensity measurements of a volume speckle field // Appl. Opt. 2006, 45, 8596-8605.

[8] Almoro P., Maallo A., Hanson S., Fast-convergent algorithm for speckle-based phase retrieval and a design for dynamic wavefront sensing // Appl. Opt. 2009, 48, 1485-1493.

[9] Gabor D. Light and Information // Progress in Optics, v. 1, 1, ed. E. Wolf, Amsterdam, 1961, 109-153.

[10] Малов А.Н. Спекл-структура когерентного изображения в терминах теории степеней свободы оптической системы // Голография: теоретические и прикладные вопросы, 1995, РИО ПГКУ, Москва-Тирасполь.

[11] Kirkland E., Improved high resolution image processing of bright field electron micrographs: I. Theory // Ultramicroscopy 1984, 15(3), 151-172.

[12] Allen L.J., Oxley M. P., Phase retrieval from series of images obtained by defocus variation // Opt. Commun. 2001, 199 (1-4), 65-75.

[13] Петров Н.В., Беспалов В.Г. Использование многодлинноволновой цифровой спекл-фотографии для определения амплитудно-фазовых характеристик объекта // Сб. трудов V Международной конференции молодых ученых и специалистов «Оптика-2007», Санкт-Петербург 2007. 78-79.

[14] Bao P., Zhang F., Pedrini G., Osten W., Phase retrieval using multiple illumination wavelengths // Opt. Lett. 2008, 33, 309-311.

[15] Fienup J. R., Invariant error metrics for image reconstruction // Appl. Opt. 1997, 36, 8352-8357.

[16] Moh J., Low H.M., Wientjes G., Characterization of the Nikon D70 Digital Camera // Archive of projects of Stanford Center for Image Systems Engineering, EE 362/Psych 221, Stanford 2005. URL: http://scien.stanford.edu/pages/labsite/2005/psych221/projects/05/joanmoh/index.html (Accessed 10 January 2011).

[17] Petrov N.V., Bespalov V.G., Gorodetsky A.A. Phase retrieval method for multiple wavelength speckle patterns // in Speckle 2010: "Optical Metrology Proc. SPIE 2010, Vol. 7387, 73871T.

[18] Беспалов В.Г, Петров Н.В. Выделение спектральных компонент излучения суперконтинуума для использования в методе цифровой спекл-фотографии // Сб. трудов XII всероссийской школы-семинара «Физика и применение микроволн». М.: МГУ, 2009.

[19] Петров Н.В, Беспалов В.Г. Многодлинноволновая цифровая спекл-фотография // Сб. конкурсных докладов Всероссийской молодежной конференции «VII Всероссийский молодежный Самарский конкурс научных работ по оптике и лазерной физике» 2009, СамГУ, Самара. 180-186.

НАНОСИСТЕМЫ: ФИЗИКА, ХИМИЯ, МАТЕМАТИКА, 2011, 2 (1), С. 91–100

УДК 535.34:535.354

ФЕМТОСЕКУНДНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ФОРМИРОВАНИЯ СВОБОДНЫХ ПОЛЯРОНОВ И ПИКОМЕТРОВЫХ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ ПРИМЕСНЫХ ИОНОВ В КРИСТАЛЛЕ ФТОРИДА КАДМИЯ

Д. И. Стаселько[1], С. А. Тихомиров[2], О. В. Буганов[2],
А. С. Щеулин[1], А. Е. Ангервакс[1], А. И. Рыскин[1]

[1]Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

[2]Институт физики имени Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси, Минск, Республика Беларусь

angervax@mail.ru, dmitry@staselko.spb.ru

Экспериментально изучена кинетика спектров фотоиндуцированного поглощения кристаллов CdF_2 с бистабильными центрами индия и галлия при фемтосекундном импульсном возбуждении. На примере ионов индия показано, что полоса просветления в спектре поглощения глубоких центров формируется в течение времени 0.8–1 пс, что значительно превосходит интервал, в течение которого происходит поглощение фотонов.

Предложена интерпретация этого процесса как результата перемещения иона индия из исходного межузельного положения в узел соседней кристаллической ячейки, дана оценка скорости такого перемещения: 200–250 м/с, что близко к тепловой скорости данного иона при комнатной температуре. Впервые дана экспериментальная оценка времен, характеризующих процесс формирования свободных поляронов вследствие смещения окружающих ионов кристаллической решетки (0.8–1.2 пс).

Оценены времена захвата свободных поляронов трехвалентными ионами галлия и индия, составляющие, соответственно, 5 и 10 пс, а также присущие этим захватам сечения: $2\cdot10^{-16}$ и $8\cdot10^{-16}$ см^2 соответственно.

Ключевые слова: фемтосекундная спектроскопия.

1. Введение

В работах [1–3] был предложен новый класс динамических сред для оперативной оптической (голографической) обработки данных на основе кристаллов фторида кадмия с бистабильными примесными центрами индия и галлия. Была показана возможность широкополосной записи в них преимущественно фазовых голограмм с равномерными характеристиками (чувствительность, дифракционная эффективность) в интервале пространственных частот от 0 до 5000 мм$^{-1}$. Характерной особенностью данных сред является возможность температурного управления спонтанным стиранием голограммы от практически бесконечного времени до времен наносекундного диапазона [4–6]. Эту возможность создает потенциальный барьер между состояниями бистабильного центра. Существенным обстоятельством является также кубическая структура кристалла-матрицы, позволяющая использовать свойство поляризации излучения для разделения процессов записи и считывания при высокочастотном режиме работы. На основе кристаллов CdF_2с бистабильными центрами индия и галлия были разработаны оптические корреляторы [7, 8] и динамические голографические корректоры волновых фронтов и изображений [9].

Вместе с тем эти кристаллы являются уникальными объектами с точки зрения возможности независимого изучения релаксационных процессов в решетке, приводящих к ее поляризации и связанных как с образованием свободных носителей – фотоэлектронов, отрываемых светом от одновалентных ионов примесей, так и с одновременным изменением заряда ионов, потерявших электроны. В первом случае следует ожидать появления поляронных состояний свободных носителей [19], а во втором — перемещения указанных ионов из межузельных положений, которые они согласно прямым квантовым расчетам занимают в одновалентном состоянии [16] в ближайшие свободные узлы решетки. В [16] были также рассчитаны расстояния, разделяющие указанные положения. Для ионов галлия и индия они оказались близки и составили примерно 1,8 А или 180 пм. Более подробное изложение физических особенностей данных кристаллов, процедур их получения и последующего аддитивного окрашивания, приводящего к появлению полос поглощения в видимой области спектра, а также результатов их электро- и фотофизических исследований можно найти в работах [16–19]. Длительность обсуждаемых релаксационных процессов определяется смещениями ионов кристаллической решетки с характерными для них временами порядка одной пикосекунды. Поэтому естественно ожидать возникновения в экспериментах по фемтосекундному возбуждению таких кристаллов определенных временных задержек установления спектров, соответствующих релаксированным состояниям, относительно моментов окончания поглощения образцом фотонов возбуждающего излучения.

Сказанное выше определило цель настоящей работы как изучение переходной динамики спектров наведенного поглощения легированных кристаллов CdF_2в процессе его установления и последующий анализ полученных спектров с целью обнаружения указанных релаксационных процессов и определения их относительных вкладов в спектрально-временную кинетику поглощения.

2. Образцы и методика эксперимента

Полупроводниковые кристаллы CdF_2:Ga и CdF_2:In исследовались при комнатной температуре. Кристаллы были выращены модифицированным методом Стокбаргера–Бриджмена в графитовых тиглях. Примесь индия вводилась в исходный материал для выращивания в виде фторида иттрия с концентрацией 0.05 моль % (In), что соответствует средней концентрации ионов индия в кристалле $1.25{\cdot}10^{19}$ см$^{-3}$. Галлий вводился в виде арсенида; по данным масс-спектрометрического анализа его концентрация в кристалле составляла 10^{20} см$^{-3}$. Аддитивное окрашивание кристаллов осуществлялось в вакуумированной стеклянной установке.

Спектры поглощения кристаллов CdF_2 с примесными центрами галлия и индия показаны на рис. 1. Полосы поглощения в ультрафиолетовой–видимой (УФ–ВИД) и инфракрасной (ИК) областях спектра связаны, соответственно, с исходным одновалентным (глубоким) и фотоионизованным (мелким) состояниями примесных центров. Концентрация глубоких центров определяется числом электронов, введенных в кристалл при его аддитивном окрашивании; эти электроны распределяются между глубокими и мелкими состояниями центра, а также зоной проводимости.

Для изучения кинетики перестройки состояния бистабильных центров в кристаллах CdF_2 использовался фемтосекундный спектрометр Института физики НАН Беларуси [27], Световой импульс титан-сапфирового лазера, построенного по схеме “задающий генератор–стретчер–усилитель–компрессор” с длительностью импульса 150 фс и выходной энергией 0.6 мДж на длинах волны 780–800 нм, поступал на вход оптической схемы и использовался для накачки исследуемого образца, а также генерации, синхронно с накачкой, импульса широкополосного пробного излучения в диапазоне длин волн 400–1200 нм. Это позволило применить известную методику "возбуждения-зондирования"(“pump-probe method”) с регулируемым временным интервалом между импульсами возбуждающего и пробного

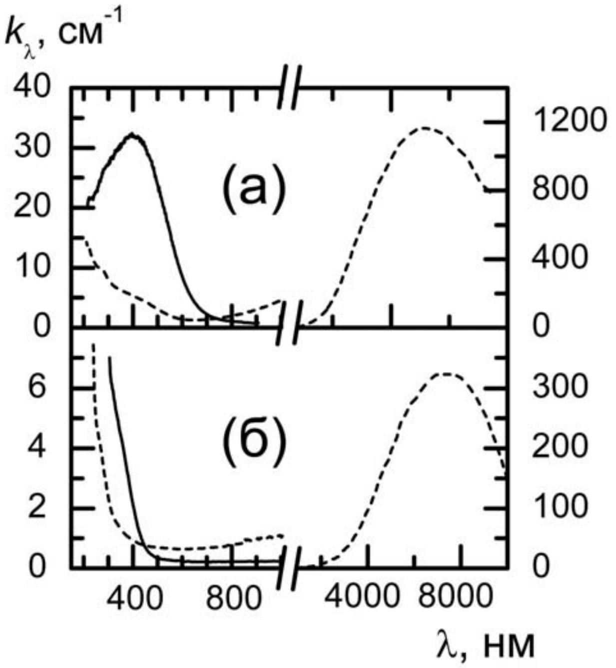


Рис. 1. Спектры поглощения кристаллов CdF_2:In (а) и CdF_2:Ga (б), охлажденных в темноте до температуры жидкого азота (сплошные линии), и после облучения в УФ–ВИД-полосе поглощения (штриховые линии)

излучений. Для возбуждения исследуемых объектов использовалась вторая гармоника излучения основной частоты (395 нм).

Пробным импульсом служило излучение фемтосекундного суперконтинуума, генерируемого путем фокусировки излучения основной частоты в кювету с дистиллированной водой и позволявшего зондировать исследуемые объекты на любой длине волны в диапазоне 430–1100 нм. Минимальный шаг в линии задержки составляет 8.3 фс, максимально возможная задержка – 1 нс. После линии задержки импульс проходит через кристалл BBO толщиной 0.8 мм, в котором происходит генерация второй гармоники с коэффициентом преобразования примерно 40%.

В спектрометре реализована двухлучевая схема измерений. Коллимированный пучок белого света суперконтинуума делится на два примерно равных по энергии с помощью металлического частично прозрачного зеркала. Один из них проходит через исследуемый объект до прихода к нему возбуждающего импульса и служит в качестве опорного сигнала. Второй, пройдя через регулируемую линию задержки, пропускается через возбужденный объем в исследуемом образце, формируя пробный сигнал. Оба пучка далее посылаются на полихроматор, и их спектры регистрируются кремниевой охлаждаемой ПЗС-матрицей P24 (ОАО “ЦНИИ “Электрон”, г. Санкт-Петербург), содержащей 760×580 пикселов. Оцифрованные сигналы матрицы поступают на вход персонального компьютера и подвергаются программной обработке с целью определения спектральных изменений оптической плотности ΔD согласно формуле:

$$\Delta D(\lambda, t) = \lg(T_0/T),$$

где $T = I_{\text{проб}}/I_{\text{оп}}$, $T_0 = I^0_{\text{проб}}/I^0_{\text{оп}}$ – отношения энергий пробного и опорного импульсов, прошедших через исследуемый образец при возбуждении ($I_{\text{проб}}$, $I_{\text{оп}}$) и без него ($I^0_{\text{проб}}$, $I^0_{\text{оп}}$).

Экспериментальные результаты

Под действием импульса УФ-излучения (λ = 395 нм, длительность 150 фс) в области полосы поглощения глубоких центров наблюдается уменьшение оптической плотности образца ΔD (полоса просветления), зеркально повторяющее спектральный ход длинноволнового крыла УФ–ВИД-полосы поглощения.

В области поглощения мелких центров оптическая плотность возрастает, повторяя ход коротковолнового крыла ИК-полосы. В качестве примера на рис. 2 показан спектр поглощения кристалла CdF_2:In и спектр изменений оптической плотности под действием указанного импульса при времени задержки 1 нс. Этот рисунок иллюстрирует антибатную спектральную зависимость оптической плотности (D) и ее фотоиндуцированного изменения (ΔD) в области поглощения глубоких центров и симбатную зависимость этих величин в области поглощения мелких центров.

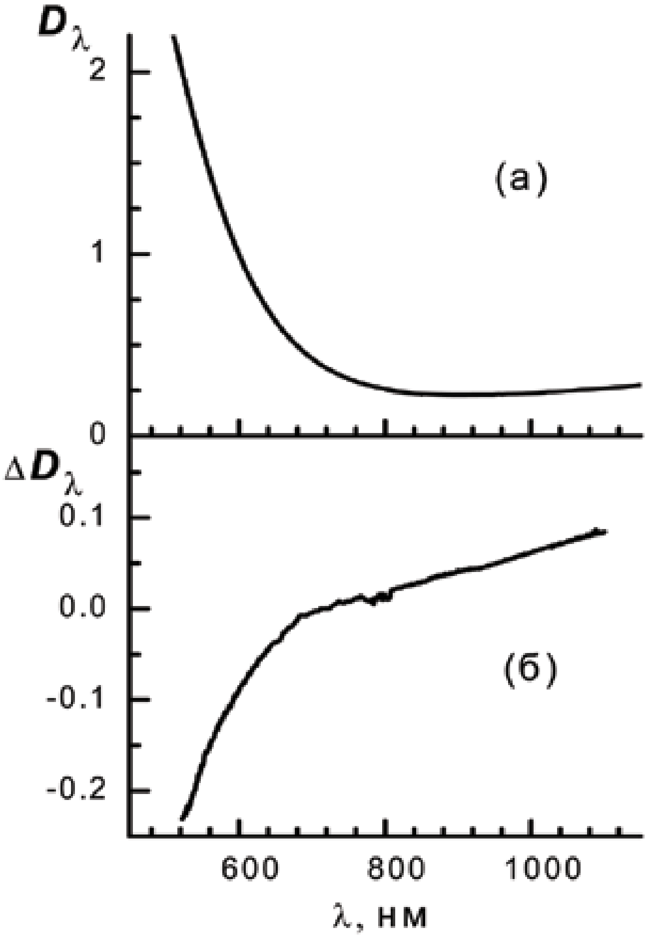


Рис. 2. а – спектр исходного поглощения кристалла CdF_2:In; б – спектр фотоиндуцированного изменения поглощения образца под действием импульса УФ-излучения длительностью 150 фс спустя 1 нс после начала возбуждения

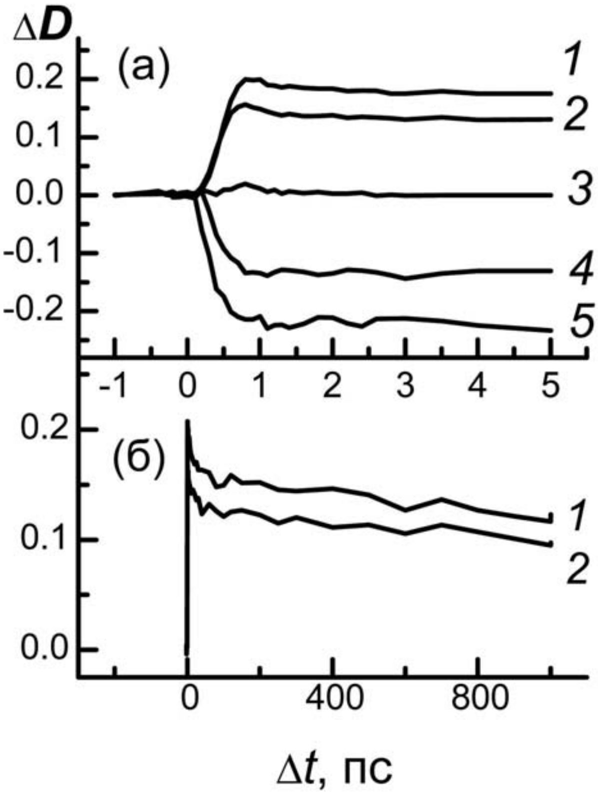


Рис. 3. Кинетика изменения поглощения кристалла CdF_2:In в интервале времен задержки пробного импульсов 0–5 пс (а) и 0–1000 пс (б). Длины волн пробного пучка: 1 – 1100 нм, 2 – 1000 нм, 3 – 730 нм, 4 – 570 нм, 5 – 530 нм

На рис. 3а и 3б для ряда длин волн в диапазоне 525–1100 нм представлена зависимость от времени задержки фотоиндуцированного изменения поглощения кристалла CdF_2:In во временных интервалах 0–5 пс и 0–1000 пс. На рис. 4а и 4б подобные зависимости приведены для кристалла CdF_2:Ga во временных интервалах 0–5 пс и 0–100 пс.

В области полосы поглощения глубоких центров индия (530–700 нм) наблюдается заметное ($\Delta D{\sim}0.2$) уменьшение оптической плотности. Время нарастания просветления данной полосы составляет примерно 1 пс с начального момента возбуждения образца, что заметно превосходит временное разрешение фемтосекундного спектрометра, определяемое его временной аппаратной функцией (~400 фс). В последующие 10 пс уровень просветления в этой полосе остается практически неизменным.

В центральной части спектральной щели, вблизи изобестической длины волны 700 нм, соответствующей равенству величин поглощения глубоких и мелких состояний индия, поглощение практически не изменяется во времени. В области ИК-полосы при длинах волн 700–1100 нм происходит нарастание оптической плотности с фронтом длительностью от 0.5 до 0.8 пс, а затем наблюдается ее сравнительно медленный спад в течение всего последующего исследованного временного интервала (1000 пс) примерно в 1.5 раза.

Для кристалла CdF_2:Ga при тех же условиях возбуждения в доступной для наблюдения спектральной области пробного пучка (500–1100 нм) незначительное просветление наблюдается лишь в узком интервале длин волн, ограниченном, как и в предыдущем случае,

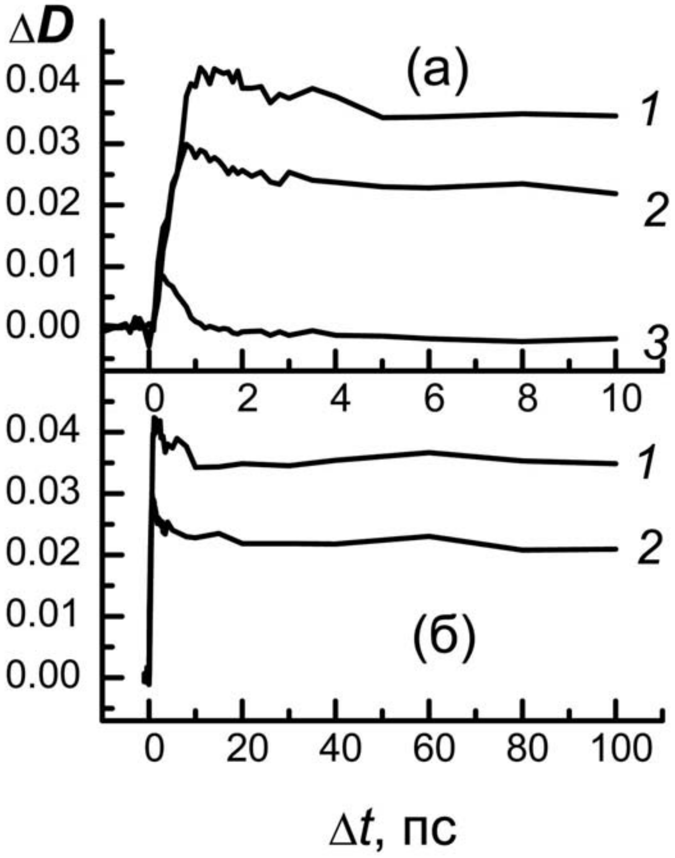


Рис. 4. То же для кристалла CdF_2:Ga в интервале 0–5 пс (а) и 0–100 пс (б). Длины волн пробного пучка: 1 – 1000 нм, 2 – 850 нм, 3 – 530 нм

положением соответствующей изобестической точки (для иона галлия ∼520 нм). В данном случае фотовозбуждение попадает в самый край длинноволнового крыла полосы поглощения глубоких центров. По этой причине большая часть изменения оптической плотности в исследованном диапазоне длин волн относится к полосе поглощения мелких центров, т.е. соответствует увеличению оптической плотности (рис. 6).

Начальный участок приращения оптической плотности кристалла CdF_2:Ga качественно сходен с соответствующим участком кинетики кристалла CdF_2:In (ср. рис. 3а и 4а), однако, обращает на себя внимание наличие перегиба (“плеча”) на переднем фронте нарастания сигнала отклика и несколько большая длительность этого фронта (0.8–1.2 пс). Следует отметить, что оценка времени начального нарастания этого отклика в данном случае затруднительна ввиду заметного вклада на этом участке сигнала наведенного поглощения предельно короткого отклика, связываемого в литературе с электронной керровской нелинейностью [28]. Последний имеет характерную знакопеременную форму, которая, согласно [28], зависит от длины волны пробного импульса. Амплитуда этого отклика значительно возрастает в слабопоглощающих средах. Так, в нелегированном (диэлектрическом) кристалле CdF_2 эта амплитуда при тех же условиях возбуждения возрастает примерно на порядок величины, достигая значений ΔD = 0.1–0.2 в диапазоне длин волн 600–900 нм.

3. Обсуждение эксперимента

Один из наиболее существенных результатов эксперимента состоит в том, что полное формирование полосы просветления для глубоких центров происходит за время порядка пикосекунды. Данное время заметно превосходит как физическое время, соответствующее процессу фотоионизации центра (фемтосекундный диапазон), так и величину временной аппаратной функции спектрометра (400 фс). Это означает, что акт фотоионизации глубокого центра, инициируя изменение спектра поглощения кристалла с бистабильными центрами, вовсе не завершает процесс формирования нового спектра, отражающего переход этих центров в мелкое состояние.

Дело в том, что этот акт происходит за время, в течение которого пространственная конфигурация ионизованного глубокого центра не успевает измениться. При этом образовавшееся в результате поглощения света одноэлектронное состояние является неустойчивым, поскольку его ядерная конфигурация соответствует глубокому (двухэлектронному) состоянию. Следствием этой неустойчивости является перестройка решетки, характерным элементом которой является смещение примесного иона из межузельного положения, соответствующего глубокому состоянию, в узел соседней кристаллической ячейки. Это смещение и сопутствующее изменение положения окружающих примесь ионов решетки завершает процесс превращения фотоионизованного глубокого центра в мелкий центр. Из общих соображений ясно, что этот процесс протекает за времена порядка обратных колебательных частот (10^{-13}–10^{-12} с). Близкое к этому время формирования полосы просветления в спектральной области поглощения глубоких центров и плавная перестройка спектра в течение этого времени и наблюдается в эксперименте.

Определенное в эксперименте время перестройки центра (0.8–1 пс) может быть использовано для оценки скорости перемещения примесного иона в процессе его перехода из глубокого состояния в мелкое. С учетом известного расстояния между положениями этих состояний (согласно [16], 0.18 нм) получаем значение скорости около 200–250 м/с, что примерно на порядок меньше скорости сдвиговой звуковой волны в решетке кристалла CdF_2 и близко к тепловой скорости данного иона при комнатной температуре (200 м/с).

Природа и причины наблюдаемого отклика наведенного поглощения в ИК-области спектра имеют более сложный характер. Данный отклик формируется целым рядом процессов, к числу которых относятся: фотоотрыв электрона от глубокого примесного центра в зону проводимости (1); последующее формирование из него свободного полярона (2); релаксация полярона на дно зоны проводимости (3); захват свободного полярона трехвалентным ионом примеси (4) и преобразование возникшего комплекса в мелкий водородоподобный центр (5); формирование аналогичного центра в результате описанного в начале этого раздела процесса трансформации фотоионизованного глубокого центра (6); установление температурного равновесия в системе бистабильных центров, находящихся в мелком и глубоком состояниях, и свободных поляронов (7).

Существенным обстоятельством для интерпретации ИК-отклика, имеющего столь сложную природу, является тот факт, что сечение поглощения свободных носителей в ближнем ИК-диапазоне спектра, согласно [29], в 3–4 раза превосходит сечение поглощения мелких примесных центров. Отсюда следует, что начальный участок роста во времени оптической плотности в области ИК-полосы поглощения вплоть до образования максимума обусловлен, в основном, поглощением пробного излучения формирующимися свободными поляронами, а не мелкими примесными центрами. Таким образом, заметная инерционность переднего фронта наблюдаемого отклика в спектрах полос наведенного ИК-поглощения характеризует процесс формирования свободного полярона.

Относительный вклад мелких центров в результирующий сигнал должен возрастать по мере снижения концентрации свободных носителей (поляронов) вследствие их захвата трехвалентными примесями.

Следует отметить наличие перегиба на переднем фронте ИК-отклика кристалла CdF_2:Ga (рис. 4а). Дело в том, что формирование свободного полярона протекает в два этапа. На первом этапе образуется свободный электрон (стадия 1, см. выше). Характерное время этого процесса лежит за пределами временного разрешения установки, и экспериментально регистрируемую кинетику на данном этапе определяет аппаратная функция спектрометра. На втором этапе (стадия 2) происходит релаксация решетки, приводящая к образованию свободного полярона. Оба возбужденных состояния способны поглощать свет. Наличие упомянутого перегиба отражает тот факт, что свободные поляроны имеют большее сечеbние поглощения, нежели свободные электроны, концентрация которых уменьшается по мере их превращения в поляроны.

Наличие перегиба на фронте наведенного поглощения кристалла CdF_2:Ga при его отсутствии для кристалла CdF_2:In, вероятно, связано со сравнительно малым радиусом атома галлия. Вследствие этого решетка кристалла сильнее искажена вблизи галлия (при любом его валентном состоянии), нежели вблизи индия. Исходя из этого, можно предположить, что релаксация решетки, приводящая к образованию полярона, в кристалле CdF_2:Ga затруднена, по сравнению с кристаллом CdF_2:In, и занимает больше времени. Действительно, передний фронт ИК-отклика по длительности заметно превышает 1 пс для кристалла CdF_2:Ga и несколько меньше этой величины для кристалла CdF_2:In. “Сжатость” этого фронта для последнего кристалла – при значительной величине временной аппаратной функции спектрометра – затрудняет для этого кристалла разделение этапов первоначального образования свободного электрона и последующего его превращения в свободный полярон.

Представление о длительности процессов (4)–(5), связанных с захватом свободных поляронов трехвалентными ионами примеси и сопровождающей этот захват релаксацией решетки, дает кинетика начального участка спада сигнала ИК-поглощения. Соответствующий временной интервал, который может быть интерпретирован как проявление снижения концентрации свободных поляронов, имеет длительность около 10 пс для индия и 5 пс для галлия.

Принимая данные значения в качестве оценки времен жизни поляронов по отношению к захвату их соответствующими трехвалентными ионами τ_p, мы можем оценить сечения захвата поляронов этими ионами с помощью известного соотношения [30]:

$$S_p = 1/(V_{tp} N_i \tau_p),$$

где V_{tp}~ 10^7 см/с – тепловая скорость полярона, а N_i – значения концентрации трехвалентных примесей галлия (10^{20} см$^{-3}$) и индия ($1.25{\cdot}10^{19}$ см$^{-3}$) для использованных в эксперименте образцов. Подставляя указанные значения в (3), находим, что сечения захвата свободных поляронов в кристаллах CdF_2:Ga и CdF_2:In трехвалентными ионами галлия и индия составляют, соответственно, $2{\cdot}10^{-16}$ и $8{\cdot}10^{-16}$ см^2.

Если предположить, что поглощение в максимуме приращения оптической плотности связано преимущественно со свободными носителями – поляронами, а поглощение после протекания упомянутой выше “быстрой” стадии уменьшения этого приращения после достижения максимума – с мелкими центрами, то можно заключить, что сечение ИК-поглощения этих центров в 2–3 раза меньше сечения поглощения поляронов. Эта оценка по порядку величины сходится с упомянутой выше оценкой, приведенной в работе [29].

4. Заключение

Экспериментальное изучение кинетики спектров фотоиндуцированного поглощения кристаллов CdF_2 с бистабильными примесными центрами при фемтосекундном импульсном возбуждении и последующий анализ полученных результатов позволяют сделать определенные выводы о процессах, связанных с движением свободных носителей и разнообразными релаксационными перемещениями ионов кристаллической решетки, которые протекают в фотовозбужденном кристалле в течение 1 первых пикосекунд от начала возбуждения.

На примере ионов индия показано, что полоса просветления в спектре поглощения глубоких центров формируется в течение времени 0.8–1 пс, что значительно превосходит интервал, в течение которого происходит их ионизация. Предложена интерпретация этого процесса как следствия перемещения глубокого центра после его ионизации из исходного межузельного положения в узел соседней кристаллической ячейки и дана оценка скорости такого перемещения: 200–250 м/с, близкая к скорости теплового движения данного иона при комнатной температуре.

Впервые дана экспериментальная оценка характерного времени формирования поляронного состояния фотовозбужденных носителей, образование которого обусловлено перестройкой ионов решетки вокруг движущегося электрона. Это время оказалось близким к времени перестройки решетки, связанной с перемещением глубоких центров в процессе их перехода в мелкое состояние, и составило 0.8–1.2 пс.

Оценены времена захвата свободных поляронов трехвалентными ионами галлия и индия, составляющие, соответственно, 5 и 10 пс, а также соответствующие этим захватам сечения: $2{\cdot}10^{-16}$ (галлий) и $8{\cdot}10^{-16}$ см^2 (индий).

Таким образом, в результате проведенного исследования была получена важная информация о кинетике многообразных процессов, протекающих в кристаллах фторида кадмия при фотоиндуцированных переходах бистабильных центров индия и галлия.

Дальнейшее изучение этих явлений требует проведения экспериментов в расширенном спектральном диапазоне и в определенном интервале температур, а не только при фиксированной (комнатной) температуре. Целесообразно также увеличить временное разрешение установки, что позволит получить более детальное представление о вкладе различных процессов в наблюдаемую картину спектральной кинетики фотоиндуцированного изменения состояний бистабильного центра в кристалле фторида кадмия.

Авторы признательны Е.Ю. Перлину за полезное обсуждение результатов работы.

Литература

[1] Ryskin A.I., Shcheulin A.S., Koziarska B., Langer J.M., Suchocki A., Buchinskaya I.I., Fedorov P.P., Sobolev B.P. // Appl. Phys. Lett. 1995. V. 67. № 1. P. 31.

[2] Koziarska B., Langer J.M., Ryskin A.I., Shcheulin A.S., Suchocki A. // Acta Phys. Pol. A. 1995. V. 88. № 5. P. 1010.

[3] Ryskin A.I., Shcheulin A.S., Miloglyadov E.V., Linke R.A., Redmond I., Buchinskaya I.I., Fedorov P.P., Sobolev B.P. // J. Appl. Phys. 1998. V. 83. № 4. P. 2215.

[4] Linke R.A., Shcheulin A.S., Ryskin A.I., Buchinskaya I.I., Fedorov P.P., Sobolev B.P. // Appl. Phys. B (Lasers and Optics). 2001. № 6. V. 72. P. 677.

[5] Щеулин А.С., Ангервакс А.Е., Рыскин А.И., Линке Р.А. // Опт. и спектр. 2002. Т. 92. № 1. С. 141.

[6] Ryskin A.I., Shcheulin A.S., Kazanskii S.A., Angervaks A.E. // J. Lumin. 2007. V. 125. № 1. P. 18.

[7] Angervaks A.E., Malyi A.F., Fedorov I.Yu., Shcheulin A.S. // Proc. SPIE. 2008. V. 7006. P. 70060L.

[8] Fedorov I.Yu., Angervaks A.E., Sokolov V.K., Shcheulin A.S. // Opt. Mem. Neural Netw. 2008. V. 17. № 4. P. 276.

[9] Ангервакс А.Е., Димаков С.А., Климентьев С.И., Рыскин А.И., Щеулин А.С. // Опт. и спектр. 2006. Т. 101. № 1. С. 137.
[10] Mooney P.M. // J. Appl. Phys. 1980. V. 67. № 3. P. R1.
[11] Chadi D.J., Chang K.J. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. № 7. P. 873.
[12] Scheffler M. // Festkor.–Adv. Solid St. 1989. V. 29. P. 231.
[13] Shcheulin A.S., Ryskin A.I., Swiatek K., Langer J.M. // Phys. Lett. A. 1996. V. 222. № 1. P. 107.
[14] Kazanskii A.S., Ryskin A.I., Romanov V.V. // Appl. Phys. Lett. 1997. V. 70. № 10. P. 1272.
[15] Казанский С.А., Рыскин А.И., Романов В.В. // ФТТ. Т. 39. Вып. 7. С. 1205.
[16] Park C.H., Chadi D.J. // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. № 1. P. 113.
[17] Onopko D.E., Ryskin A.I. // Phys. Rev. B. 2000. V. 61. № 19. P. 12952.
[18] Казанский С.А., Рыскин А.И. // ФТТ. 2006. Т. 48. Вып. 9. С. 1573.
[19] Казанский С.А., Рыскин А.И. Бистабильные примесные центры в сверхширокозонном полупроводнике – фториде кадмия. СПб: СПбГУ ИТМО, 2008. 106 с.
[20] Dmochowski J.E., Jantsch W., Langer J.M. // Acta Phys. Pol. A. 1988. V. 73. № 2. P. 179.
[21] Каспаров В.В., Волков А.А., Ритус А.И. // Изв. РАН. Сер. физ. 2002. Т. 66. № 12. С. 1817.
[22] Каспаров В.В., Волков А.А., Ритус А.И. // Изв. РАН. Сер. физ. 2003. Т. 67. № 12. С. 1763.
[23] Kunze I., Ulrici W. // Phys. Stat. Sol. (b). 1973. V. 55. № 2. P. 567.
[24] Piekara U., Langer J.M., Krukowska-Fulde B. // Sol. Stat. Commun. 1977. V. 3. № 7. P. 583.
[25] Ryskin A.I., Shcheulin A.S., Onopko D.E. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 80. № 13. P. 2949.
[26] Казанский С.А., Щеулин А.С., Рыскин А.И. // Опт. и спектр. 2007. Т. 102. № 3. С. 469.
[27] Блохин А.П., Гелин Ф., Буганов О.В., Тихомиров С.А., Толсторожев Г.В. // Журн. прикл. спектр. 2003. Т. 70. С. 66.
[28] Kovalenko S.A., Dobryakov A.L., Ruthmann J., Ernsting N.P. // Phys. Rev. A. 1999. V. 59. № 3. P. 2369.
[29] Moser F., Matz D., Lyu S. // Phys. Rev. 1969. V. 182. P. 808.
[30] Бьюб Р. Фотопроводимость твердых тел. М.: Изд-во иностр. литературы, 1952. 558 с.

НАНОСИСТЕМЫ: ФИЗИКА, ХИМИЯ, МАТЕМАТИКА, 2011, 2 (1), С. 101–108

УДК 535.4

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ УЛЬТРАКОРОТКОГО ИМПУЛЬСА ЛИНЗОЙ ФРЕНЕЛЯ

Т. В. Стаценко[1], Ю. А. Толмачев[1], И. А. Шевкунов[1]

[1]Санкт-Петербургский государственный университет

ne_znau_dingo@mail.ru, yurii.tolmach@rambler.ru, shevkunov_igor@mail.ru

PACS 42.79.Hp, 42.30.Sy, 42.30.Lr, 42.25.Fx

Импульсный метод анализа работы дифракционных систем применен для исследования преобразования линзой Френеля одиночного фемтосекундного импульса в импульсную последовательность. Разработаны основные элементы теоретического описания и проведена экспериментальная проверка, подтверждающая основные выводы теории.

Ключевые слова: линза Френеля, фемтосекундный импульс, дельта-волна, дифракция, кодовая последовательность, опознавание образов.

1. Введение

Применение чисто дифракционных оптических элементов позволяет решить одну из наиболее важных задач глубокого продвижения в область малых длин волн, в том числе ВУФ и мягкого рентгеновского диапазона. Этот, наиболее простой и надежный путь создания систем формирования монохроматических изображений с линейным разрешением нано-диапазона, уже давно используется в так называемой рентгеновской микроскопии [1–3]. Основным элементом здесь являются различные варианты зонной пластинки, амплитудные и фазовые, и линзы Френеля (или ее зеркального аналога). Вместе с тем, развитие микроэлементной базы оптоинформатики, в которых применяются короткие и ультракороткие световые импульсы, заставляет рассмотреть принципы действия таких устройств с новых позиций. Попытка такого анализа чисто теоретическими методами была сделана в работе [3]. В представленной работе, помимо теории, основанной на представлении о дельта-волнах, приводятся результаты эксперимента по преобразованию фемтосекундного импульса простейшей линзой Френеля.

Импульсный метод интерпретации работы зонной пластинки [4] показал две очень важные особенности ее взаимодействия с волной:

(1) возможное создание системы чередующихся пропускающих и поглощающих колец, согласованной с входным упорядоченным во времени сигналом, отличающимся от монохроматического, такая модификация структуры обеспечивает максимизацию освещенности в точке фокуса;
(2) интегральная дифракционная эффективность зонной пластинки невелика, яркость фокального пятна мала по сравнению с уровнем фоновой засветки.

Один из вариантов построения согласованной с сигналом зонной пластинки для целей опознавания сигнала в виде заданной последовательности ультракоротких импульсов был продемонстрирован в [5], причем отмечалось, что эффективность опознавания возрастает при увеличении сложности сигнала. Повышение дифракционной эффективности, т. е.

более полное использование энергии падающей волны возможно путем перехода от чисто-дифракционной зонной пластинки к линзе Френеля, или эквивалентному ей многокомпонентному зеркалу, преобразующему волну по тем же принципам, что и линза. Мы будем рассматривать в качестве упрощенной модели именно безаберрационную линзу, что позволит более наглядно показать преобразование волны и упростить анализ.

2. Теория

Приведем вначале качественно результаты теоретического анализа [6] и численного моделирования [7] процесса дифракции сходящейся δ- образной во времени сферической волны на круглом отверстии радиуса ρ. Такой прием позволяет найти «импульсный отклик» оптической системы и при ее линейности вычислить отклик на любой иной сигнал, осуществив свертку входного сигнала с импульсным откликом.

В момент рассеяния отверстие вырезает сегмент из сферы. Соответственно, за отверстием наблюдается «проходящая» волна в форме шарового сегмента, сходящего со скоростью c в точку фокуса F внутри конуса с вершиной в F и опирающегося на границу отверстия. Амплитуда этой волны постоянна на поверхности сегмента и возрастает обратно-пропорционально радиусу его кривизны. Вне конуса проходящая волна обращается в нуль.

Одновременно, в момент рассеяния возникает вторая, дифрагированная, δ-волна, источником которой является край отверстия («краевая» волна). На достаточно большом расстоянии от края она имеет форму тора (мы рассматриваем в работе только половину этого тора, находящуюся за экраном), один из его радиусов постоянен и равен радиусу отверстия, а второй растет со скоростью c. Момент начала расширения тороидальной волны совпадает с моментом прохождения падающей волны через отверстие. Знак возмущения в краевой волне меняется на конической границе свет-тень: в освещенной (в приближении геометрической оптики) зоне он противоположен знаку падающей волны, в области тени – совпадает с ним.

Будем считать линзу Френеля состоящей из совокупности концентрических кольцевых плоско-выпуклых, примыкающих друг к другу *тонких* ахроматических линз. Все эти кольцевые линзы имеют один общий фокус F (рис. 1). Предположим, что на линзу падает плоская волна, имеющая зависимость амплитуды от времени, приближенно описываемую функцией $\delta\,(t - z/c)$. Рассмотрим импульсный отклик описанной системы в точке F, используя описанные выше данные по дифракции сходящейся сферической $\delta\,(t)$-волны на круглой диафрагме и принцип Бабине [8].

Представим один кольцевой элемент линзы как комбинацию прозрачного кольца с радиусами $\rho_2 > \rho_1$ в поглощающем экране и *очень большой* тонкой линзы с фокусным расстоянием f, размещенной соосно с кольцом (рис. 2). Это позволяет нам не учитывать дифракцию на линзе. Единственной функцией линзы является такое преобразование поля волны за экраном, которое ведет к фокусировке прошедшей волны. В соответствие с принципом Бабине решение для волны, выходящей из кольцевой диафрагмы, представляет собой разность решений для апертур с внешним и внутренним радиусами (рис. 2). В данном случае мы имеем две конические границы освещенной зоны и две тороидальные волны, привязанные к радиусам ρ_1 и ρ_2. Спустя равный приближенно $(\rho_2 - \rho_1)/2c$ интервал времени, поверхности двух торов пересекаются, и на линии их пересечения внутри освещенной зоны формируется *отрицательное* по знаку кольцо. Оно перемещается в направлении к фокусу со скоростью больше скорости света c, постепенно догоняя прошедшую волну. Амплитуда его по мере распространения возрастает вплоть до амплитуды прошедшей волны в фокусе. Непосредственно в точке F сумма прошедшей положительной $\delta\,(t)$-волны

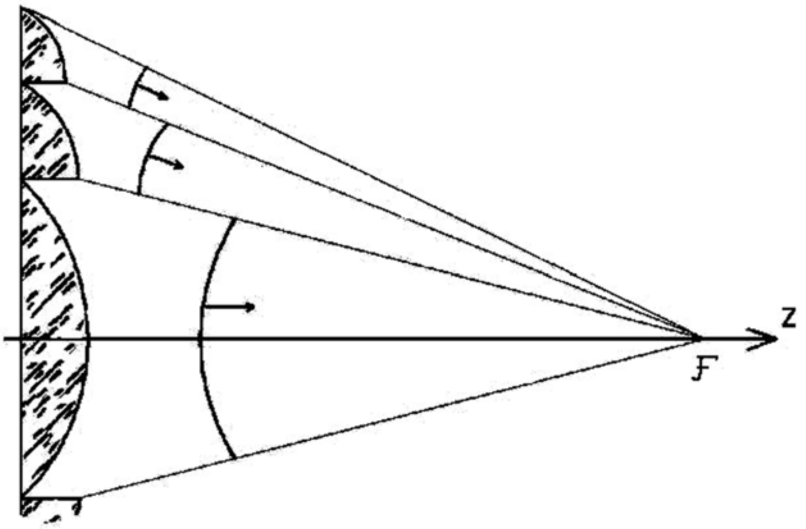


Рис. 1. Схема образования серии сдвинутых во времени импульсов после линзы Френеля

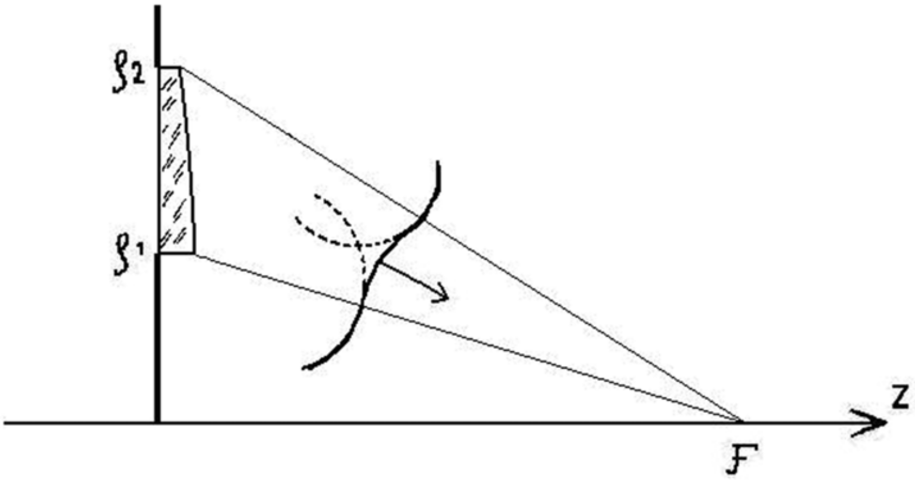


Рис. 2. Образование производной δ-функции. Показана структура прошедшей и дифрагированных волн после одного из колец. Сплошными линиями дана положительная δ-волна, штриховой — отрицательная

и догоняющей ее отрицательной формируют импульс, представляющий собой производную $\delta\,(t)$-функции. Для реального сигнала это означает, что кольцевая линза, так же как и круглое отверстие, преобразует в точке F падающий сигнал в его первую производную по времени.

Напомним элементарную интерпретацию принципа работы линзы Френеля. Обычная плоско-выпуклая линза разбивается мысленно на кольца, и из всех колец, за исключением внешнего вынимается «излишнее» плоское кольцо. Если этого не сделать, то, с точки зрения импульсного анализа, волны от всех колец одновременно придут в фокус. Изъятие плоских колец приводит к возникновению между импульсными волнами, прошедшими через различные кольца линзы задержки во времени. Следовательно, импульсный отклик $h\,(t)$ линзы, состоящей из N элементов, будет состоять из совокупности N производных $\delta\,(t)$-функции, каждая из которых будет иметь свою амплитуду (свой «вес»), который определяется геометрическими параметрами и пропусканием вещества кольца (рис. 3).

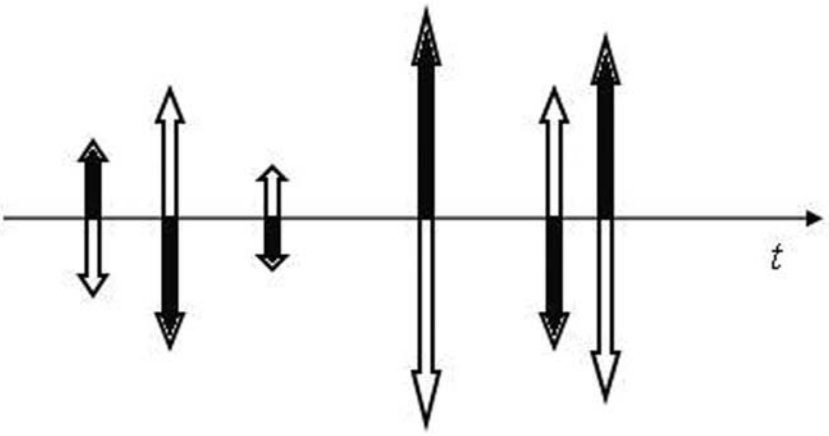


Рис. 3. Возможный вид отклика кодовой линзы Френеля. Двойными стрелками показаны производные δ-функции, длина стрелок отражает их амплитуды. Черным обозначена положительная часть производной, белым – отрицательная. Импульсы не эквидистантны

Изменяя эти параметры, мы можем варьировать расстояние между импульсами, таким образом генерируя произвольную кодовую последовательность.

$$h(t) = \sum_{k=0}^{N-1} a_k \delta'\,(t - t_k). \tag{1}$$

В частном случае, можно сделать компоненты отклика эквидистантными. Если амплитуды импульсов одинаковы и могут иметь разные знаки, тогда импульсный отклик линзы Френеля в фокальной точке можно записать в форме:

$$h(t) = \sum_{k=0}^{N-1} a_k \delta'\,(t - k\tau). \tag{2}$$

Начало отсчета времени здесь смещено к первому импульсу $(k = 0)$, соответствующему моменту прихода сигнала из центральной зоны, величина τ — интервал между импульсами, как отмечалось, задается конструкцией системы колец, а множитель a_k принимает значение $+1$ или -1, в зависимости от конструкции. Таким образом, линза Френеля, из проходящей плоской $\delta\,(t)$-волны создает последовательность эквидистантных производных от $\delta\,(t)$-импульсов.

Приведенные в [5] результаты численного эксперимента убедительно показали, что построенная по описанной схеме линза Френеля может выполнять роль не только генератора последовательности импульсов, но и «решать» обратную задачу – превращать серию импульсов в один с амплитудой пропорциональной сумме амплитуд всех импульсов серии, т. е. решать задачу опознавания (или декодирования) заданной последовательности.

Отметим, что формулы (1) и (2) следует рассматривать не столько как реальный физический отклик, сколько как удобный математический аппарат для дальнейшего перехода к исследованию преобразования осуществимых на практике сигналов.

Чтобы упростить дальнейший математический анализ, вспомним, что для оператора $\delta'\,(t)$ верно $\delta'\,(t) = \delta'\,(t) \otimes \delta\,(t)$, где символом $\otimes$ обозначена операция свертки. Это позволяет нам перейти от суммы производных к сумме $\delta\,(t)$-функций и осуществить операцию свертки на последнем этапе. В дальнейшем в нашей работе будет рассматриваться серия импульсов одинакового знака ($a_k = 1$), которая была реализована в эксперименте:

$$\tilde{h}(t) = \sum_{k=0}^{N-1} \delta\,(t - k\tau). \tag{3}$$

Эта функция представляет собой отрезок гребенки Дирака длительностью $T = (N-1)\,\tau$, который мы можем записать в форме произведения функции-прямоугольника на гребенку, сдвинув еще раз, для удобства, начало отсчета времени на точку, соответствующую положению центра прямоугольника:

$$\tilde{h}(t) = rect\left(\frac{t}{T}\right) \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta\,(t - k\tau). \tag{4}$$

Приведенная форма записи резко упрощает анализ отклика линзы в точке F на монохроматическую волну. Вычисляя фурье-образ соотношения (4), немедленно получаем:

$$\tilde{H}\,(\nu) = T\frac{\sin \pi\nu T}{\pi\nu T} \otimes \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta\,(\nu - n/\tau) = T \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\sin \pi\,(\nu - n/\tau)\,T}{\pi\,(\nu - n/\tau)\,T}. \tag{5}$$

В пространстве частот имеется бесконечная последовательность функций $\dfrac{\sin \pi\nu T}{\pi\nu T}$ – набор «порядков дифракции» с интервалом между ними по частоте равным $1/\tau$. Чтобы учесть имеющуюся в реальности последовательность *производных* δ-функций, достаточно умножить (5) на частоту.

В реальном эксперименте нами использовался фемтосекундный лазер, излучающий импульс конечной длительности $V\,(t)$, обладающий спектром конечной эффективной ширины. Учесть это обстоятельство можно либо введя дополнительную свертку с $V\,(t)$ в соотношение (4), либо умножив спектр (5) на спектр функции $V\,(t)$. Последний прием оказывается более простым и использовался нами при сравнении результатов измерений с расчетом.

3. Эксперимент

Геометрия проведенного опыта показана на рис. 4. Пучок излучения лазера FemtoSource Synergy, генерирующего импульсы длительностью приблизительно 30 фс с центральной длиной волны 805 нм направлялось на поворотное зеркало. Точка падения пучка на зеркало находилась на расстоянии 1,5 м от линзы, и ее изображение проецировалось на вход световода, передающего излучение на спектрометр фирмы Ocean, позволявший исследовать спектр мощности в диапазоне 250-900 нм с разрешением $\Delta\lambda = 2$ нм в области $\lambda = 633$ нм.

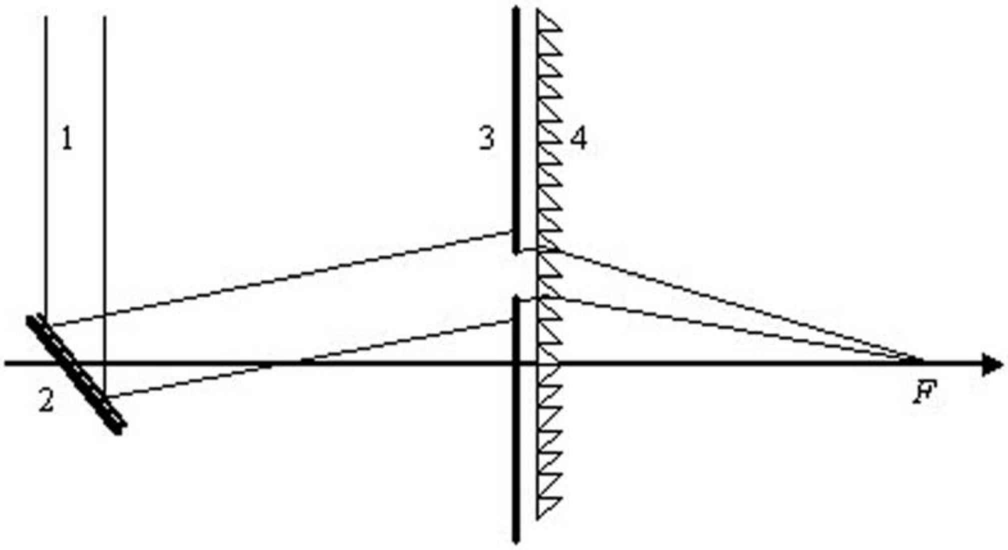


Рис. 4. Схема эксперимента: 1 — лазерный пучок, 2 — поворотное зеркало, 3 — подвижная диафрагма, 4 — линза Френеля, 5 — вход световода, передающего излучение в спектрометр

Такая схема опыта давала возможность зафиксировать положение всех основных элементов и изменять длину пути преломленных линзой лучей простым перемещением диафрагмы, помещенной перед линзой. Исследовалось преобразование спектра линзами Френеля с постоянным шагом $\Delta\rho = \rho_2 - \rho_1 = 0,5$ мм, фокусным расстоянием 175 мм (производства КНР) и $\Delta\rho = 0,2$ мм, фокусное расстояние 110 мм (производства Японии). В непосредственной близости от линзы устанавливались прямоугольные диафрагмы из тугоплавкой фольги толщиной 20 мкм, изготовленные с точностью не хуже 5 мкм предприятием Мультитех. В зависимости от выбранной ширины, диафрагмы ограничивали исследуемый участок линзы 2-5 кольцами, длинная сторона 2,02 мм диафрагмы ориентировалась по касательной к окружности колец. Перемещение диафрагмы вдоль радиуса не приводило к смещению точки фокуса пучка и позволяло изучать эффекты, связанные только с изменением интервала между отдельными сигналами, прошедшими через линзу.

Постоянство величины $\Delta\rho$ в исследованных линзах не дало нам возможности количественно изучить зависимость структуры спектра от числа действующих колец линзы, так как расстояние Δt_k между отдельными δ-импульсами в (1) при увеличении ρ монотонно растет, асимптотически приближаясь к $\Delta\rho/c$.

Типичные спектры исходного и прошедшего через диафрагму и линзу сигнала показаны на рис. 5, качественных различий между спектрами сигналов от двух использованных линз не наблюдалось. Приведенные данные хорошо показывают две ожидаемые в соответствии с (4) и (5) характеристики:

- распад исходного колоколообразного спектра на совокупность отдельных «линий»;

- усложнение спектра по мере увеличения ρ, связанное с увеличением интервала τ между импульсами и соответствующим уменьшением расстояния между линиями.

Расчетный спектр, приведенный на рис. 5, г, хорошо согласуется с результатами опыта.

При сравнении результатов опыта с данными расчета по формуле (5), модифицированной для спектра мощности и учитывающей ограниченность спектра импульса, мы в полной мере ощутили влияние больших побочных экстремумов функции $\frac{\sin x}{x}$, хорошо известное в фурье-спектроскопии.

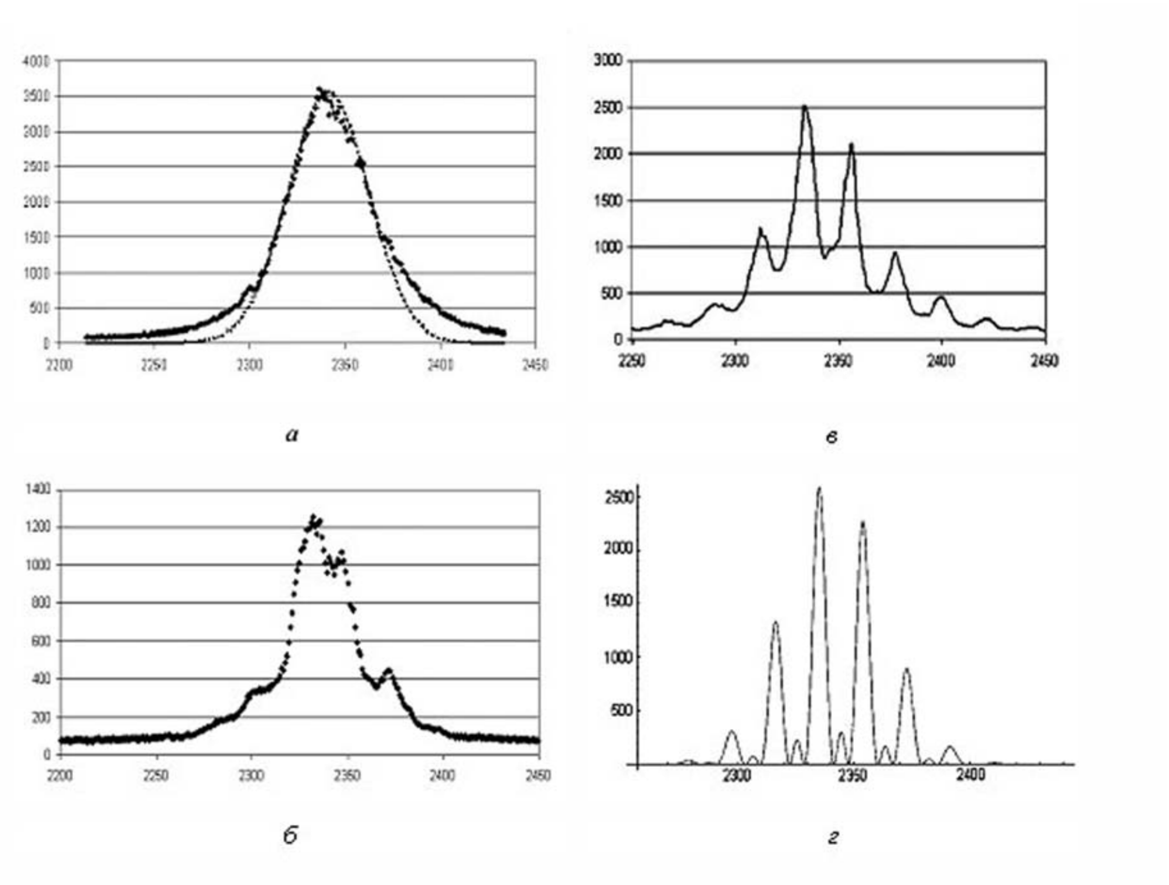


Рис. 5. Результаты измерений и расчета для линзы КНР: а) — - исходный спектр импульса и его аппроксимация (пунктир); б) — спектр при смещении диафрагмы на 9 мм от центра; в) — спектр при смещении диафрагмы на 35 мм от центра; г) — результаты расчета для случая в). По оси абсцисс даны частоты в единицах 10^{12} с^{-1}

Модельный расчет[1] зависимости формы спектра мощности от расстояния между центрами функций $\frac{\sin x}{x}$ в (5) показал возможность существования грубых ошибок интерпретации наблюденных спектров. Контрольный опыт, проведенный с использованием диафрагмы в форме ромба, позволил уменьшить амплитуду побочных экстремумов (осуществить аподизацию), при этом структура спектра упрощалась.

---

[1] Авторы выражают признательность студентке 2-го курса физического факультета СПбГУ Е. Пермяковой за выполнение детальных модельных расчетов.

4. Заключение

Как было показано в [3], может быть сформирована линза (зеркало) Френеля, преобразующая единичный фемтосекундный импульс в кодовую последовательность эквидистантных импульсов равной амплитуды. Такая система может оперировать излучением с очень малой длиной волны, что позволяет, соответственно, уменьшить размеры пятна фокусировки, вплоть до величин порядка десятков нанометров. В отличие от зонной пластинки Соре-Френеля, линза Френеля позволяет полностью использовать энергию входного сигнала при генерации последовательности импульсов и/или ее декодировании. Очевидно также, что аналогичные преобразования могут быть выполнены планарными элементами микро и нано-оптики.

Использованный нами в теоретической части работы импульсный метод оказывается наглядным и удобным при расчете соответствующих оптических многоэлементных систем Его применение позволяет найти простые средства управления формой отдельных импульсов и их распределением во времени.

Литература

[1] Андервуд Дж. Х., Аттвуд Д. Т. Возрождение рентгеновской оптики // УФН, 1987, 151(1), 105–117.

[2] Рентгеновская оптика и микроскопия. Мир, 1987. 463 с.

[3] Semenov S. N. , Statsenko T. V. , Tolmachev Yu. A. Pulse analysis method as applied to one of the problems of micro- and nanooptics // Bulletin of the Lebedev Physics Institute. 2009, 36 (12), 350-352.

[4] Разманова (Фроленкова) М. В., Толмачев Ю. А. Анализ взаимодействия зонной пластинки с плоской волной импульсным методом // Вестник СПбГУ, Сер. 4. Физика, химия. 2003, Вып. 1 (№4), 22-29.

[5] Толмачев Ю.А. Преобразование спектров сигналов при голографической записи и восстановлении информации фемтосекундными импульсами // В сб.: Всероссийский семинар «Юрий Николаевич Денисюк – основоположник отечественной голографии» Санкт-Петербург, 22-24 мая 2007 г. Изд. ФТИ им. А.Ф.Иоффе, СПбГУ ИТМО, НПК «ГОИ им. С.И.Вавилова», 209-215.

[6] Лебедев М. К., Толмачев Ю. А. Импульсный метод в решении задач дифракции и интерференции. I. Дифракция ультракороткого импульса // Лазерные исследования в Санкт-Петербургском государственном университете. Третий выпуск. СПб.: НИИ «Российский центр лазерной физики», 2004, 81-153.

[7] Frolenkova M.V.,Tolmachev Yu.A. Application of δ(t)-wave approach for the analysis of ultra-short pulse field distribution formation in the vicinity of focal point // Proceedings of «The 9-th Russian-Chinese Symposium on Laser Physics and Laser Technologies. The Conference on Laser and Laser Technologies for Students and Young Investigators», Tomsk, Russia, October 26-31, 2008, 57-60.

[8] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. Наука, 1970, 721 с.

НАНОСИСТЕМЫ: ФИЗИКА, ХИМИЯ, МАТЕМАТИКА, 2011, 2 (1), С. 109–115

УДК 538.958

МНОГОВОЛНОВАЯ БРЭГГОВСКАЯ ДИФРАКЦИЯ И ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В 3D ФОТОННОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ

В. Г. Федотов[1], А. В. Селькин[2]

[1]Санкт-Петербургского государственного университет, физический факультет
[2]Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской Академии наук

vladimir.fedotov@gmail.com

PACS 42.70.Qs, 42.25.Fx, 78.40-q

С использованием теории динамической дифракции, обобщённой на случай высокого диэлектрического контраста исследованы механизмы формирования спектров брэгговского отражения света от тонких плёнок фотонных кристаллов с симметрией решётки опала. Показано, что в условиях многоволновой дифракции в спектрах фотоннокристаллических пленок с достаточно высокой степенью структурного совершенства могут проявляться дополнительные короткопериодные осцилляции коэффициента отражения (интерференционная “гребёнка”). На основании сопоставления формы полосы брэгговского отражения света с энергетическим спектром собственных электромагнитных мод фотонного кристалла делается вывод о том, что дополнительная структура в спектрах возникает вследствие интерференции добавочных мод с низкой групповой скоростью.

Ключевые слова: фотонные кристаллы, многоволновая дифракция, брэгговское отражение.

1. Введение

Фотонные кристаллы (ФК) – пространственно-периодические твердотельные структуры, диэлектрическая проницаемость которых промодулирована с периодом, сравнимым с длиной волны света. В настоящее время такие структуры привлекают повышенный интерес, связанный, в первую очередь, с перспективами их практического применения в нанофотонике и оптоэлектронике в качестве элементов эффективного управления световыми потоками [1 – 3], а также с возможностью изучения новых оптических явлений, имеющих фундаментальное научное значение [4].

Среди наиболее ярких оптических явлений, связанных с ФК, можно выделить многоволновую брэгговскую дифракцию (МБД) света [5], которая проявляется в виде специфической дублетной структуры полосы брэгговского отражения [6, 7]. Такая структура обусловлена тем, что в условиях МБД несколько семейств непараллельных друг другу кристаллических плоскостей, характеризуемых несовпадающими наборами индексов Миллера, оказываются вовлечёнными в брэгговское отражение на одной и той же частоте.

В настоящей работе представлены результаты исследования механизмов формирования спектров брэгговского отражения света от плёнок трёхмерных (3D) опалоподобных ФК, обладающих симметрией кубической гранецентрированной решётки, с учётом МБД и новых интерференционных эффектов, обусловленных многократным отражением собственных электромагнитных мод ФК от границ раздела.

2. Результаты и обсуждение

Основное внимание в настоящей работе уделено анализу сложной формы спектрального контура брэгговского отражения света от опалоподобной ФК плёнки с латеральными поверхностями (границами раздела), параллельными кристаллическим плоскостям (111). Спектры отражения рассчитывались в рамках теории динамической дифракции с использованием в явном виде дисперсионных кривых собственных электромагнитных ТЕ-мод ФК, определяемых дисперсионным уравнением

$$K^2 - k_0^2\varepsilon_0 = \frac{|\varepsilon_{111}|^2 k_0^4}{(K - G_{111})^2 - k_0^2\varepsilon_0} + \frac{|\varepsilon_{11\bar{1}}|^2 k_0^4}{(K - G_{11\bar{1}})^2 - k_0^2\varepsilon_0}, \qquad (1)$$

в приближениях трёхволнового ($\varepsilon_{11\bar{1}} \neq 0$) и двухволнового ($\varepsilon_{11\bar{1}} = 0$) смешивания [8, 9]. В уравнении (1) $k_0 = \omega/c = 2\pi/\lambda$ (ω – частота, c – скорость света, λ – длина волны света в вакууме), $\boldsymbol{K}$ – волновой вектор, ε_0 – средняя диэлектрическая проницаемость ФК среды, G_{111} и $G_{11\bar{1}}$ – векторы обратной решетки, порождаемые кристаллическими плоскостями (111) и $(11\bar{1})$, ε_{111} и $\varepsilon_{11\bar{1}}$ – амплитуды разложения пространственно-периодической диэлектрической функции ФК $\varepsilon(r) = \varepsilon_0 + \sum\limits_{G\neq 0} \varepsilon_{\mathbf{G}} \exp(iGr)$ в ряд Фурье по векторам обратной решётки $\boldsymbol{G}$ (ε_{111} и $\varepsilon_{11\bar{1}}$ определяются векторами G_{111} $G_{11\bar{1}}$, соответственно). Такой подход позволяет проводить непосредственное сопоставление контура отражения с энергетическим спектром собственных состояний ФК и обеспечивает физически ясную интерпретацию наблюдаемых спектральных особенностей.

В качестве модельного объекта рассматривалась пленка идеального опалоподобного ФК, состоящего из плотноупакованных сфер полистирола (диэлектрическая постоянная $\varepsilon_a = 2.522$) диаметром $a_{00} = 300$ нм, помещённых в вакуум (внешняя среда “v” и межчастичное пространство “b” характеризуются одним и тем же значением диэлектрической постоянной $\varepsilon_v = \varepsilon_b = 1$). Толщина плёнки $L = a_{00}\left(1 + \sqrt{2/3}(N_{ml} - 1)\right)$ задавалась числом монослоёвN_{ml}. Численные расчёты проведены для геометрии отражения s-поляризованного света, в которой плоскость падения была ориентирована перпендикулярно семейству наклонных к отражающей поверхности ФК кристаллических плоскостей $(11\bar{1})$ и (002). Именно в такой геометрии внутри ФК возбуждаются состояния, описываемые дисперсионным уравнением (1). Имея в виду, что резонансные условия МБД выполняются при определённом значении $\theta = \theta_*$ угла падения света [9], в расчётах использовался угол θ = 57°, близкий к $\theta_* = 57.35°$ для рассматриваемой модельной ситуации.

Модель трёхволнового смешивания соответствует 3D случаю и учитывает одновременную дифракцию света на системах кристаллических плоскостей (111) и $(11\bar{1})$ (дополнительный вклад в дифракцию на плоскостях (002) оказывается пренебрежимо малым, поскольку для соответствующих таким плоскостям фурье-амплитуд $|\varepsilon_{002}| \ll |\varepsilon_{111}|, |\varepsilon_{11\bar{1}}|$). Спектры брэгговского отражения для этого случая изображены на рис. 1a сплошными кривыми. Штриховые кривые относятся к модели двухволнового смешивания (одномерный (1D) случай) и описывают дифракцию света только на одной системе кристаллических плоскостей (111). Из сравнения результатов, полученных с использованием двух обсуждаемых моделей видно, что рассчитанные спектры качественно отличаются друг от друга в спектральном диапазоне фотонной запрещённой зоны (ФЗЗ), где достигается максимальное значение коэффициента отражения. Вне резонансного диапазона ФЗЗ наблюдаются классические интерференционные полосы Фабри-Перо.

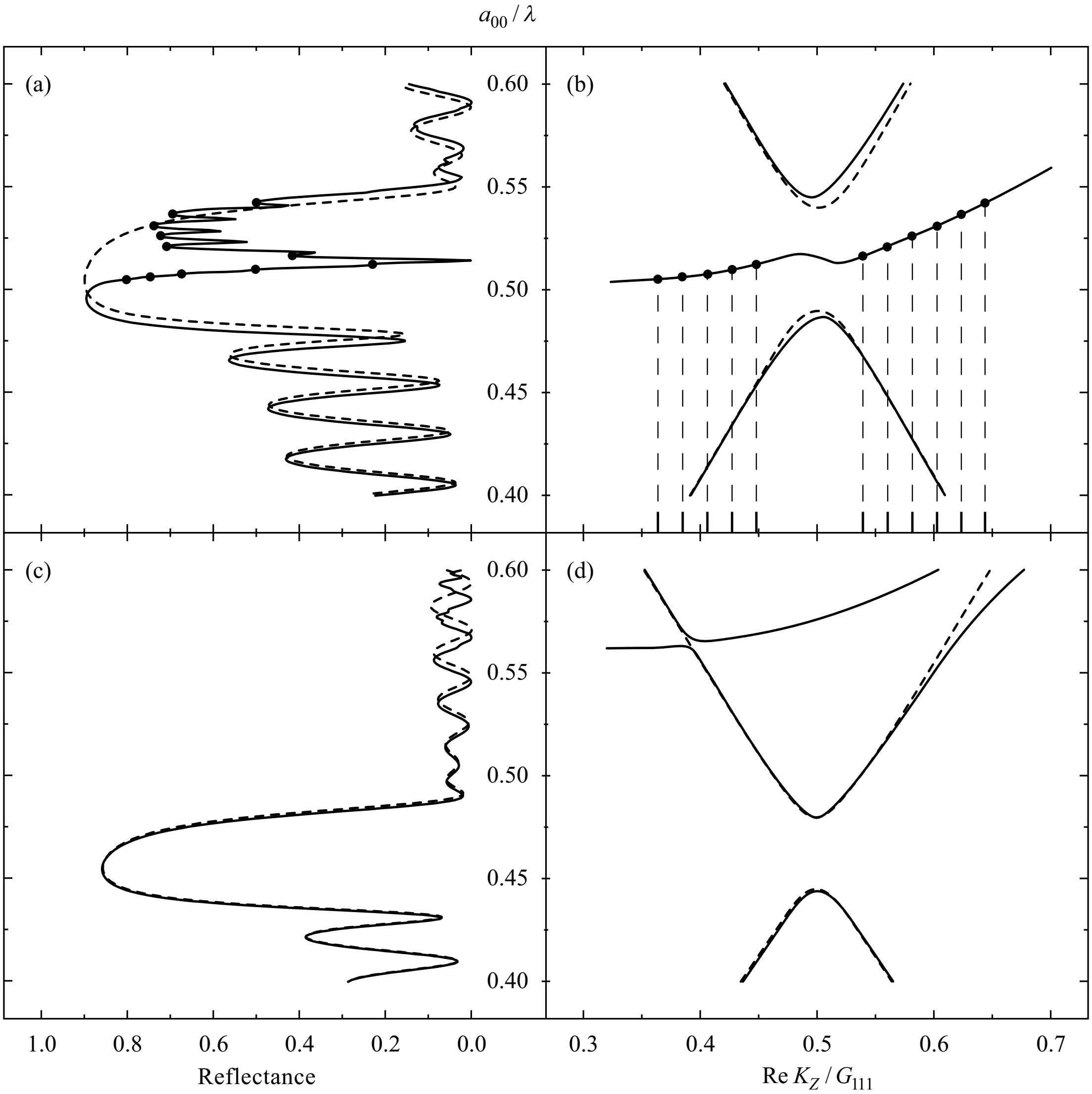


Рис. 1. Рассчитанные спектры брэгговского отражения света (a, c) и соответствующие энергетические спектры собственных мод электромагнитного поля (b, d) для фотоннокристаллической плёнки толщиной 20 монослоёв, состоящих из сфер полистирола диаметром a_{00} = 300 нм для углов падения света θ = 57° (a, b) и θ = 37° (c, d). Штриховые кривые – для дифракции света только на одной системе кристаллических плоскостей (111). Сплошные кривые – для дифракции света одновременно на двух системах кристаллических плоскостей (111) и $(11\bar{1})$. λ – длина волны света в вакууме, G_{111} – минимальная длина вектора обратной решётки в направлении [111] (ось Z)

Расчёты, выполненные в рамках 3D модели дифракции, показывают, что в резонансном диапазоне, наряду с глубоким провалом в контуре отражения, возникает дополнительная короткопериодная (по длине волны) интерференционная структура (интерференционная “гребёнка”). Следует подчеркнуть, что такая “гребёнка” может наблюдаться для плёночных образцов достаточно высокого структурного совершенства и с малыми диссипативными потерями. С ростом диссипативных потерь и включением дополнительных небрэгговских каналов рассеяния (что феноменологически учитывается введением в расчёт мнимой добавки $i\varepsilon''_0$ к средней диэлектрической постоянной ФК) резкие спектральные особенности сглаживаются, а короткопериодные осцилляции в полосе брэгговского отражения исчезают (рис. 2).

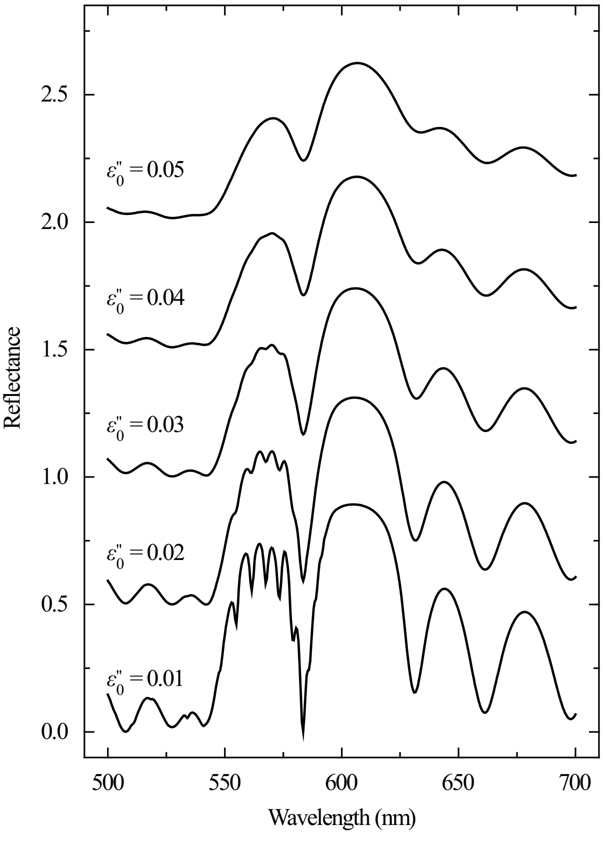


Рис. 2. Рассчитанные спектры брэгговского отражения света от фотоннокристаллической плёнки толщиной 20 монослоёв, собранной из сфер полистирола диаметром 300 нм для различных значений мнимой части $i\varepsilon''_0$средней диэлектрической проницаемости структуры, угол падения света $\theta = 57^\circ$. Для наглядности спектры смещены относительно друг друга по вертикальной оси

Физическая причина возникновения глубокого провала и короткопериодных осцилляций в резонансной области спектра отражения становится понятной при сопоставлении таких спектров со спектром собственных мод в области ФЗЗ. На рис. 1 сравниваются между собой спектры брэгговского отражения (a, c) и соответствующие им дисперсионные кривые собственных мод ФК (b, d). Как видим, и основной провал и короткопериодные осцилляции формируются в режиме многоволновой дифракции ($\theta = 57^\circ$, рис. 1a) в той области спектра в окрестности края первой зоны Бриллюэна ($ReK_Z \approx G_{111}/2$), где возбуждается “медленная” добавочная мода, по своему энергетическому положению попадающая в основную стоп-зону ФК. Для угла падения света $\theta = 37^\circ$ (рис. 1c), при котором резонансные условия

МБД не выполняются (добавочная мода оказывается за пределами основной стоп-зоны), как провал, так и интерференционная “гребёнка” отсутствуют.

Как отмечалось ранее [8, 9], именно эта добавочная мода ответственна за формирование глубокого провала в полосе брэгговского отражения, который наблюдается экспериментально [5 – 7] при наклонном падении света на поверхность ФК. С другой стороны, из рис. 1 видим (метки в виде точек на спектральных кривых), что конечная толщина ФК плёнки приводит к пространственному квантованию $\Delta K_Z = \pi/L$ добавочной моды. Тогда соответствующий период осцилляций $\Delta(a_{00}/\lambda)$ может быть оценён с помощью соотношения

$$\Delta(a_{00}/\lambda) = \frac{V_g a_{00}}{2Lc}, \qquad (2)$$

где $V_g = \partial\omega/\partial K_z$ – проекция на ось Z (нормаль к поверхности) групповой скорости распространяющейся волны. В спектральной области вдали от брэгговского резонанса формируется классическая интерференционная структура Фабри-Перо с периодом, также задаваемым формулой (2). Однако в последнем случае $V_g = V_{g_0} \equiv c/\sqrt{\varepsilon_0 - \sin^2\theta}$ представляет собой Z-составляющую групповой скорости обычной световой волны в среде, характеризуемой средней диэлектрической постоянной ε_0. Поскольку для добавочной (“медленной”) волны в области многоволнового резонанса $V_g \ll V_{g_0}$, то дополнительные осцилляции имеют существенно более короткий период по сравнению с обычными осцилляциями Фабри-Перо вдали от резонанса.

Квантование добавочной моды на правом крыле $ReK_Z > G_{111}/2$ энергетического спектра (рис. 1b) проявляется более заметно в контуре отражения по сравнению с аналогичным квантованием на левом крыле $ReK_Z < G_{111}/2$. Такая асимметрия в проявлении интерференционных особенностей обусловлена, с одной стороны, чрезвычайно малой групповой скоростью моды на левом крыле дисперсионной зависимости (период осцилляций мал). С другой стороны, область левого крыла соответствует резкому спаду коэффициента отражения. В результате, дополнительная интерференционная структура проявляется в виде слабозаметных ступеней на спектральном контуре отражения.

Следует отметить, что в видимой области спектра для рассматриваемого размера частиц, составляющих ФК, никакие другие моды, кроме генерируемых кристаллическими плоскостями (111) и $(11\bar{1})$, не вносят заметного вклада в энергетический спектр и, как следствие, в спектр отражения. Сопоставление результатов численного моделирования, выполненного при помощи дискретизации уравнений Максвелла на сетке пространственных координат [10], с результатами, полученными в приближении трёхволнового смешивания, проводится на рис. 3. Такое сопоставление показывает, что незначительные различия между полным электродинамическим расчётом и используемым приближением наблюдаются лишь вблизи ультрафиолетового края видимой области спектра. При этом приближение трёхволнового смешивания корректно описывает как спектральные положения особенностей (пика брэгговского отражения и провала на нём), так и форму контура отражения.

3. Заключение

Выполненные нами исследования спектров брэгговского отражения света от 3D опалоподобных ФК плёнок указывают на важную роль как эффектов интерференции, обусловленных существованием внешних поверхностей, так и эффектов МБД. Расчёт спектров произведён в приближении трёхволнового смешивания с использованием теории динамической дифракции, обобщённой на случай высокого диэлектрического контраста (сильной пространственной модуляции диэлектрической проницаемости). На основании полного электродинамического расчёта (с использованием процедуры дискретизации уравнений

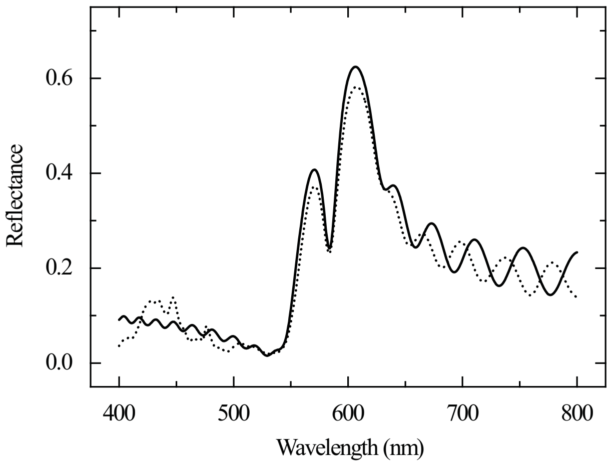


Рис. 3. Рассчитанные спектры брэгговского отражения света от фотоннокристаллической плёнки толщиной 21 монослой, собранной из сфер полистирола диаметром 300 нм, угол падения света $\theta = 57^\circ$. Пунктирная кривая — результат численного моделирования в рамках полного электродинамического расчёта с использованием дискретизации уравнений Максвелла. Сплошная кривая — расчёт в приближении трёхволнового смешивания (учёт дифракции света только на двух системах кристаллических плоскостей (111) и $(11\bar{1})$)

Максвелла при точной постановке задачи) установлено, что приближение трёхволнового смешивания правильно описывает сложную форму контура брэгговского отражения света, связанную с 3D характером дифракции.

Обнаружено существование в резонансной области спектра брэгговского отражения дополнительной короткопериодной интерференционной структуры (интерференционной “гребёнки”) и предсказана возможность экспериментального наблюдения такой структуры в ФК плёнках, обладающих высокой степенью структурного совершенства и малыми диссипативными потерями. Показано, что такая интерференционная структура обусловлена многоволновым характером дифракции света в ФК, связана с интерференцией “медленных” добавочных мод и возникает в результате их пространственного квантования.

Работа выполнена при поддержке Программы развития Санкт-Петербургского государственного университета (НИР 11.37.23.2011), Федеральной целевой программы (государственный контракт № 02.740.11.0384) и программы Отделения физических наук Российской Академии наук «Фундаментальные проблемы фотоники и физика новых оптических материалов» на 2011 год.

Литература

[1] Joannopoulos J.D., Johnson S.G., Winn J.N., Meade R.D. Photonic Crystals: Molding the Flow of Light (2nd edition). Princeton University Press, Princeton–Oxford, 2008, 286 P.

[2] Galisteo-López J.F., Ibisate M., Sapienza R., Froufe-Pérez L.S., Blanco Á., López C. Self-Assembled Photonic Structures // Adv. Mater., 2011, 23(1), 30-69.

[3] Mizeikis V., Juodkazis S., Marcinkeviиius A., Matsuo S., Misawa H. Tailoring and Characterization of Photonic Crystals // J. Photochem. Photobiol. C, 2001, 2, 35-69.

[4] Sakoda K. Optical Properties of Photonic Crystals (2^{nd} edition). Springer, Berlin–Heidelberg–New York, 2005, 253 P.

[5] van Driel H.M., Vos W.L. Multiple Bragg Wave Coupling in Photonic Band-Gap Crystals // Phys. Rev. B, 2000, 62(15), 9872-9875.

[6] Romanov S.G., Maka T., Sotomayor-Torrès C.M., Müller M., Zentel R., Cassagne D., Manzanares-Martínez J., Jouanin C. Diffraction of light from thin-film polymethylmetacrylate opaline photonic crystals // Phys. Rev. E, 2001, 63, 056603.

[7] Gajiev G.M., Golubev V.G., Kurdyukov D.A., Medvedev A.V., Pevtsov A.B., Sel'kin A.V., Travnikov V.V. Phys. Rev. B, 2005, 72, 205115-1-205115-9.

[8] Fedotov V.G., Sel'kin A.V., Men'shikova A.Yu., Shevchenko N.N., Yakimanskiy A.V. Resonant Multiple Diffraction of Light in Three-Dimensional Photonic Crystals // Proc. of 17^{th} Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology", Minsk, Belarus, 2009, 109-110.

[9] Баженова А.Г., Селькин А.В., Меньшикова А.Ю., Шевченко Н.Н. Поляризационное подавление брэгговских рефлексов при отражении света от фотонных кристаллов // ФТТ, 2007, 49(11), 2010-2021.

[10] Bondeson A., Rylander T., Ingelström P. Computational Electromagnetics. Springer, New York, 2005, 222 P.

НАНОСИСТЕМЫ: ФИЗИКА, ХИМИЯ, МАТЕМАТИКА, 2011, 2 (1), С. 116–120

УДК 537.533.3

ОПТИЧЕСКИЕ ФУНКЦИИ И ПАРАМЕТРЫ ЗОННОЙ СТРУКТУРЫ ТОНКИХ СЛОЕВ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ 0,1–6,2 эВ

Д. Т. Ян[1]

[1]Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск, Россия

dmitry_yan@mail.ru

Проведено исследование оптических свойств слоев пористого кремния, полученного на кристаллическом кремнии p-типа (100) методом анодного травления. Из оптических спектров на пропускание и отражение проведена оценка основных оптических характеристик пористого кремния. Установлено, что явление видимой фотолюминесценции пористого кремния обусловлено изменением параметров зонной структуры.

Ключевые слова: пористый кремний, фотолюминесценция, рекомбинация.

1. Введение

В настоящее время кремний широко применяется для создания полупроводниковых приборов и устройств. Известно, что кремний является непрямозонным полупроводником с шириной запрещенной зоны 1,1 эВ [1]. Вследствие низкой эффективности излучательных переходов в собственном полупроводнике, создание на его основе оптоэлектронных приборов является маловероятным.

Известно, что в результате анодного травления при малых плотностях тока (менее 20 мА/см^2) на поверхности кристаллического кремния образуется массив кремниевых кристаллитов с размерами менее 10 нм – нанокристаллитов, разделенных порами [9]. Явление видимой фотолюминесценции (ФЛ) на поверхности пористого кремния (ПК) при комнатной температуре обусловлено высокой интенсивностью излучательной рекомбинации [2]. Это указывает на изменение фундаментальных параметров в образующемся материале: типа перехода и ширины запрещенной зоны [3, 4].

Целью представленной работы является определение оптических характеристик пористого кремния и параметров его электронной структуры. В статье рассмотрены оптические функции тонких слоев ПК на Si (100), рассчитанные из данных оптической спектроскопии на пропускание и отражение. Данные из литературы о характере фундаментального перехода и энергетических положениях межзонных переходов в пористом кремнии отличаются друг от друга. Согласно теоретическим расчетам ширина запрещенной зоны нанокристаллитов ПК имеет величину 2.0-2.5 эВ.

Тонкие слои пористого кремния толщиной 0.5-2.1 мкм были получены методом анодного травления на пластинах монокристаллического кремния p-типа (100), легированного бором с удельным сопротивлением 10 Ом · см.

Для получения омического контакта кремниевой пластины с электродом на тыльную сторону пластины был нанесен слой алюминия при температуре 450°C. Процесс анодного травления проводился в спиртовом растворе плавиковой кислоты при равном соотношении реагентов. Плотность тока в течение процесса составила 10 мА/см^2, процесс проводили в течение 6 мин. После окончания анодного травления образцы промывались в деионизованной воде [5, 6].

Спектры ИК-поглощения были сняты при комнатной температуре на Фурье ИК-спектрометре Bruker IFS-113v с разрешением 8 см$^{-1}$ и усреднением по 600 сканам. Для получения ИК-спектров было проведено удаление слоя Al с тыльной стороны пластины.

2. Результаты и обсуждение

Для вычисления оптических функций в области прозрачности была использована двухслойная модель, в которой учитывались многократные внутренние отражения и поглощение в пленке ПК и подложке [7]. Основные оптические функции монокристаллического кремния были взяты из литературы [8]. На основе данного метода были рассчитаны: коэффициент поглощения (α), показатель преломления (n), коэффициент экстинкции (k), действительная (ε_1) и мнимая (ε_2) части диэлектрической функции.

Методами оптической спектроскопии на пропускание и отражение в диапазоне энергий фотонов 0.1-1.24 эВ исследованы тонкие слои пористого кремния на Si(100).

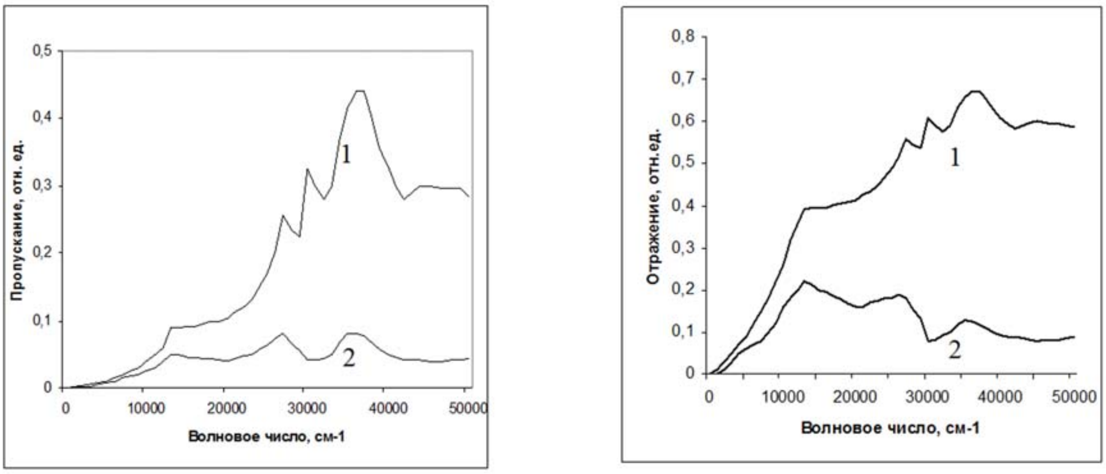


РИС. 1. Спектры ИК пропускания (слева) и отражения (справа) образцов кристаллического (1) и пористого кремния (2) в диапазоне энергий 0,1–6,2 эВ

На рис. 1 приведены оптические спектры на пропускание и отражение кристаллического кремния p-типа (100) и пористого кремния.

Расчеты спектральных зависимостей коэффициента поглощения показали, что выращенные тонкие слои ПК имеют полупроводниковый характер поглощения и являются прямозонным полупроводником с шириной запрещенной зоны 1.85-2.0 эВ. Отсутствие дисперсии коэффициента преломления означает, что межзонный переход с энергией 1.85-2.0 эВ действительно определяет край фундаментального поглощения в тонких слоях ПК на Si(100). Экстраполяция линейной части зависимости 1/(n^2-1) к величине λ^{-2} в соответствие с моделью Друде для диэлектрической функции (рис. 2) позволяет вычислить величину n_o=2.2±0.02 для тонких слоев ПК [9]. Анализ спектров оптической проводимости показал, что приведенная плотность состояний в тонких слоях пористого кремния имеет небольшое значение в области фундаментального перехода и значительно возрастает в диапазоне энергий 3.2–3.5 эВ. На рис. 3 приведен спектр диэлектрической функции пористого кремния, рассчитанный на основе данных оптической спектроскопии с использованием интегральных соотношений Крамерса-Кронига.

Определены функции потерь энергии Im$(\varepsilon_1)^{-1}$ и плотности состояний $\varepsilon_2\varepsilon_0\omega^2$ (рис. 4), которые отражают сложную энергетическую структуру пористого кремния.

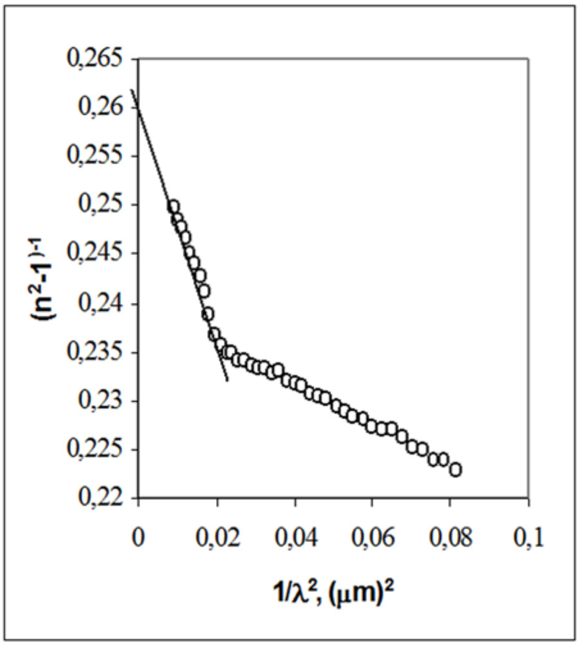


Рис. 2. Спектральная зависимость величины $(n^2-1)^{-1}$ от λ^{-2}. Пунктирной линией показана линейная аппроксимация зависимости для расчет бездисперсионного коэффициента преломления пористого кремния

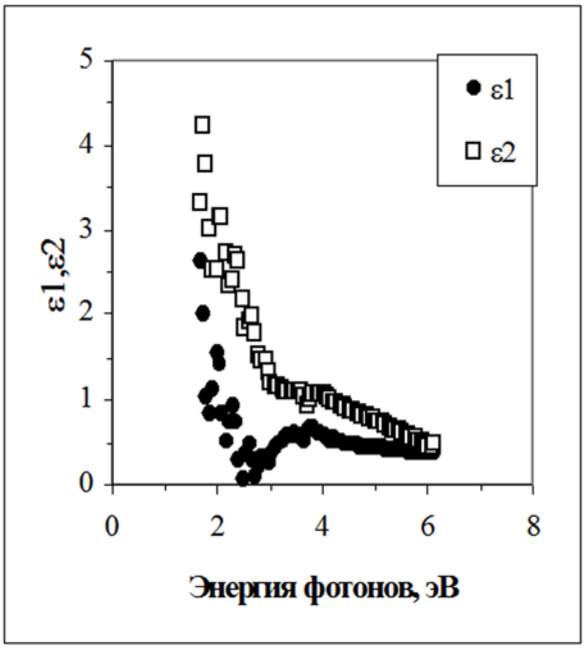


Рис. 3. Действительная и мнимая части диэлектрической функции пористого кремния в диапазоне энергий 1.6–6.2 эВ

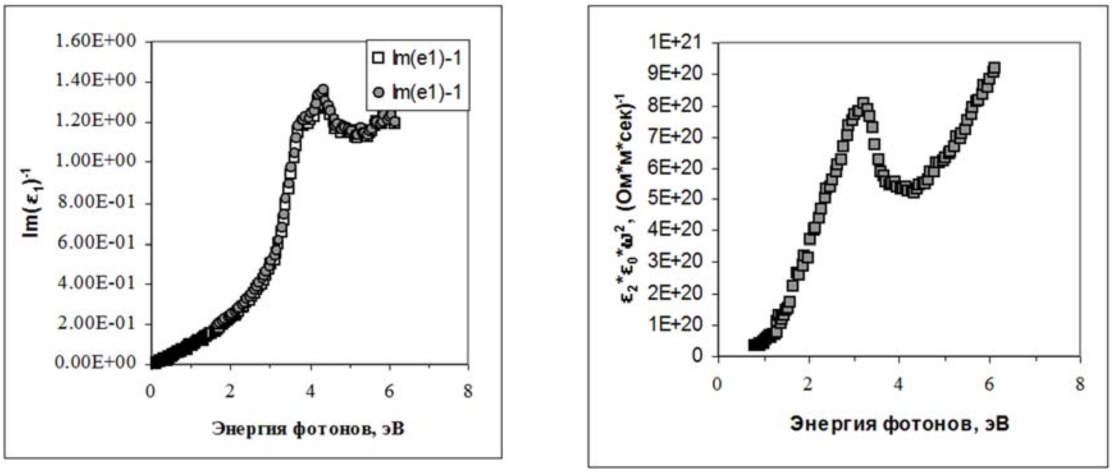


Рис. 4. Спектральная зависимости потерь энергии (слева) и плотности состояний (справа) в тонких слоях пористого кремния для тонких слоев пористого кремния в диапазоне энергий 0.1–6.2 эВ

Функция потерь энергии $\mathrm{Im}(\varepsilon_1)^{-1}$ (рис. 4, слева) дает дополнительную информацию о распределении потерь энергии заряженными носителями. В тонких слоях пористого кремния эти потери относятся к носителям заряда – дыркам. Наблюдается почти линейный рост энергетических потерь в диапазоне энергий от нуля до 1.9 эВ. Начиная с энергии 2 эВ, линейный характер зависимости сохраняется, при этом увеличивается угол ее наклона. В диапазоне энергий 3.3-4.3 эВ величина потерь энергии, проявляет рост, близкий к экспоненциальному, достигает максимума при 4.3 эВ. Максимум потерь энергии соответствует максимуму потерь энергии дырками в слое ПК. Затем величина потерь уменьшается незначительно и слабо растет до 6.2 эВ. Такой характер потерь энергии дырками соответствует сложной структуре плотности состояний в зоне проводимости пористого кремния.

Для классических полупроводников известно, что в условиях сохранения квадрата модуля матричного элемента переходов и параболичности дисперсии энергетических зон произведение оптической проводимости ($\sigma_{\text{опт}}$) на частоту (ω) пропорционально функции плотности состояний G(ω) в энергетических зонах [10–12]:

$$\sigma_{\text{опт}}(\omega)\cdot\omega=2\mathrm{n}_1\mathrm{k}_1\varepsilon_0\omega^2=\varepsilon_2\varepsilon_0\omega^2\sim\mathrm{G}(\omega)$$

Используем данный метод оценки для расчета плотности состояний в пористом кремнии, предполагая, что параболичность энергетических зон в нем сохраняется. Такая спектральная зависимость представлена на рис. 4, справа. Рассчитанная зависимость имеет вид, аналогичный зависимости потерь энергии (рис. 4, слева), но максимум плотности состояний смещен в сторону меньших энергий. В диапазоне энергий (0.68-1.21 эВ) величина плотности состояний растет слабо, однако, с ростом энергии обнаруживает линейный рост и достигает максимума при 3.2 эВ, что соответствует максимуму поглощения в слое пористого кремния. При энергии более 3.3 эВ величина плотности состояний снижается вплоть до 4.3 эВ, а затем растет с увеличением энергии фотонов.

Характер спектральных зависимостей потерь энергии и плотности состояний в пористом кремнии показывает, что при малых энергиях плотность состояний и вероятность межзонных переходов малы, а сильное поглощение в этой структуре происходит при энергиях, превышающих 2.0 эВ. Наличие области слабого поглощения соответствует как присутствию некоторого количества столбов повышенных размеров в структуре слоя пористого кремния (по теории квантового ограничения, так и наличию внутризонных переходов в столбах различных размеров, связанных с дефектами на границе с окислом и внутри кристаллитов [13–15].

Литература

[1] Иоффе А.Ф. Физика полупроводников. М.: Изд-во АН СССР, 1957. 490 с.

[2] Canham L.T. Visible photoluminescence of porous Si // Appl. Phys. Lett., 1990, 57, P. 1046–1049.

[3] Sawada S., Hamada N., Ookubo N. Mechanism of visible photoluminescence of porous silicon // Phys.Rev. B., 1994, 49, № 8, P. 5236–5245.

[4] Dimova-Malinovska D., Sendova-Vasileva, Marinova T., Krastev V., Kamenova M., Tzenov N. Correlation between the photoluminescence and chemical bonding in porous silicon // Thin Solid Films, 1996, 276, P. 290–292.

[5] Uhlir A. Formation of porous silicon // Bell Syst. Tech., 1956, 35, P. 333–336.

[6] Theib W. Optical properties of porous silicon // Surf. Sci. Rep., 1997, 29, № 5, P. 92–192.

[7] Уханов Ю.А. Оптические свойства полупроводников. М.: Наука. 1997, 252 с.

[8] Орешкин П.Т. Физика полупроводников и диэлектриков. М.: Высш. школа, 1977, 448 с.

[9] Горбачев В.В., Спицина Л.Г. Физика полупроводников и металлов. М.: Металлургия, 1976. 368 с.

[10] Cantin J. L. et al. Anodic oxidation of p^- and p^+- type porous silicon // Thin Solid Films, 1996, 276, № 3, P.76–79.

[11] Belmont O. et al. About the origin and the mechanisms involved in the cracking of highly porous silicon layers under capillary stresses // Thin Solid Films, 1996, 276, № 3, P. 219–222.

[12] Горячев Д.Н., Беляков Л.В., Сресели О.М. О механизме образования пористого кремния // Физ. и техн. полупроводн., 2000, 34, Вып. 5, С. 1130-1134.

[13] Petrova-Koch V., Muschik T. The relation between the visible and the infrared luminescence bands in porous silicon // Thin Solid Films, 1995, 255, № 5, P. 246-249.

[14] Кашкаров П.К., Константинова Е.А., С. А. Петрова, Тимошенко В.Ю. Юнович А.Э. К вопросу о температурной зависимости фотолюминесценции пористого кремния // Физ. и техн. полупроводн., 1997, Т. 31, Вып. 6, С. 745–748.

[15] Ян Д.Т. Влияние лазерного возбуждения на фотолюминесценцию анодно окисленного пористого кремния // Опт. журнал, 2010, 77, № 8, С. 67–71.

ИНФОРМАЦИЯ И ПРАВИЛА ДЛЯ АВТОРОВ

Требования к оформлению статей для журнала «Наносистемы: физика, химия, математика»

Основные положения

Журнал принимает к публикации исследовательские и обзорные статьи, а также краткие научные сообщения, нигде ранее не опубликованные и не принятые к изданию в других журналах. Статьи могут быть предоставлены на русском или английском языке. Для статей, написанных на русском языке необходимо предоставить перевод названия и аннотации на английский язык. Все статьи рецензируются, после чего при необходимости возвращаются автору на доработку. Плата с аспирантов за публикацию рукописей не взимается.

Предоставляемые материалы

1. Файл статьи на русском или английском языке, содержащий индекс УДК, название статьи, инициалы и фамилию авторов, полное название места работы, электронный адрес, аннотацию, ключевые слова, индекс PACS (рекомендовано), текст статьи, список литературы.
2. Файлы с иллюстрациями, файлы с таблицами.
3. Файл с переводом на английский язык названия статьи, фамилии и инициалов авторов, названия места работы, аннотации.
4. Сопроводительное письмо, содержащее информацию о статье (на русском языке: название статьи, индекс УДК, ключевые слова, аннотация, литература; на английском языке: название статьи, авторы, ключевые слова, аннотация) и о всех авторах (фамилии, имена, отчества, полное название мест работы, почтовый адрес с индексом, номер контактного телефона с кодом города, электронный адрес).
5. Экспертное заключение о возможности опубликования статьи в открытой печати (для авторов из России).

Авторские материалы могут быть переданы в редакцию на любом электронном носителе или присланы на электронный адрес popov@mail.ifmo.ru.

Требования к оформлению текста

Статьи выполняются в текстовых редакторах MS Word или LaTeX (необходимо приложить копию pdf). В названии файлов используется английский алфавит. Рекомендованный объем кратких сообщений 4-6 станиц, исследовательских статей 6-15 страниц, обзоров до 30 страниц.

Формат страницы – А4, поля страницы: правое - 2 см, остальные - 2,5 см. Шрифт – Times New Roman, размер шрифта – 12 pt, межстрочный интервал – 1. Абзацный отступ – 1,5 см.

Название статьи печатается заглавными буквами, размер шрифта 16 pt, полужирный, выравнивается по центру.

Инициалы и фамилии авторов печатаются шрифтом 12 pt, обычный, выравнивается по центру.

Название организации и электронный адрес печатается шрифтом 12 pt, обычный, выравнивается по центру.

Аннотация печатается шрифтом 10 pt, обычный, выравнивается по ширине. Объем не должен превышать 150 слов.

Ключевые слова печатаются шрифтом 10 pt, обычный, выравнивается по ширине.

Название разделов печатаются шрифтом Times New Roman, 12 pt, полужирный, межстрочный интервал - 1, выравнивается по левому краю, отделяется от предыдущего раздела полуторной пустой строкой.

Название подразделов печатаются шрифтом Times New Roman, 12 pt, полужирный, межстрочный интервал - 1, выравнивается по левому краю, отделяется от предыдущего подраздела пустой строкой.

Подписи к рисункам печатаются шрифтом 10 pt, обычный, без абзацного отступа, выравнивается по ширине. Образец подписи:

Формулы набираются в редакторе Math Type. Функции и символы химических элементов набираются шрифтом Times New Roman, прямой; переменные Times New Roman, наклонный; греческие буквы -Symbol, прямой; символы - Symbol, прямой; матрицы-вектора - Times New Roman, прямой, полужирный; числа - Times New Roman, прямой. Размеры: обычный – 14 pt, крупный индекс – 10 pt, мелкий индекс – 8 pt, крупный символ – 16 pt, мелкий символ – 12 pt.

Ссылки на список литературы даются только в тексте статьи цифрами в квадратных скобках. Список литературы оформляется по следующему образцу:

1. Фамилия И.О., Фамилия И.О. Название книги. СПб.: Наука, 2000, 281 с.
2. Фамилия И.О., Фамилия И.О. Название статьи // Название журнала, 2000, 1(5), 17-23.
3. Фамилия И.О., Фамилия И.О. Название доклада // Сборник трудов конференции «Название конференции», место и дата проведения.
4. Фамилия И.О., Фамилия И.О. Название статьи. 2010. (**http://books.ifmo.ru/ntv**).
5. Название патента: пат.1111111 Рос. Федерация: МПК H04 B 1/36, Иванов И.И., заяв. и патентообл. НИИОГОГО, N 2000131517/09, Бюл. N 12, 3с.

Требования к иллюстрациям

Иллюстрации предоставляются отдельными черно-белыми файлами. Форматы файлов – jpeg, png, eps, tiff.

Руководство по подготовке статьи в LaTeX

1. Основные положения

Журнал принимает к публикации исследовательские и обзорные статьи, а также краткие научные сообщения, нигде ранее не опубликованные и не принятые к изданию в других журналах. Статьи могут быть предоставлены на русском или английском языке. Для статей, написанных на русском языке необходимо предоставить перевод названия и аннотации на английский язык. Все статьи рецензируются, после чего при необходимости возвращаются автору на доработку.

2. Предоставляемые материалы

(1) Файл статьи на русском или английском языке, содержащий индекс УДК, название статьи, инициалы и фамилию авторов, полное название места работы, электронный адрес, аннотацию, ключевые слова, индекс PACS, текст статьи, список литературы.
(2) Файлы с иллюстрациями, файлы с таблицами.
(3) Файл с переводом на английский язык названия статьи, фамилии и инициалов авторов, названия места работы, аннотации.
(4) Сопроводительное письмо, содержащее информацию о статье (на русском языке: название статьи, индекс УДК, ключевые слова, аннотация, литература; на английском языке: название статьи, авторы, ключевые слова, аннотация) и о всех авторах (фамилии, имена, отчества, полное название мест работы, почтовый адрес с индексом, номер контактного телефона с кодом города, электронный адрес).

Авторские материалы могут быть переданы в редакцию на любом электронном носителе или присланы на электронный адрес `popov@mail.ifmo.ru`.

3. Требования к оформлению текста

Статьи выполняются в текстовых редакторах MS Word или LaTeX . При использовании формата LaTeX вы можете использовать любые классы, входящие в стандартные дистрибутивы, однако вы можете ускорить процесс подготовки статьи к печати, если воспользуетесь классом nsart.cls. Объем статей указан в таблице 3.

Тип публикации	Объем в страницах
Краткое сообщение	4-6 станиц
Исследовательская статья	6-15 страниц
Обзоров	до 30

Таблица 1. Объем статей

Формат страницы — A4, поля страницы: правое — 2 см, остальные — 2,5 см. Шрифт — Times New Roman, размер шрифта — 12 pt, межстрочный интервал — 1. Абзацный отступ — 1,5 см. Название статьи печатается заглавными буквами, размер шрифта 16 pt, полужирный, выравнивается по центру. Инициалы и фамилии авторов печатаются шрифтом 12 pt, обычный, выравнивается по центру. Название организации и электронный адрес печатается шрифтом 12 pt, обычный, выравнивается по центру. Аннотация печатается шрифтом 10 pt, обычный, выравнивается по ширине. Объем не должен превышать 150 слов. Ключевые слова печатаются шрифтом 10 pt, обычный, выравнивается по ширине. Название разделов

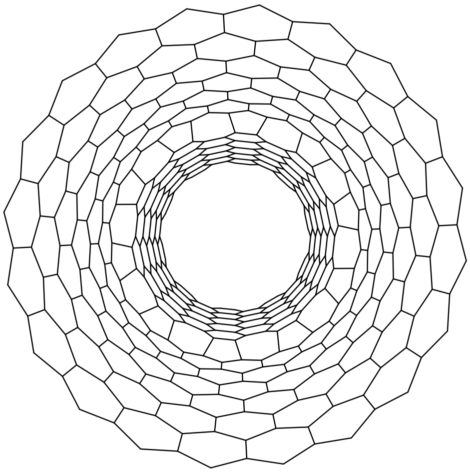


Рис. 1. Текст подписи к рисунку

печатаются шрифтом Arial, 12 pt, полужирный, межстрочный интервал — 1, выравнивается по левому краю, отделяется от предыдущего раздела полуторной пустой строкой. Название подразделов печатаются шрифтом Arial, 12 pt, полужирный, межстрочный интервал — 1, выравнивается по левому краю, отделяется от предыдущего подраздела пустой строкой. Подписи к рисункам печатаются шрифтом 10 pt, обычный, без абзацного отступа, выравнивается по ширине.

3.1. Набор формул в редакторе MS Word

При оформлении статьи в MS Word, формулы набираются в редакторе Math Type. Функции набираются шрифтом Times New Roman, прямой; переменные Times New Roman, наклонный; греческие буквы -Symbol, прямой; символы — Symbol, прямой; матрицы-вектора — Times New Roman, прямой, полужирный; числа — Times New Roman, прямой. Размеры: обычный — 14 pt, крупный индекс — 10 pt, мелкий индекс — 8 pt, крупный символ — 16 pt, мелкий символ — 12 pt.

3.2. Оформление списка литературы

Ссылки на список литературы даются только в тексте статьи цифрами в квадратных скобках. Список литературы оформляется по следующему образцу:

Литература

[1] Фамилия И.О., Фамилия И.О. Название книги. СПб.: Наука, 2000, 281 стр.

[2] Фамилия И.О., Фамилия И.О. Название статьи // Название журнала, 2000, 1(1), 17-23.

[3] Фамилия И.О., Фамилия И.О. Название доклада // Сборник трудов конференции «Название конференции», место и дата проведения.

3.3. Требования к иллюстрациям

Иллюстрации предоставляются отдельными черно-белыми файлами. Форматы файлов: jpeg, png, eps, tiff. Текст статьи должен содержать указания для размещения рисунков, также как и подписи к рисункам, см. например Рис. 1.

3.4. Требования к названиям файлов

В названиях файлов используется английский алфавит. Пожалуйста, указывайте расширения файлов, соответствующие их содержанию. Старайтесь выбирать названия файлов рисунков согласованными с их номерами в статье, например: fig1.eps, fig2.eps и т.п.

4. Оформление статьи в LaTeX

При подготовке статьи в LaTeX, пожалуйста, включайте в предоставляемые материалы как исходный текст LaTeX, так и откомпилированный PDF файл. Вы можете использовать любые пакеты LaTeX, которые входят в стандартные дистрибутивы. Если вы вынуждены использовать специфический пакет, вы должны приложить все необходимые для компиляции файлы. Определенные вами макросы не должны переопределять уже существующие.

4.1. Рисунки в тексте

Для включения рисунков в текст используйте стандартные команды, например, `\includegraphics`, или создавайте рисунки с помощью команд LaTeX. Обратите внимание, что использование команд PostScript для создания специальных эффектов непосредственно в тексте статьи запрещено.

5. Класс nsart

Для упрощения подготовки статьи в LaTeX для публикации в журнале «Наносистемы: физика, химия, математика» мы подготовили класс `nsart.cls`, использование которого ускорит публикацию статьи.

5.1. Набор формул

Для набора выделенных формул вы можете использовать окружение `equation`, например

$$\frac{x+2y^z}{4-\sin x} = \sqrt[y]{\sin\frac{x+y}{z+y}}. \tag{1}$$

6. Образец оформления сведений об авторах

(Полное название статьи)
СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ
Фамилия
Имя
Отчество
Название основного места работы
Должность
Ученая степень
Ученое звание
Домашний адрес
Домашний телефон
Рабочий телефон
Мобильный телефон
Адрес электронной почты
Last name

First name
The organization name
Position
Scientific degree
Academic rank
Personal address
Home phone number
Work phone number
Mobile phone number
E-mail

7. Образец оформления сведений о статье

СВЕДЕНИЯ О СТАТЬЕ
На русском языке:
Авторы (И.О. Фамилия)
Название статьи
УДК
Аннотация
Ключевые слова
Список литературы
На английском языке:

Авторы (Имя Фамилия)
Название статьи
УДК
Аннотация
Ключевые слова

SUMMARY

THE APPLICATION OF SUBTHZ AND THZ NONSTATIONARY SPECTROSCOPY METHODS AND DEVICES FOR NON-INVASIVE MEDICAL DIAGNOSTICS

V.L. Vaks, E.G. Domracheva, E.A. Sobakinskaya, M.B. Chernyaeva

Two variants of realization of terahertz frequency range spectrometers based on effects of free damped polarization and fast frequency sweeping are considered. The results of applications of spectrometers developed for detecting ammonia, acetone and nitric oxide in exhaled air as well as for analysis of wash liquid of parenchymatous organs transplanted – custodiol are presented.

Keywords: non-invasive medical diagnostics, nonstationary spectroscopy of THz and subTHz frequency ranges, spectrometer with phase switching, exhaled air, molecule-marker, custodiol

Vladimir Leibovich Vaks – Institute for physics of microstructures RAS, Nizhny Novgorod, Head of Department, Ph.D., vax@ipm.sci-nnov.ru

Elena Georgievna Domracheva – Institute for physics of microstructures RAS, Nizhny Novgorod, Scientific Researcher, Ph.D., elena@ipm.sci-nnov.ru

Ekaterina Alexandrovna Sobakinskaya – Institute for physics of microstructures RAS, Nizhny Novgorod, Junior Scientific Researcher, katja@ipm.sci-nnov.ru

Maria Borisovna Chernyaeva – Institute for physics of microstructures RAS, Nizhny Novgorod, Junior Scientific Researcher, Ph.D., masha@ipm.sci-nnov.ru

APPLICATION OF DIGITAL HOLOGRAPHIC METHODS TO NANO-DISPLACEMENT'S MEASUREMENTS

M.E. Gusev, A.A. Voronin, V.S. Gurevich,
A.M. Ysaev, I.V. Alekseenko, V.I. Redkorechev

This paper presents the comparison between classical and digital holorgraphic interferometry. The advantage of digital holography was demonstrated as well. Some new digital holographic methods were developed to expand the abilities of holographic measurements and displaying the results. All steps of recording, calculation and displaying the results of measurements were analyzed and, the estimate to requirements of recording systems has been made. The problems of automation the holographic measurements, hardware and software for full automation digital holographic measurement system were carefully investigated. In practice examples of applications the holographic measurements systems in mechanics, measurements techniques, optical and physical testing have been demonstrated. As a result, such kind of holographic systems can be used to measure nano-displacement of real objects.

Keywords: holographic interferometry, digital holography, vibration measurements, non-destructive testing, contactless diagnostics

Mikhail Evgen'evich Gusev – I. Kant Baltic Federal University, Kaliningrad, Russia, Head of Holography Lab, Ph.D., miegus@mail.ru

Voronin Andrey Alexandrovich – I. Kant Baltic Federal University, Kaliningrad, Russia, Postgraduate Student, flyshoot@yandex.ru

Gurevich Vadim Semyonovich – STC “Centre of Laser Technology”, Almaty, Rep. of Kazakhstan, Director on Research, Ph.D., vgurev@nursat.kz
Isayev Anry Moldabekovich – STC “Centre of Laser Technology”, Almaty, Rep. of Kazakhstan, Senior Researcher, Ph.D., laser@nursat.kz
Alexeenko Igor Vyacheslavovich – Institute of Technical Optics, University of Stuttgart, Germany, Ph.D., ingwarr@mail.ru
Redkorechev Vyacheslav Ivanovich – R&D Company “Akadempribor”, Academy of Science, Uzbekistan, Researcher, Ph.D., redkorechev@mail.ru

LIGHT LOCALIZATION AT OBLIQUE INCIDENCE ON A RANDOM SYSTEM OF MAGNETODIELECTRIC LAYERS

A.I. Ignatov, A.M. Merzlikin, A.P. Vinogradov

The Brewster phenomenon is numerically studied in random system of isotropic magnetodielecrtic layers. It is shown that if the values of permittivity and permeability are randomly distributed whereas the characteristic impedance does not change throughout the system, the Lyapunov exponent (the inverse localization length) grows with the angle of incidence and does not depend on the polarization of the incident wave. This independence appears only on the ensemble averaging because in any specific realization the transmission coefficients for s- and p-polarized light are different. The theoretical explanation of the discovered effect is presented.

Keywords: Anderson localization of light, Brewster effect

Ignatov Anton Igorevich – Institute for Theoretical and Applied Electromagnetics RAS, Laboratory Assistant, ignatovtoha@gmail.com
Merzlikin Alexander Mikhailovich – Institute for Theoretical and Applied Electromagnetics RAS, Senior Staff Scientist, Ph.D., merzlikin_a@mail.ru
Vinogradov Alexey Petrovich – Institute for Theoretical and Applied Electromagnetics RAS, Principal Staff Scientist, Ph.D., a-vinogr@yandex.ru

SINGLE PHOTON SOURCES AND DETECTORS BASED ON MICRO- AND NANOOPTICAL STRUCTURES

G.P. Miroshnichenko

A brief overview of application of micro and nano structures in modern photonics is presented. Noted that the technology to produce high quality waveguides and microresonators, are of particular interest to modern information science. These optical elements make it possible to localize the photons, isolating them from the external environment. The theory of discrete coherent photodetection of microresonator mode Fock states is developed. The scheme of photodetector, capable to distinguish one photon and two-photon field states is developed. The quantum pointer of this detector is a packet of N atoms, based in microresonator. With help of quantum pointers, indirectly, we can determine the states of quantum resonator mode, testing energy of atoms package after the end of their relationship with mode within strictly defined time interaction. A theory of generations of microresonator mode one photon states is developed. A microresonator pumping is realized with help of resonance fluorescence field from one atom - source, which excites with help of outside classical electromagnetic field. One photon mode state is detected through a process of discrete coherent photodetection of radiation. As shown in the work, we can choose a detector setting so that at the time of receipt of information about excited state of atom – pointer we be able to conclude unambiguously about state of resonator mode. Conditional reduced matrix of density of mode will correspond to pure Fock one photon state.

Keywords: Optical micro- and nanostructures, microresonator, discrete coherent photodetection, detector of Fock states, one photon states generator.

Miroshnichenko George Petrovich – Saint Petersburg State University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Professor, D.Sc., gpmirosh@gmail.com

OPTICAL INFORMATION PROCESSINGS BASED ON NONLINEAR PROPERTIES OF ATOMIC GASES

G.P. Miroshnichenko, A.I. Trifanov

The effects associated with nonlinear interaction of electromagnetic field with atomic media are investigated in semiclassical approximation. The possibility of its application in information technologies is disscussed. Particularly, nonlinear effects related to the resonant interaction of electromagnetic fields that act on four transitions of a five level M scheme of atomic levels in the stationary limit are studied. Eight stationary solutions that depend on the state of circular polarizations of three operating classical modes of the field are found for the atomic density matrix. To decrease the absorption of the fields on the atomic transitions, the regime of electromagnetically induced transparency is used. The conditions under which the M scheme is close in its optical properties to two or three level schemes are found. Based on the obtained eight solutions, the total accumulated phase shifts of the working waves are calculated. It is shown that the M scheme can perform the operation of double controlled phase shift. Also a model of nonlinear optical system surrounded by two loops of feedback is investigated. The cell with the vapor of rubidium Lambda-type atoms is taken in the capacity of nonlinear element. Two modes of near-resonant electromagnetic field interacting with the cell are involved in the feedback. Two-dimensional optical bistability domain in location of input field intensities is obtained and dependence of its form and magnitude from the system parameters (photon detunings, feedback factor etc.) is investigated. “Input – output” relations corresponding to different trajectories in the bistability domain are obtained.

Keywords: optical information technology, Kerr effect, electromagnetically induced transparency, phase gate, feedback, optical bistability, hysteresis

Miroshnichenko George Petrovich – Saint Petersburg State University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Professor, D.Sc., gpmirosh@gmail.com
Trifanov Alexander Igorevich – Saint Petersburg State University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Postgraduate Student, alextrifanov@gmail.com

WAVEFRONT RECONSTRUCTION WITH A REFERENCE-FREE DIGITAL CCD-REGISTRATION OF MULTISPECTRAL SPECKLE-PATTERNS

N.V. Petrov, V.G. Bespalov, M.V. Volkov

A method for reconstructing the wavefront based on a set of speckle patterns formed by different wavelengths is presented. An iterative algorithm for solving an equation of wave propagation is extended to use the intensity distributions recorded in various planes of the volume speckle field. Both numerical models and experimental results are presented. Two different experimental techniques have been tested: recording three different RGB-intensity distributions to the sensor spectral channels at one shot and using a large number of wavelengths of supercontinuum radiation formed by photonic-crystal fiber. The first mentioned technique gives the advantage in the analysis of fast processes. the second approach has simple and rugged recording scheme with fiber optic elements and provides faster and more accurate convergence of the proposed method.

Keywords: Phase problem, wavefront reconstruction, speckle, diffraction theory.

Nikolay V. Petrov – St. Petersburg State University of Information Technology, Mechanics and Optics, Junior scientist, Nickolai.petrov@gmail.com

Victor G. Bespalov – St. Petersburg State University of Information Technology, Mechanics and Optics, Professor, D.Sc., victorbespaloff@gmail.com

Mikhail V. Volkov – Fock Institute of Physics, St. Petersburg State University, mvvolkov.spbu@gmail.com

FEMTOSECOND SPECTROSCOPY OF FREE POLARONS FORMATION AND PICOMETER MOTIONS OF IMPURITY IONS IN FLUORIDE CADMIUM CRYSTAL

D.I. Staselko, A.S. Shcheulin, A.A. Angervax,
A.I. Ryskin, S.A. Tikhomirov, O.V. Buganov

Experimental data characterizing subpicosecond time structure reorganizing of CdF2 crystal lattice accompanying a process of photo conversion of bistable In1+/Ga1+ impurity centers from deep state to shallow hydrogen-like ones are presented for the first time.

Keywords: femtosecond spectroscopy, bistable centers, polarons formation, carriers capture

D.I. Staselko – Research Center “Optical Information Technologies”, Saint-Petersburg State University of Information Technologies, Mechanics, and Optics, Head Scientist, D.Sc., dmitry@staselko.spb.ru

A.S. Shcheulin – Research Center “Optical Information Technologies”, Saint-Petersburg State University of Information Technologies, Mechanics, and Optics, Leading Scientist, D.Sc., shcheulin@oi.ifmo.ru

A.A. Angervax – Research Center “Optical Information Technologies”, Saint-Petersburg State University of Information Technologies, Mechanics, and Optics, Leading Scientist, Ph.D, angervax@mail.ru

O.V. Buganov – Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Senior Scientist, Ph.D, buganov@imaph.bas-net.by

A.I. Ryskin – Research Center “Optical Information Technologies”, Saint-Petersburg State University of Information Technologies, Mechanics, and Optics, Head of Laboratory, alex_ryskin@mail.ru
S.A. Tikhomirov – Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Head of Laboratory, Sci.D, tikhomirov@imaph.bas-net.by

TIME AND SPACE TRANSFORMATION OF THE ULTRASHORT PULSE BY FRESNEL LENS

T.V. Statsenko, Yu.A. Tolmachev, I.A. Shevkunov

Pulse method of analysis is applied to study the transformation of a single femtosecond pulse into the sequence of pulses. Main elements of the theory and the results of test experiment confirming its basic conclusions are given.

Keywords: Fresnel lens, femtosecond pulse, delta-wave, diffraction, code sequence, pattern recognition

Statsenko Tatyana Vladimirovna – Saint Petersburg State University, Student, ne_znau_dingo@mail.ru
Tolmachev Yurii Alexandrovich – Saint Petersburg State University, Professor, D.Sc., Yurii.Tolmach@rambler.ru
Shevkunov Igor Alexandrovich – Saint Petersburg State University, Postgraduate Student, shevkunov_igor@mail.ru

MULTIPLE BRAGG DIFFRACTION AND INTERFERENCE EFFECTS IN 3D PHOTONIC CRYSTAL FILMS

V.G. Fedotov, A.G. Sel’kin

Shaping mechanisms of Bragg reflection spectra for thin photonic crystal films with the opal crystal lattice symmetry are studied making use of the dynamical diffraction theory generalized to the case of high dielectric contrast. It is shown that under the multiple Bragg diffraction conditions additional short-period oscillations of the reflection coefficient (the interference “comb”) can be manifested in the spectra of the photonic crystal films possessing high structural perfection. From the comparison of the Bragg reflection band shape with the energy spectrum of photonic crystal electromagnetic eigenmodes we conclude that the extra structure in the spectra is due to the interference of additional low-group-velocity modes.

Keywords: photonic crystals, multiple diffraction, Bragg reflection

Fedotov Vladimir Georgievich – Saint Petersburg State University, Postgraduate Student, vladimir.fedotov@gmail.com
Sel’kin Alexander Viktorovich – A.F. Ioffe Physical-Technical Institute RAS, Leading Researcher, Professor, D.Sc., alexander.selkin@mail.ioffe.ru

OPTICAL FUNCTIONS AND BAND GAP OF POROUS SILICON AT THE ENERGY 0,1–6,2 Ev

D.T. Yan

Optical properties of layers of the porous silicon obtained by anodic oxidation are investigated. From optical spectra the basic optical characteristics of porous silicon are estimated.

Keywords: porous silicon, photoluminescence, recombination

Dmitrii Tkhyakbonovich Yan – Far East State Transport University, Khabarovsk, Russia, Ph.D., dmitry_yan@mail.ru

9th International Conference of Numerical Analysis and Applied Mathematics (ICNAAM 2011)

Halkidiki, Greece, 19-25 September 2011

http://www.icnaam.org/

Symposium

Title: “Nanosystems: Mathematical results and modeling”

Organizer: Prof. I.Yu.Popov, Department of Higher Mathematics, St.-Petersburg State University of Information Technologies, Mechanics and Optics,
Kronverkskiy, 49, St.-Petersburg, 197101, Russia
popov@mail.ifmo.ru
popov1955@gmail.com

Description of the topic of the session.

The Symposium on “Nanosystems: Mathematical results and modeling”, organized by the 9th International Conference of Numerical Analysis and Applied Mathematics (ICNAAM), provides an opportunity for scientists to present recent advances and to discuss current problems, future needs and prospects in the area of mathematical methods for nanoscience. Topics include all mathematical aspects in the field from mathematical background of methods of nanosystem behavior description to mathematical modeling of particular nanodevices.

The goal of the meeting is to bring together physicists and mathematicians working in different fields of nanoscience and to give researchers the opportunity to exchange ideas and to find new applications for various mathematical methods and models. Works concerning to electronic, magnetic, mechanical properties of nanosystems are welcome.

The Proceedings of the Symposium will be published in the special issue of the journal “Nanosystems: Physics, Chemistry, Mathematics”.

N A N O
Ф & Х & М

НАНОСИСТЕМЫ:
ФИЗИКА, ХИМИЯ, МАТЕМАТИКА

Журнал зарегистрирован
Федеральной службой по надзору в сфере связи, информационных технологий и массовых коммуникаций
(свидетельство ПИ № ФС 77-42762 от 25.11.2010 г.)
ISSN 2220-8054

Учредитель: ГОУ ВПО «Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики»

Издатель: ГОУ ВПО «Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики»

Отпечатано в учреждении «Университетские телекоммуникации»
Адрес: 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49

Подписка на журнал НФХМ
На 2011 год подписка осуществляется через ОАО Агентство «Роспечать»
Подписной индекс 57385 в каталоге «Издания органов научно-технической информации»